

www.libtool.com.cn

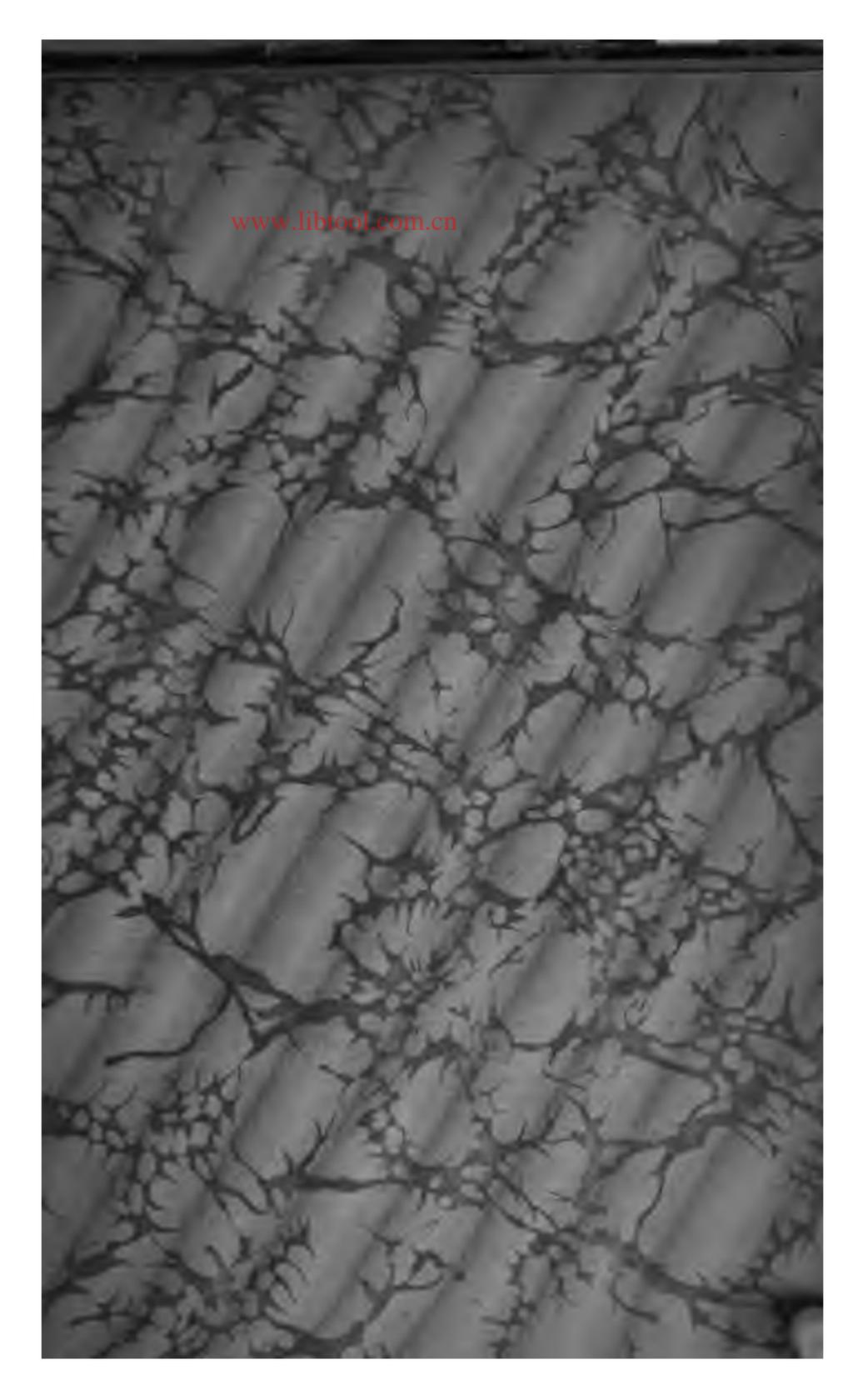
HARVARD COLLEGE LIBRARY



BOUGHT FROM THE INCOME OF THE FUND
BEQUEATHED BY
PETER PAUL FRANCIS DEGRAND
(1787-1855)
OF BOSTON

FOR FRENCH WORKS AND PERIODICALS ON THE EXACT SCIENCES
AND ON CHEMISTRY, ASTRONOMY AND OTHER SCIENCES
APPLIED TO THE ARTS AND TO NAVIGATION

www.libtool.com.cn





www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

COURS
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

www.libtool.com.cn

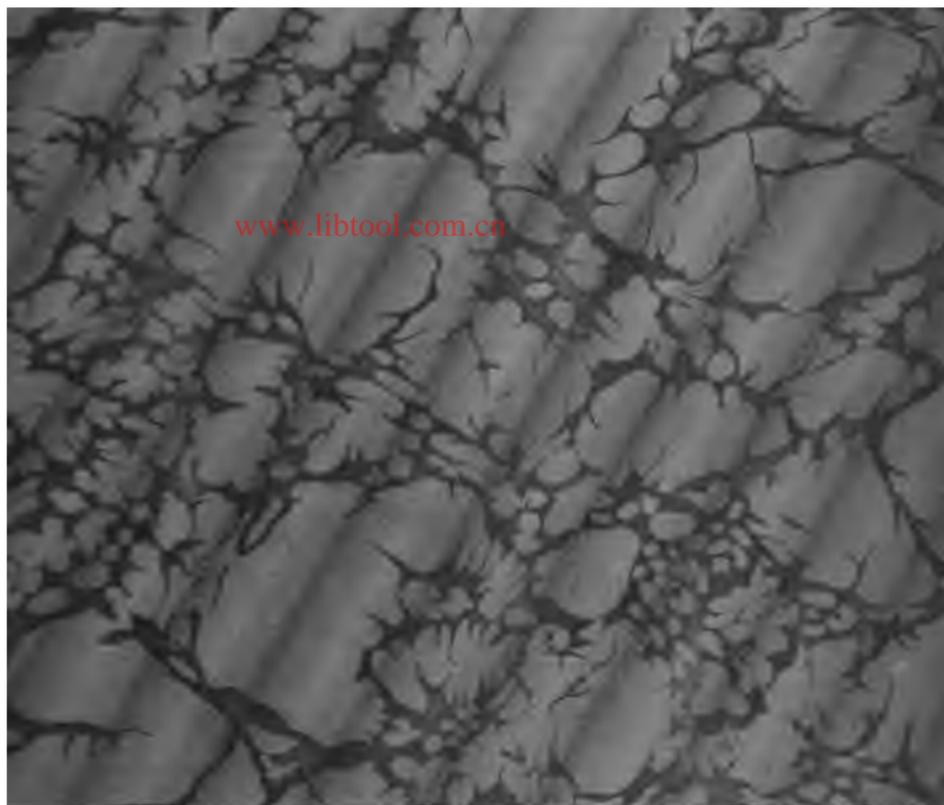
HARVARD COLLEGE LIBRARY



BOUGHT FROM THE INCOME OF THE FUND
BEQUEATHED BY
PETER PAUL FRANCIS DEGRAND
(1787-1855)
OF BOSTON

FOR FRENCH WORKS AND PERIODICALS ON THE EXACT SCIENCES
AND ON CHEMISTRY, ASTRONOMY AND OTHER SCIENCES
APPLIED TO THE ARTS AND TO NAVIGATION

www.libtool.com.cn





www.libtool.com.cn



www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

COURS
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

www.libtool.com.cn



www.libtool.com.cn

COURS DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

PAR M. JAMIN.

QUATRIÈME ÉDITION,

AUGMENTÉE ET ENTIÈREMENT REFAITE,

PAR

M. BOUTY,

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

TOME QUATRIÈME.

(1^{re} PARTIE.)

GRAVITATION UNIVERSELLE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE. — LA PILE.

PHÉNOMÈNES ELECTROTHERMIQUES ET ELECTROCHIMIQUES.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1890

(Tous droits réservés.)

Plus 20 8.91.7

www.libtool.com.cn



DEGRAND FUND

www.libtool.com.cn

PREMIER FASCICULE.

GRAVITATION UNIVERSELLE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

www.libtool.com.cn

COURS
www.libtool.com.cn
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

GRAVITATION UNIVERSELLE.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

INTRODUCTION.

DES FORCES QUI VARIENT EN RAISON INVERSE DU CARRÉ DE LA DISTANCE. — Dans nos Leçons sur la Physique moléculaire (1), nous avons étudié les actions mécaniques exercées au contact et les déformations des solides et des liquides qui en sont la conséquence. Nous avons rapporté l'origine de ces déformations aux actions réciproques des molécules matérielles dans lesquelles nous avons imaginé qu'un corps peut toujours être décomposé, et nous avons pris comme point de départ cette hypothèse que les actions moléculaires cessent d'être sensibles à toute distance appréciable par nos instruments de mesure.

Nous allons, dans les Chapitres qui suivent, étudier des actions mécaniques qui s'exercent à de très grandes distances, sans intermédiaire connu : ce sont d'une part les actions réciproques du Soleil sur les planètes et des astres entre eux, d'autre part les phénomènes électriques et magnétiques.

Beaucoup de physiciens répugnent à l'idée d'actions méca-

(1) Tome I, 2^e fascicule.

riques exercées à distance et sans intermédiaire. Considérant l'élasticité comme une propriété non susceptible d'analyse, ils tentent de ramener les lois fondamentales de la gravitation et de l'électricité aux propriétés mécaniques d'un milieu universel qui remplit l'espace et l'intervalle même des molécules matérielles des corps. On ne peut nier en effet que les théories de la chaleur et de la lumière conduisent d'une manière à peu près nécessaire à la conception d'un milieu, l'éther, que nous devons supposer élastique, puisqu'il transmet des vibrations, et matériel, puisque les corps pondérables agissent sur lui pour le mettre en vibration, pour réfléchir, réfracter, absorber les vibrations qu'il transmet : il serait particulièrement intéressant d'avoir recours à ce même milieu pour l'explication des phénomènes électriques, de la gravitation et aussi de l'élasticité des corps pondérables, mais cette synthèse est trop loin d'être réalisée pour que nous puissions faire autre chose que d'en signaler ici la possibilité.

Nous acceptons donc l'action à distance simplement comme un fait, et nous admettons que l'action élémentaire de deux molécules matérielles A et B, dont les masses sont m et m' , est une force attractive ou répulsive F, dirigée suivant la ligne AB qui les joint, et dont la grandeur est proportionnelle à chacune des masses agissantes, c'est-à-dire à leur produit mm' et à une fonction déterminée $f(r)$ de la distance $AB = r$ des deux molécules : $F = mm' f(r)$. Dans les cas qui vont nous occuper d'abord, on a simplement

$$f(r) = \frac{K}{r^2};$$

l'action attractive ou répulsive varie en raison inverse du carré de la distance. Cette loi particulière est appelée souvent *loi naturelle de l'attraction*, à cause de son application aux attractions des corps célestes.



www.libtool.com.cn

GRAVITATION UNIVERSELLE.

www.libtool.com.cn

GRAVITATION UNIVERSELLE.

Hypothèse de la gravitation universelle. — Lois de Kepler. — L'attraction exercée sur les planètes est dirigée vers le centre du Soleil. — Identité de la pesanteur et de la gravitation universelle, déduite du mouvement de la Lune.

Mesure de la constante de la gravitation et de la densité moyenne de la Terre. — Expériences de Cavendish, de MM. Cornu et Baille. — Déviation du fil à plomb par les montagnes. — Variation de la pesanteur dans l'intérieur du globe. — Réduction à deux du nombre des grandeurs fondamentales.

HYPOTHÈSE DE LA GRAVITATION UNIVERSELLE. — Dans les notions de Mécanique que nous avons placées au début de ce Cours ⁽¹⁾, nous avons considéré la pesanteur comme une force sensiblement constante. Toutefois, il n'est pas nécessaire de se placer à une altitude bien considérable pour constater la variation de la pesanteur à mesure qu'on s'écarte de la surface terrestre. Par exemple, M. von Jolly ⁽²⁾ a disposé une balance ordinaire très sensible, dont le fléau portait à l'une de ses extrémités un premier plateau A auquel était suspendu, par des fils de 5^m de long, un deuxième plateau A'. On plaçait en A' un poids de 1^{kg}, auquel on faisait équilibre par une tare convenable ; puis on portait le poids de 1^{kg} de A' en A, et l'équilibre se trouvait détruit : il fallait ajouter des poids pour le rétablir ; toutes corrections faites, pour tenir compte de la différence de pression et de température en A et en A', on

(¹) Tome I, 1^{er} fascicule.

(²) VON JOLLY, *Wied. Ann.*, t. V, p. 112, et *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 240 ; 1879.

trouve une différence de poids très appréciable, car elle serait théoriquement de $1^{\text{mme}}, 57$ par kilogramme.

Il n'est cependant pas très facile de déduire d'expériences de ce genre ce qui arriverait pour des corps très éloignés de la surface de la Terre, comme la Lune ou les astres, et, si nous sommes portés par induction à admettre que la pesanteur s'exerce sur eux, nous en ignorons *a priori* les conditions.

Il paraît aussi très probable que tous les astres offrent des phénomènes analogues à ceux que nous constatons ici, qu'il y a une pesanteur à leur surface, qu'elle est dirigée vers leur centre et qu'elle agit à une distance quelconque sur tous les autres corps célestes. C'est en se laissant guider par ces inductions que Newton fut conduit à penser que les astres s'attirent entre eux, que leurs mouvements sont déterminés par les actions exercées mutuellement des uns aux autres, et que le monde astronomique est régi par des forces provenant d'une cause unique, l'attraction.

S'il en est ainsi, les astres doivent éprouver des mouvements extrêmement complexes, puisque le nombre de ces corps est immense et que chacun d'eux obéit à l'influence de tous les autres. Cependant il est facile de voir que la question se réduit, pour une première approximation, à une simplicité inattendue. Les corps célestes se divisent, en effet, en deux classes : les uns, que l'on nomme *étoiles fixes*, sont placés à des distances tellement grandes du Soleil et de la Terre que leur action peut être négligée, et les autres, qui sont comparativement plus rapprochés, constituent un groupe d'astres isolés des étoiles, mais dépendant les uns des autres : ce sont le Soleil et les planètes. Ce sont donc les seuls dont nous aurons à étudier les actions réciproques. Si ensuite nous les comparons entre eux, nous reconnaissons que le Soleil, étant incomparablement plus gros que les planètes, doit avoir dans le système une influence prépondérante, tellement qu'une planète comme la Terre éprouve du Soleil une attraction très grande et des autres planètes une attraction presque négligeable. Nous sommes ainsi conduits à considérer, à titre de première approximation, le Soleil comme un centre unique d'action, et les planètes comme autant de corps indépendants les uns

des autres et se mouvant suivant les mêmes lois que si chacun d'eux existait seul en présence du Soleil.

www.libfool.com.cn

LOIS DE KEPLER. — Une fois que la question est réduite à ce degré de simplicité, il n'y a plus qu'à étudier par l'observation le mouvement de chaque planète autour du Soleil considéré comme fixe ; c'est ce qu'avait fait Kepler (¹), et le résultat général de ses observations se résume en trois lois que nous allons énoncer :

1° *Les planètes décrivent des courbes planes, et les rayons vecteurs partant du centre du Soleil décrivent des aires proportionnelles aux temps.*

2° *Les orbites des planètes sont des ellipses dont le Soleil occupe l'un des foyers.*

3° *Les carrés des temps de révolution des diverses planètes sont proportionnels aux cubes des grands axes de leurs orbites.*

Acceptons ces lois et voyons comment Newton (²) s'en est servi pour démontrer l'existence d'une force attractive exercée par le Soleil et trouver la loi des variations de cette force avec la distance.

L'ATTRACTION EST DIRIGÉE VERS LE SOLEIL. — Soient O (*fig. 1*) le centre du Soleil et A celui d'une planète à un moment déterminé. Pendant un temps infiniment petit, elle parcourra l'élément AB de sa trajectoire, et son rayon vecteur décrira l'aire AOB. Si aucune cause n'agissait sur elle, elle parcourrait, dans le temps infiniment petit suivant et égal au premier, un élément BC égal à AB et situé sur son prolongement, et son rayon vecteur décrirait l'aire BOC qui serait égale à AOB ; mais il n'en est pas ainsi : la planète décrit un élément BD incliné sur le premier, d'où l'on peut déjà conclure qu'elle est soumise à une force qui agit à chaque instant sur elle.

(¹) KEPLER, *Astronomia nova aipologitibz, sive Physica cœlestis tradita Commentariis de motu stellæ Martis*. Pragæ, 1609. *Epitome Astronomiæ copernicanæ*. Lincii, 1618.

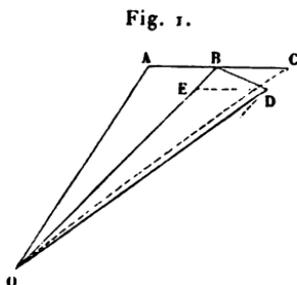
(²) NEWTON, *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. London, 1687.

Pour avoir la direction de cette force, remarquons que, d'après la première loi de Kepler, on doit avoir

www.libtool.com.cn

$$ABO = BDO = BCO.$$

Les deux triangles OBD, OBC, étant équivalents, doivent avoir leurs sommets sur une ligne DC parallèle à OB, et, si nous achevons le parallélogramme EBCD, nous voyons que, pour par-



courir l'espace BD, la planète a dû être soumise à sa vitesse initiale, qui l'aurait transportée de B en C, et à une force qui lui aurait fait franchir la ligne BE; cette force est donc dirigée vers le point O. Il est, par conséquent, démontré que les planètes, en se mouvant en ligne

courbe, sont soumises à une force, et que, les aires étant proportionnelles aux temps, la force est dirigée vers le centre du Soleil. Cela justifie déjà une partie de l'hypothèse de Newton.

LOI DE L'ATTRACTION. — La deuxième loi de Kepler détermine la forme de la courbe parcourue; elle s'applique à des planètes dont l'excentricité est inégale, et nous sommes autorisés à penser qu'elle comprend, comme cas particulier, celui où l'ellipse dégénérerait en un cercle, bien qu'il n'y ait aucune planète qui réalise rigoureusement ce cas. En remarquant d'ailleurs que l'excentricité des orbites planétaires est toujours très petite, nous pouvons, dans une première approximation, admettre qu'elle est nulle et raisonner dans cette hypothèse: c'est ainsi que fit Newton.

Dans le cas où la planète parcourrait un cercle dont le Soleil occuperait le centre, désignons par R le rayon du cercle parcouru ou la distance de la planète au Soleil, par T le temps d'une révolution; la force à laquelle la planète est soumise produit l'accélération centripète de son mouvement; en désignant par m la masse de la planète, cette force est donc

$$F = m \frac{4\pi^2 R}{T^2},$$

ou, pour chaque unité de masse de la planète,

$$(1) \quad G = \frac{Fm}{m} = \frac{4\pi^2 R}{T^2}.$$

Comme il y a plusieurs planètes à des distances différentes R, R', R'', \dots , faisant leurs révolutions dans des temps T, T', T'', \dots , nous obtenons pour la valeur de l'attraction du Soleil sur l'unité de masse des diverses planètes aux distances R, R', R'', \dots les quantités

$$G = \frac{4\pi^2 R}{T^2}, \quad G' = \frac{4\pi^2 R'}{T'^2}, \quad G'' = \frac{4\pi^2 R''}{T''^2}, \quad \dots$$

Cela posé, rappelons-nous qu'en vertu de la troisième loi de Kepler les carrés des temps des révolutions T^2, T'^2, T''^2, \dots sont proportionnels aux cubes des distances des planètes au Soleil ou à R^3, R'^3, R''^3, \dots , ce qui donne la suite des rapports égaux

$$K = \frac{R^3}{T^2}, \quad K = \frac{R'^3}{T'^2}, \quad K = \frac{R''^3}{T''^2}, \quad \dots,$$

et, en divisant les équations précédentes par ces dernières, on a

$$G = \frac{4\pi^2 K}{R^2}, \quad G' = \frac{4\pi^2 K}{R'^2}, \quad G'' = \frac{4\pi^2 K}{R''^2}, \quad \dots;$$

ce qui montre que l'attraction exercée sur l'unité de masse à diverses distances est en raison inverse du carré de ces distances.

Si nous voulons avoir les forces motrices F, F', F'' , il suffit, d'après l'équation (1), de multiplier par les accélérations les masses m, m', m'', \dots de chaque planète, ce qui donne

$$F = 4\pi^2 K \frac{m}{R^2}, \quad F' = 4\pi^2 K \frac{m'}{R'^2}, \quad F'' = 4\pi^2 K \frac{m''}{R''^2}, \quad \dots$$

$4\pi^2 K$ représente l'attraction exercée par la masse entière du Soleil sur l'unité de masse de la planète à l'unité de distance, et, comme elle est la somme des attractions de tous les éléments du Soleil, elle est proportionnelle à la masse tout en-

tière M de cet astre, et l'on peut poser $4\pi^2 K = M\varphi$, ce qui donne

$$A = M\varphi \frac{m}{R^2}, \quad A' = M\varphi \frac{m'}{R'^2}, \quad A'' = M\varphi \frac{m''}{R''^2}, \quad \dots$$

Ainsi l'attraction est proportionnelle au produit des masses en présence et en raison inverse du carré des distances.

Dans tout ce que nous venons de dire, nous avons supposé que les planètes décrivent des cercles et non pas des ellipses, comme cela est réellement : nous n'avions pour but que de faire comprendre par une méthode approchée comment Newton est arrivé à la loi de l'attraction. En Mécanique, on traite le problème sans y apporter cette restriction, et l'on arrive aux mêmes conséquences par une démonstration irréprochable. Quelle que soit la marche que l'on suive, on démontre toujours : 1° que les planètes sont sollicitées par une force dirigée vers le Soleil ; 2° que cette force est en raison inverse du carré des distances ; mais il n'en résulte pas que cette force soit réellement le résultat d'une attraction de la matière. Il se peut même que la matière soit absolument passive et que l'éther dont l'espace est rempli et au milieu duquel les astres sont plongés soit la cause unique des actions apparentes qui se produisent entre eux. En résumé, nous reconnaissons qu'une force s'exerce entre les planètes et le Soleil, mais nous ne savons à quoi l'attribuer, et, quand nous disons qu'elle est due à une attraction de la matière, nous faisons purement et simplement une hypothèse pour expliquer une grande loi de la nature. Newton ne s'y était point trompé, car il n'a dit qu'une seule chose : c'est que tout se passe comme si cette attraction était réelle. Il convient de signaler et d'imiter cette réserve de Newton.

Une fois que l'on a montré l'existence et trouvé les lois de la variation de cette force, on peut se demander comment les planètes en sont venues à décrire autour du Soleil les courbes que Kepler a étudiées : c'est alors un problème de Mathématiques dont on va comprendre la possibilité. Si, à l'origine des temps, la Terre, par exemple, avait été placée sans vitesse initiale en présence du Soleil, également immobile, les deux astres, en s'attirant, auraient marché l'un vers l'autre jusqu'à

se rencontrer. Mais, si la Terre avait reçu une impulsion initiale dans une autre direction que la ligne des centres, elle aurait décrit une courbe sous la double influence de sa vitesse première et de l'attraction solaire. Le calcul montre que cette courbe est toujours une section conique et le Soleil un des foyers de cette courbe, et, suivant les valeurs de la vitesse initiale, la section conique peut être un cercle, une ellipse, une hyperbole ou une parabole. Une fois placé sur cette courbe, l'astre la suit indéfiniment, revenant sans cesse dans le même chemin si la courbe est fermée, comme c'est le cas des planètes, et s'éloignant pour ne jamais revenir si c'est une parabole ou une hyperbole : il y a des comètes qui paraissent être dans ce cas. Mais ce n'est point là la solution complète du problème de l'Astronomie ; on ne peut pas se contenter de considérer les planètes comme indépendantes les unes des autres, car évidemment l'une d'elles est soumise à l'action de toutes les autres en même temps qu'à celle du Soleil, ce qui fait que les lois de Kepler ne sont pas absolument réalisées et que toutes les planètes connues, au lieu de parcourir une ellipse rigoureuse, décrivent des courbes complexes. Alors le problème général de l'attraction des astres devient extrêmement compliqué, et il exige à la fois, pour être traité, le concours des Mathématiques, ce qui constitue la Mécanique céleste, et celui des observations précises, qui sont du domaine de l'Astronomie physique.

IDENTITÉ DE LA PESANTEUR ET DE L'ATTRACTION UNIVERSELLE. —

Essayons maintenant de démontrer que la cause qui fait tomber les corps sur le globe est la même que celle qui produit ce que nous venons d'appeler l'attraction : c'est encore à Newton que l'on doit cette démonstration. La Terre possède un satellite, qui est la Lune, et les centres de ces deux astres sont à une distance moyenne égale à environ soixante fois le rayon moyen de la Terre. Astronomiquement parlant, cette distance est fort petite, ce qui fait que l'attraction de la Terre sur la Lune est beaucoup plus grande que celle du Soleil, et que l'on peut la considérer comme l'action unique à laquelle la Lune soit soumise. Cela n'est point vrai à la rigueur, mais c'est une approximation dont nous pouvons d'abord nous con-

tenter. Il en résulte que la Lune doit décrire et décrit en effet une ellipse autour de la Terre considérée comme immobile. Admettons encore que cette ellipse soit un cercle, que la Terre soit sphérique aussi bien que la Lune, ce qui est sensiblement exact : après toutes ces restrictions, nous sommes ramenés à un problème théoriquement plus simple, mais qui, numériquement, s'écarte peu de celui que nous offre la nature.

A la surface de la Terre, l'accélération est $g = 980^{\text{cm}}$: elle est le résultat de l'attraction de toute la masse terrestre, qui agit comme si elle était condensée à son centre, c'est-à-dire à une distance de la surface égale au rayon terrestre moyen r (1). Le centre de la Lune est à une distance de la Terre représentée par soixante fois r ; par suite, l'accélération de la pesanteur doit y être égale à $\frac{g}{(60)^2}$, si la loi de l'attraction est vraie.

D'un autre côté, cette accélération doit être représentée, comme pour toutes les planètes, par

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2},$$

et, en remplaçant R par $60r$ et T par le temps de la révolution de la Lune, qui est de (39343×60) secondes,

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2} = \frac{4\pi^2 r \times 60}{(39343)^2 \times 60^2} = \frac{2\pi^2 r}{(39343)^2 \times 30}.$$

$2\pi r$ représente la circonférence terrestre, qui est de 40 millions de mètres, ou 4 milliards de centimètres, et l'on a

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2} = \frac{4000000000\pi}{(39343)^2 \times 30}.$$

Cette expression de l'accélération doit être égale à $\frac{g}{60^2}$, et il vient

$$g = \frac{4000000000\pi \times 120}{(39343)^2}.$$

En faisant le calcul, on a $g = 974^{\text{cm}}$.

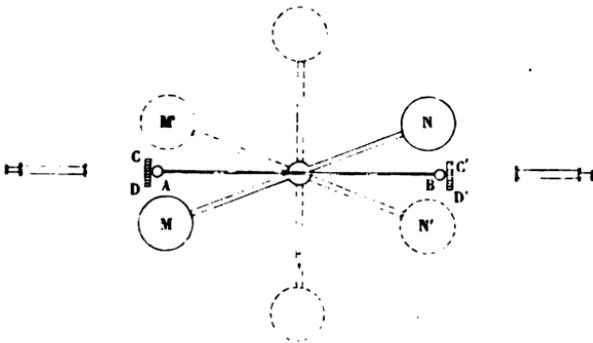
(1) Ce théorème sera démontré ultérieurement, à propos des phénomènes électriques.

On retrouve donc, avec autant d'exactitude qu'on pouvait l'espérer, la valeur de l'accélération produite par la pesanteur, et l'on démontre, par conséquent, l'identité de la cause qui fait tomber les corps et qui retient la Lune dans son orbite : c'est la première vérification que Newton fit de son système.

EXPÉRIENCES DE CAVENDISH (1). — On ne s'est pas contenté d'admettre l'attraction d'après l'observation des phénomènes astronomiques : on a constaté encore qu'elle s'exerce réellement à la surface de la Terre et qu'une grosse masse de plomb y attire sensiblement une petite sphère de métal ; on a mesuré cette action, et, la comparant à l'attraction terrestre, on a pu déterminer la masse du globe. Ces expériences ont été faites d'abord par Cavendish ; mais l'idée ne lui en appartenait pas : elle est due à Mitchell, aussi bien que l'appareil dont Cavendish fit usage et qui lui fut légué. Ces expériences sont très délicates et comportent des détails très minutieux.

Un levier en sapin AB (fig. 2), léger et bien homogène, est soutenu par son milieu à un fil métallique fin, fixé par le haut

Fig. 2.



au plafond d'une chambre fermée. Aux deux extrémités du levier sont suspendues des balles identiques A et B, et deux lames d'ivoire CD, C'D' qui portent des divisions équidistantes. Ce fléau suspendu est entouré d'une boîte en acajou qui le

(1) CAVENDISH, *Transactions philosophiques*, 1798. Reproduit dans le VII^e Cahier du *Journal de l'École Polytechnique*, p. 313.

préserve des agitations de l'air, et dont les extrémités, fermées par des glaces, laissent voir les divisions de CD et de C'D'; on les observe au moyen de lunettes à réticules, enchâssées dans le mur de la chambre, et l'on suit de l'extérieur tous les mouvements du levier.

Deux grosses sphères de plomb M et N, qui pèsent chacune 158^{kg}, sont soutenues par une règle tournante que l'on fait mouvoir de l'extérieur sans entrer dans la chambre; on peut les placer dans trois positions : la première perpendiculaire à AB, les deux autres MN et M'N' qui sont fixes et symétriques par rapport à la position d'équilibre AB du levier. Quand ces sphères sont mises dans la première direction, elles agissent également sur les balles A et B sans les déplacer, et l'observateur, en visant sur les deux mires, détermine et note leur position d'équilibre; après quoi, il dirige les sphères en MN. A ce moment, M attire A, N attire B, le fil se tord, le levier se déplace d'un certain angle α , toujours très petit dans ces expériences, et atteint une deuxième position d'équilibre quand le moment des forces attractives de M sur A et de N sur B équilibre le moment de torsion du fil. Soient F l'une de ces deux forces attractives égales, l son bras de levier, f le moment du couple qui tord le fil d'un angle égal à l'unité; on a

$$(1) \quad 2Fl = f\alpha;$$

c'est de cette équation que l'on tire F.

Au lieu d'observer directement α , on mesure au moyen de deux lunettes le nombre n des divisions parcourues par les mires. Soit a la longueur d'une de ces divisions,

$$(2) \quad \alpha = \frac{na}{l}.$$

Il reste encore à déterminer f . Pour cela, il suffit de faire osciller le levier AB sous l'action de la torsion seule du fil. La durée t des oscillations est donnée par la formule

$$(3) \quad t = \pi \sqrt{\frac{\Omega}{f}},$$

dans laquelle Ω est le moment d'inertie du système formé par le levier, les balles A et B et les mire. Ω est lui-même déterminé soit par le calcul, soit par une méthode expérimentale qui sera indiquée ailleurs.

Au moment de l'équilibre, la distance des deux sphères M et A était connue. Désignons-la par d . On faisait ensuite une seconde observation en retournant les grosses sphères en M'N', et l'on prenait les moyennes. Cela suffit pour pouvoir calculer, comme nous allons le montrer, la constante de l'attraction, la masse totale M' et la densité moyenne de la Terre.

1. Puisque, les sphères étant à une distance d , l'attraction sur A est F, elle serait Fd^2 si cette distance devenait égale à l'unité de longueur. Soient M et m les masses de la sphère M et de la balle A; on a, en désignant par K la constante de l'attraction,

$$F d^2 = K M m,$$

$$(4) \quad K = \frac{F d^2}{M m}.$$

Bien entendu, cette équation n'est qu'approchée. En dehors de l'attraction de M sur A, qui est de beaucoup prépondérante, il faut encore tenir compte, dans un calcul exact, de l'attraction de M sur B et sur le levier de sapin AB.

2. Proposons-nous maintenant de déterminer la masse M' de la Terre.

L'attraction de la Terre sur la balle A est égale à son poids mg ; elle est due à l'attraction de la masse M' de la Terre, que nous supposons concentrée à une distance R de la balle égale au rayon terrestre. On a donc

$$mg = k \frac{m M'}{R^2},$$

d'où

$$(5) \quad M' = \frac{g R^2}{k}.$$

Il ne reste qu'à remplacer K par sa valeur (4) tirée de l'expérience de Cavendish.

3. Comme $M' = \frac{1}{2} \pi R^3 D$, on peut obtenir la densité moyenne D du globe terrestre

$$D = \frac{3M'}{4\pi R^3}.$$

Pour ne pas interrompre la suite des raisonnements, nous avons omis un détail important sur lequel il faut revenir. On a vu que, pour mesurer n , il fallait observer les mires, d'abord au moment de leur équilibre naturel, ensuite quand elles ont été déplacées par l'attraction. Or Cavendish a reconnu que ces mires n'étaient jamais fixes, et qu'elles oscillaient toujours à droite et à gauche de la position d'équilibre qu'elles devaient prendre; cette position ne pouvait donc être mesurée directement, et il fallait la conclure en prenant la moyenne des écarts extrêmes successifs. Cela permettait d'ailleurs de faire à la fois la mesure du temps t des oscillations et celle des deux positions d'équilibre que l'on devait comparer.

Nous n'entrerons pas ici dans tout le détail des calculs relatifs à ces expériences; il nous suffira d'en avoir indiqué les principes. On pourra, du reste, consulter le Mémoire original de Cavendish.

Cavendish employa successivement deux fils différents: le premier, très fin, faisait une oscillation en quatorze minutes, et le nombre des divisions parcourues par le point de repère quand les masses étaient approchées était égal à 16. Avec le deuxième fil, qui était plus gros, on avait $t = 7$, $n = 5,7$. Mais, dans les deux cas, les valeurs de D ont été trouvées égales entre elles et à 5,48. En moyenne, la Terre est donc $5\frac{1}{2}$ fois plus dense que l'eau.

La valeur correspondante de la constante K de l'attraction est

$$K = 6,713 \cdot 10^{-8};$$

c'est, évaluée en dynes, la force qui est exercée par 1 gramme de matière sur 1 autre gramme de matière à la distance de 1 centimètre.

EXPÉRIENCES DE MM. CORNU ET BAILLE. — Depuis Cavendish, ces expériences ont été reprises plusieurs fois, d'abord par

Reich ⁽¹⁾, qui a trouvé pour la densité moyenne de la Terre 4,49 et 5,56 dans deux séries différentes; ensuite par Baily ⁽²⁾, qui en fut chargé par la Société astronomique de Londres, et qui trouva pour moyenne de deux mille expériences le nombre 5,67. Enfin MM. Cornu et Baille ⁽³⁾ ont exécuté récemment sur le même sujet un travail très complet et qui peut passer pour définitif.

En discutant la formule qui exprime la déviation du levier, on reconnaît que *dans des appareils géométriquement semblables (le temps d'oscillation du levier restant le même), la déviation est indépendante du poids des boules suspendues et en raison inverse des dimensions homologues.* MM. Cornu et Baille ont mis à profit cette observation pour réduire au quart les dimensions de l'appareil primitif de Cavendish. Les boules attirées ne pèsent chacune que 109^{gr}; elles sont supportées par un levier d'aluminium de 0^m,50 de longueur, suspendu à un fil de torsion en argent recuit de 4^m,15 de hauteur. La durée d'oscillation double du fil et du levier est de 6^m,38 environ. Enfin la masse attirante est constituée par une masse de mercure qui peut être contenue dans deux sphères creuses A et B de fonte de 0^m,12 de diamètre, placées d'un même côté du levier, en regard des deux boules, et dont l'effet se détruit quand elles sont vides. En faisant passer tout le mercure d'abord dans A, puis dans B, et observant les positions d'équilibre du levier *a' b'*, *a'' b''* correspondantes, on double la déviation (*fig. 3*). Le déplacement de la masse attirante se fait par aspiration du mercure, et par suite sans secousses ni trépidations imprimées à l'appareil. Enfin, toutes les masses métalliques étant en communication avec le sol, on n'a pas à

(¹) REICH, *Versuche über die mittlere Dichtigkeit der Erde, mit der Drehwaage*. Freiberg; 1838. Reproduit dans les *Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft*, t. I; 1852.

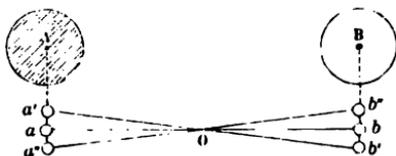
(²) BAILY, *Experiments with the torsion rod for determining the mean density of the Earth* (*Mem. of the royal astr. Society of London*, t. XIV; 1843).

(³) CORNU ET BAILLE, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 954; t. LXXXVI, p. 571, 699 et 1001. Dans ces Mémoires, on discute, en outre, les expériences antérieures et les conditions d'établissement d'une bonne balance de torsion.

craindre les perturbations qui pourraient résulter d'une électrisation accidentelle des masses attirantes. Tout l'appareil était installé dans les caves de l'École Polytechnique.

Les déviations du levier étaient observées à l'aide d'un miroir porté par les boules attirées, d'une règle divisée et d'une lunette, c'est-à-dire par la méthode de Poggendorff, déjà employée par Reich. Mais MM. Cornu et Baille ont

Fig.3 .



substitué à l'observation directe d'un grand nombre d'oscillations successives du levier l'enregistrement électrique de la loi complète de ses oscillations, ce qui dispense l'observateur de compter le temps et permet en outre de conserver, sous forme de tracés graphiques, toutes les circonstances qui accompagnent l'observation.

Nous renverrons au Mémoire original pour de plus amples détails et nous nous bornerons à consigner ici le résultat général des observations. Une première série, faite en été, donna

$$\frac{K}{g^2} = 6,76.10^{-14}, \quad D = 5,56;$$

une seconde série, faite en hiver,

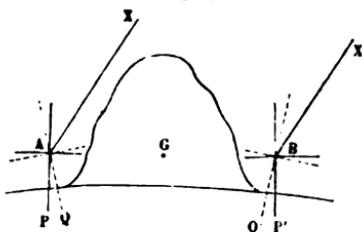
$$\frac{K}{g^2} = 6,836.10^{-14}, \quad D = 5,50.$$

Mais les auteurs croient les nombres de la première série préférables, le levier ayant subi entre les époques des deux observations une légère flexion qui rend compte de la divergence d'environ 1 pour 100 entre les deux résultats.

DÉVIATION DU FIL A PLOMB PAR LES MONTAGNES. — Il y a une deuxième méthode au moyen de laquelle on peut déterminer

la densité moyenne de la Terre : nous n'en dirons que ce qu'il faut pour en faire comprendre le principe. Bouguer (1) imagina de placer un fil à plomb dans le voisinage d'une montagne et de mesurer la déviation qu'il éprouve par l'attraction de la masse placée près de lui; mais ses expériences ont conduit à un résultat à peine sensible. Maskelyne (2) reprit cette idée et la réalisa avec beaucoup de soin et de succès. Il choisit en Écosse le mont Shéhallien, qui est isolé, dont la constitution géologique est bien connue et la forme peu compliquée : de façon qu'il put en mesurer le volume, en calculer la masse totale, aussi bien que la position du centre de gravité. Cela fait, il prit deux stations A et B (fig. 4) dans un plan

Fig. 4.



passant par le centre de gravité G et parallèle au méridien du lieu, et il observa la hauteur du pôle au-dessus de l'horizon pour les deux stations. Si la montagne n'existait pas entre ces deux lieux, les deux verticales AP et BP' feraient un angle égal à la différence des latitudes géographiques, déterminée par une triangulation; mais, l'attraction des masses interposées se faisant sentir, les verticales deviennent AQ et BQ', les deux horizons se relèvent vers la montagne, et la hauteur du pôle est augmentée à la station B et diminuée en A; on mesura ces hauteurs, et l'on en déduisit pour chaque station la déviation de la verticale.

(1) *La figure de la Terre déterminée par les observations de MM. Bouguer et de La Condamine*, t. IV, Section VII, p. 375: Paris, 1749. Newton affirmait déjà qu'une montagne de 3 milles anglais de hauteur et de 6 milles de largeur produirait une déviation de la verticale de 1' 15' (*Treatise of the system of the world*, by sir Is. NEWTON. London, 1728).

(2) MASKELYNE et HUTTON, *Philosophical Transactions*, 1775 et 1778.

Dès lors, à l'une des stations (*fig. 5*), par exemple, la Terre agirait suivant *ABO* si la montagne n'existait pas, et l'attraction serait $\frac{KM}{R^2}$. D'autre part, la montagne agit suivant la ligne *AG*, que nous supposons horizontale, avec une force $\frac{Km'}{d^2}$, *m'* désignant la masse de la montagne et *d* la distance de

son centre de gravité. Le pendule sera alors sollicité par deux forces perpendiculaires, prendra la direction de la résultante *AC* et fera avec *AB* un angle α qui est la déviation mesurée, et l'on a

$$\text{tang } \alpha = \frac{m' R^2}{M' d^2}.$$



On calculera donc la masse *M'* de la Terre, d'où l'on déduira sa densité. Maskelyne trouva pour *D* un nombre égal à 5 environ; ce résultat, qui n'a évidemment qu'une valeur approximative, eu égard à l'incertitude des données qu'il met en œuvre, présente avec ceux, beaucoup plus précis, que nous avons

déjà trouvés un accord qui paraîtra sans doute suffisant.

VARIATION DE LA PESANTEUR DANS L'INTÉRIEUR DU GLOBE. — Il convient de signaler encore des expériences exécutées en 1856 par Airy ⁽¹⁾. On reconnaît aisément que, si la Terre était homogène, la pesanteur devrait diminuer à mesure que l'on pénétrerait au-dessous de la surface. Le calcul ⁽²⁾ montre que l'attraction exercée sur un point intérieur par la portion du globe comprise entre sa surface et une sphère concentrique passant par ce point est entièrement nulle; il ne reste, par conséquent, que l'attraction du noyau compris dans cette sphère. Mais, si la densité du globe va en croissant de la surface au centre, la pesanteur pourra augmenter jusqu'à une certaine

(1) AIRY, *Philosophical Transactions*, 1856; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXIX, p. 1101; *Ann. de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLIII, p. 381.

(2) Voir ce calcul au Chapitre du *Potentiel électrique*.

profondeur; car si, d'une part, un point intérieur n'est plus soumis à l'attraction de l'enveloppe, d'autre part il se trouve plus rapproché des couches centrales, qui sont plus denses, et le dernier effet peut l'emporter sur le premier. Roche ⁽¹⁾, en s'appuyant sur des considérations astronomiques, a cru pouvoir admettre que la densité D_1 , à une distance R_1 du centre de la Terre, peut se représenter par $D_0(1 - 0,8R_1^2)$, en désignant par D_0 la densité au centre; R_1 est exprimé en fractions du rayon. En supposant la densité moyenne du globe égale à 5,5, on aurait 2,1 à la surface et 10,6 vers le centre. Il en résulterait que la pesanteur croît jusqu'à une profondeur égale au sixième du rayon; là g_1 surpasse g de plus de $\frac{1}{15}$, puis diminue. Au tiers du rayon, g_1 reprend la même grandeur qu'à la surface; puis décroît rapidement jusqu'au centre, où il est nul.

Les expériences d'Airy ont justifié cette manière de voir. Il a placé deux pendules identiques, l'un sur le sol, l'autre au fond de la mine de Harton, à une profondeur de 384^m. Chacun d'eux était muni d'une horloge astronomique; on observait leurs oscillations par la méthode des coïncidences, et l'on en mesurait la durée par les indications de l'horloge correspondante. Enfin, on comparait l'horloge inférieure à l'horloge supérieure au moyen de signaux électriques qui se transmettaient instantanément, et dont on notait le temps sur les deux horloges. On trouva de cette manière que le pendule inférieur avance en vingt-quatre heures sur le pendule supérieur de $2\frac{1}{2}$ oscillations, et l'on en conclut que la pesanteur augmente de la surface du sol au fond de la mine de $\frac{1}{19190}$. La formule de M. Roche donnerait $\frac{1}{19530}$.

Il est facile de déduire de ce résultat la densité moyenne du noyau terrestre. En effet, l'accélération provenant du noyau seul a été mesurée par le pendule inférieur et trouvée égale à g_1 ; elle serait, à la surface extérieure de la Terre, $\frac{R_1^2}{R^2} = g'_1$. En retranchant g'_1 de g , qui a été obtenu par le pendule su-

(¹) ROCHE, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXIX, p. 1215; 1854.

périeur, on a donc l'accélération partielle qui résulterait de l'enveloppe, et, comme les attractions de l'enveloppe et du noyau se font comme si leurs masses étaient concentrées au centre de la Terre, elles sont proportionnelles à leurs poids ou aux produits de leurs volumes par leurs densités D et D_1 ; on a donc

$$\frac{g - g_1 \frac{R_1^2}{R^2}}{g_1 \frac{R_1^2}{R^2}} = \frac{\frac{4}{3} \pi (R^3 - R_1^3)}{\frac{4}{3} \pi R_1^3} \frac{D}{D_1} = \frac{(R^3 - R_1^3)}{R_1^3} \frac{D}{D_1},$$

$$\frac{D}{D_1} = \frac{\frac{g}{g_1} \frac{R^2}{R_1^2} - 1}{\frac{R^3}{R_1^3} - 1}, \quad \frac{D_1}{D} = 1 + \frac{\frac{R}{R_1} - \frac{g}{g_1}}{\frac{g}{g_1} - \frac{R_1^2}{R^2}}.$$

Or, en étudiant les terrains placés au-dessus de la mine, on peut trouver la densité moyenne D de l'enveloppe au voisinage du lieu où l'on opère, et, comme les parties les plus rapprochées exercent une action prépondérante, on peut, sans erreur sensible, prendre cette densité moyenne D comme représentant celle de l'enveloppe tout entière. On peut donc calculer la valeur de D_1 , c'est-à-dire de la densité moyenne du noyau. M. Airy la trouve comprise entre 6 et 7.

Il faut donc admettre que le globe contient dans sa profondeur des matières plus denses que celles qui composent sa surface. Quant à la vraie valeur de la densité moyenne de la Terre, on doit évidemment préférer les nombres obtenus par la méthode de Cavendish, qui n'introduit dans le calcul que des éléments susceptibles de détermination directe et précise. Nous adopterons le nombre 5,56, déduit des expériences de MM. Cornu et Baille.

RÉDUCTION A DEUX DU NOMBRE DES GRANDEURS FONDAMENTALES. — Dans le système de mesures C. G. S. que nous avons adopté, on choisit arbitrairement trois unités indépendantes de longueur, de temps et de force qui sont le centimètre, le gramme et la seconde.

La considération des phénomènes de l'attraction universelle permettrait de réduire à deux le nombre des grandeurs

et des unités fondamentales, en rattachant l'unité de masse aux unités de longueur et de temps. On pourrait, par exemple, choisir une unité de masse telle que, dans le nouveau système, la constante K de l'attraction se trouvât égale à l'unité.

La relation symbolique fournie par le phénomène de l'attraction universelle est

$$F = \frac{M^2}{L^2};$$

d'où, puisque

$$F = MLT^{-2},$$

$$M = L^2T^{-2}.$$

La masse serait du degré 3 par rapport à la longueur et du degré -2 par rapport au temps.

L'incertitude, égale à $\frac{1}{100}$ environ, qui règne encore sur la valeur de la constante K évaluée dans le système C. G. S., s'opposera longtemps encore à l'adoption d'un tel système de mesures, malgré la simplicité théorique qu'il présenterait.



www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

www.libtool.com.cn

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

CHAPITRE PREMIER.

PRÉLIMINAIRES ET HISTORIQUE.

Historique. — Distinction des corps conducteurs et non conducteurs.
— Distinction des deux espèces d'électricité. — Séparation des deux électricités par le frottement. — Hypothèse des deux fluides électriques. — Actions pondéro-électriques.

HISTORIQUE. — Les anciens savaient qu'en frottant l'ambre jaune (¹) avec une étoffe de laine, on lui donne la propriété d'attirer les corps légers : c'est là tout ce qu'ils nous ont légué de connaissances sur un sujet qui devait prendre dans la suite d'immenses développements, et c'est tout ce que l'on en a su jusqu'au xvi^e siècle, où Gilbert (²), en répétant la même expérience avec le verre, le soufre, la gomme laque, etc., fit voir que cette vertu attractive, loin d'appartenir exclusivement à quelques substances exceptionnelles, peut, au contraire, se communiquer à une classe très nombreuse de corps et constitue une propriété générale qui mérite une étude suivie. C'est cette étude que nous commençons aujourd'hui.

Pour répéter l'expérience fondamentale de Gilbert, on prend un gros bâton de verre, de cire d'Espagne, de gomme

(¹) En grec ἤλεκτρον, d'où vient le nom d'électricité. L'ambre jaune est une résine fossile.

(²) *De magnetis corporibus*. Londres, 1600.

laque ou de soufre; on le saisit d'une main par l'une de ses extrémités et on le frotte vivement dans toute sa longueur avec une étoffe de laine ou une peau de chat; on l'approche ensuite d'une table sur laquelle ont été déposés de la sciure de bois, des barbes de plume ou, en général, des fragments déliés de corps légers, et on les voit s'envoler d'abord vers le cylindre frotté, qui les attire, puis se disperser dans toutes les directions par l'effet d'une répulsion qui, après le contact, succède à l'attraction. Cette répulsion a été observée pour la première fois par Otto de Guericke (1).

Quand, au lieu de présenter le bâton frotté à des corps légers, l'opérateur l'approche de sa joue sans la toucher, il éprouve un chatouillement comparable à celui que cause une toile d'araignée. Si le bâton a de grandes dimensions et qu'il ait été frotté pendant longtemps, ces impressions s'exagèrent; on sent une série de picotements douloureux, on entend une suite de décrépitations, et l'on voit dans l'obscurité de nombreuses étincelles lumineuses (2) éclater entre les organes et les parties du bâton qui les viennent approcher; après quoi, ces parties ont perdu les propriétés qu'elles avaient reçues par le frottement et se retrouvent à leur état naturel.

En considérant ces manifestations dans leur ensemble, on reconnaît que, à la suite d'une action mécanique exercée sur eux quand on les frotte, les corps que nous considérons ont acquis une énergie potentielle spéciale. Ils sont devenus capables de produire spontanément des actions mécaniques particulières, attractions ou répulsions; ces actions s'exercent évidemment aux dépens de l'énergie mécanique absorbée dans l'acte du frottement, et, quand cette énergie est épuisée, les corps frottés se retrouvent à leur état naturel. C'est ce qui arrive par suite d'un contact prolongé des corps frottés soit avec nos organes ou avec le sol. Pendant qu'ils sont susceptibles d'attirer les corps légers, on dit qu'ils sont *électrisés* ou *chargés d'électricité*. Il convient d'observer que ces mots ne constituent pas une explication; ils signifient simplement

(1) OTTO DE GUERICKE, *Experimenta Magdeburgica*, Lib. IV, Cap. XV.

(2) Observées pour la première fois par Otto de Guericke.

que les corps ainsi désignés jouissent des propriétés que nous venons de constater ci-dessus.

Gilbert avait reconnu que, s'il existe un certain nombre de substances qui peuvent s'électriser, on trouve une catégorie plus nombreuse encore de corps qui paraissent incapables de recevoir cette propriété par le frottement : de ce nombre sont les métaux, les pierres, les organes des animaux et des végétaux. Il crut dès lors devoir partager les corps en deux grandes classes, comprenant, la première, ceux qui s'électrisent, et on les appela *idio-électriques*; la seconde, ceux qui ne s'électrisent pas directement quand on les frotte : ils furent nommés *anélectriques*. Cette distinction était très naturelle; mais on découvrit bientôt que les phénomènes auxquels elle correspond ont une signification différente de celle qu'on leur avait attribuée d'abord.

DISTINCTION DES CORPS CONDUCTEURS ET NON CONDUCTEURS. — En 1727, le physicien Gray (1) électrisait un tube de verre creux qu'il avait fermé par un bouchon de liège, et il vit ce bouchon prendre la propriété d'attirer les corps légers toutes les fois que l'on frottait le tube, bien qu'il fût incapable d'acquiescer cette propriété quand on le frottait directement; on fut donc conduit à admettre qu'il prenait et gardait ensuite la propriété électrique, la recevant du verre par communication. Voulant étendre ces résultats, Gray attachait au bouchon une corde de chanvre dont la longueur était de 133^m; il la tendait horizontalement en la soutenant par des rubans de soie qui la suspendaient au plafond de la salle, et, toutes les fois qu'il frottait le tube de verre, il voyait l'action électrique s'exercer dans toute l'étendue de la corde, jusqu'à son extrémité la plus éloignée. La première conséquence qui ressort de cette expérience capitale, c'est que la propriété électrique est susceptible de se transmettre par la corde jusqu'à des distances quelconques, et c'est ce qu'on exprime en disant que le chanvre est *conducteur de l'électricité*. Un accident qui survint compléta heureusement l'expérience : un des rubans de soie se rompit, on le remplaça par un fil de laiton,

(1) *Philosophical Transactions*, 1720.

et, après cette substitution, la corde cessa de manifester des attractions. La soie empêchait donc la propriété électrique de se perdre, ce que ne fait pas le laiton. On dit que la soie est un corps isolant.

Une heureuse analogie permet de réunir entre eux les phénomènes observés par Gray et nous sera plus tard d'une grande utilité. Considérons le tube de verre frotté comme un réservoir d'eau, la corde de chanvre comme un tuyau en communication avec ce réservoir et placé à un niveau inférieur. L'eau s'écoule dans ce tuyau et, pourvu que les parois en soient parfaitement étanches, ne se déverse pas au dehors; mais, s'il y a quelque part une fissure, l'eau se répand et le réservoir ainsi que le tube se vident complètement. L'air qui environne la corde de chanvre, les fils de soie qui la soutiennent sont des substances isolantes et se comportent comme des parois étanches; mais le fil de laiton est conducteur et joue dans l'expérience de Gray le même rôle que la fissure dans les parois du tube plein d'eau que nous avons imaginé.

C'est grâce à une comparaison de ce genre, faite au moins implicitement, que les physiiciens du siècle dernier ont été conduits à considérer l'électricité comme une matière susceptible de s'écouler, ou un *fluide*. Les corps électrisés en contiennent une certaine quantité, qui ne peut s'y maintenir que s'ils sont limités de tous côtés par des isolants. S'ils communiquent avec le sol par l'intermédiaire de conducteurs, leur électricité s'écoule, et ils se trouvent déchargés.

En faisant la liste des corps conducteurs, on reconnut bientôt qu'elle comprend tous les anélectriques, et l'on trouva d'un autre côté que toutes les substances idio-électriques sont isolantes. En y réfléchissant, on reconnaît aisément qu'il ne peut en être autrement: pour qu'un corps puisse s'électriser, il faut, en effet, non seulement que l'électrisation y soit développée pendant le frottement, mais il est encore nécessaire qu'elle y demeure et ne se dissipe point pendant le temps qu'on la produit; d'où il suit que les idio-électriques doivent être nécessairement mauvais conducteurs. Mais il en est tout autrement des corps qui conduisent l'électricité, car celle qui pourrait s'y développer serait immédiatement trans-

mise à la main qui les tient, et se répandrait dans la terre pour s'y perdre; de là vient que si ces corps ne montrent point d'électricité quand on les a frottés, cela ne prouve que leur impuissance à la garder, et, pour savoir s'ils sont réellement aptes à la produire, il est nécessaire de les isoler de la main en les soutenant par un manche de verre. En prenant cette précaution, tous les corps s'électrisent, qu'ils soient ou non conducteurs, quand on les frotte avec une étoffe de laine. En résumé, il n'y a pas de corps anélectriques, toutes les substances peuvent être électrisées; mais il y a des corps conducteurs ou isolants, c'est-à-dire qui perdent ou qui gardent la vertu électrique qu'ils reçoivent quand on les frotte.

L'étude approfondie des corps conducteurs nous révélera ultérieurement qu'ils ne jouissent pas tous de propriétés identiques au point de vue du transport de l'électricité; on ne peut comparer directement sous ce rapport le cuivre ou l'or, par exemple, avec les solutions salines, les végétaux ou le corps des animaux, non plus que ceux-ci avec les gaz incandescents, bien que toutes ces substances se ressemblent par la propriété de décharger, au bout d'un temps plus ou moins long, les corps électrisés en contact avec elles. On ne peut non plus réunir dans une liste unique des corps isolants tels que la glace, le verre, la paraffine, le sulfure de carbone et l'air sec. Il se peut d'ailleurs que certains corps jouissent de propriétés intermédiaires qui ne permettent de les ranger bien sûrement ni dans la classe des conducteurs, ni dans celle des isolants. Mais il suffit à notre objet présent d'avoir caractérisé deux types bien nets : le cuivre ou l'or, par exemple, parmi les corps conducteurs, le soufre ou la paraffine parmi les isolants. C'est à ces corps ou à d'autres très analogues par leurs propriétés électriques que nous rapporterons implicitement tout ce qui suivra.

Si l'on touche avec la main ou avec un conducteur communiquant au sol un point d'un corps électrisé, on aperçoit une étincelle et l'on constate que le point touché ne manifeste plus de propriétés électriques. Mais les effets observés dans cette expérience sont essentiellement différents, si le corps électrisé que l'on touche est du cuivre ou du soufre. Si c'est

du soufre, on ne prend l'électricité qu'aux points eux-mêmes sur lesquels se fait le contact, et les autres ne se déchargent pas; aussi l'étincelle qui jaillit est-elle à peine perceptible. Au contraire, si le corps électrisé est du cuivre, il suffit de toucher un de ses points pour lui enlever la totalité de son électricité et le ramener à l'état naturel dans toutes ses parties; alors l'étincelle est allongée et jaillit avec un bruit sec semblable à celui d'un coup de fouet.

C'est en utilisant ces propriétés isolantes et conductrices que l'on parvient à transmettre et à retenir sur les appareils l'électricité dont on veut étudier l'effet. Si l'on veut donner de l'électricité à un corps, on le joint aux appareils qui la produisent par des tiges ou des chaînes de métal, et, pour l'y maintenir après l'y avoir amenée, on le soutient sur des

Fig. 6.

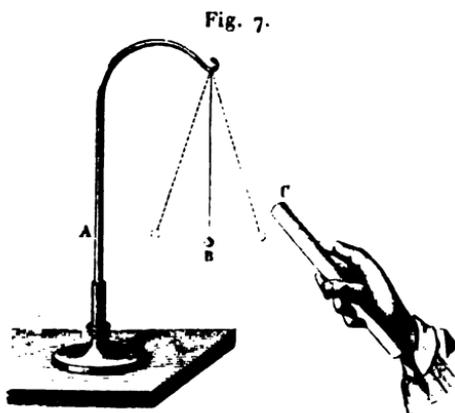


supports qui ne conduisent pas; ces supports peuvent être des blocs de paraffine ou de bois paraffiné, des pieds de verre vernis à la gomme laque, des cordons de soie attachés au plafond. Il faut encore se prémunir contre une autre cause de déperdition électrique qui vient trop fréquemment annuler les résultats : l'air est un corps isolant, quand il est parfaitement sec; mais il cesse de l'être s'il est humide, ou tout au moins, comme la plupart des isoloirs, et notamment les isoloirs de verre, sont hygrométriques, ils se couvrent dans l'air hu-

vide d'une buée conductrice et ils cessent de retenir l'électricité : d'où vient la nécessité de chauffer les appareils, de frotter les supports avec des étoffes séchées au feu et souvent d'enfermer les conducteurs dans des cloches de verre où l'on dépose des substances desséchantes. Souvent il suffit de faire usage du support isolant représenté par la *fig. 6*. Il se com-

pose essentiellement d'un flacon de verre A contenant de l'acide sulfurique et dont le fond B se relève au-dessus du goulot et constitue le support isolant proprement dit; la portion du support contenue à l'intérieur du flacon se trouve en effet absolument à l'abri de l'humidité, et constitue un isoloir à peu près parfait. Après avoir indiqué ces règles pratiques, nous pouvons continuer l'étude des propriétés électriques.

DISTINCTION DES DEUX ESPÈCES D'ÉLECTRICITÉ. — Il nous faut d'abord revenir sur le phénomène de l'attraction des corps légers, pour l'analyser plus complètement. Suspendons à un support en verre A (*fig. 7*) une balle conductrice de moelle



de sureau par l'intermédiaire d'un fil de soie très fin qui produit un isolement complet, puis faisons-la toucher par un bâton électrisé quelconque. Après le contact, la balle aura reçu de l'électricité absolument comme la corde de chanvre en avait pris au tube de verre frotté dans l'expérience de Gray, et, puisque cette balle est isolée par le fil de soie, elle va garder cette électricité; on peut s'en assurer d'ailleurs en lui présentant de la sciure de bois qu'elle attirera. Une fois que l'on aura constaté qu'elle est réellement électrisée, on approchera de nouveau le bâton: le pendule sera repoussé très énergiquement, et cette répulsion durera tant qu'il restera sur chacun des deux corps une quantité suffisante d'élec-

tricité. Cette expérience peut se faire et réussit également bien avec des cylindres de verre, de soufre, de cire, d'ambre, etc., et l'on peut dire généralement que deux corps chargés d'une électricité, qui a été donnée par communication de l'un à l'autre, se repoussent mutuellement.

Prenons maintenant deux bâtons, l'un de verre, l'autre de résine, électrisés tous deux par le moyen d'une étoffe de laine ; commençons par toucher le pendule avec le verre, et, le laissant ensuite dans l'état électrique que ce contact lui donne, approchons alternativement de lui tantôt le verre, tantôt la résine : il sera repoussé par le premier, ce que nous savons déjà par l'expérience précédente ; mais il sera attiré par le second. Inversement, ce même pendule, s'il a primitivement touché la résine, sera repoussé par elle et attiré par le verre. Cette expérience capitale nous apprend que les deux bâtons exercent des actions opposées : il existe deux modes d'électrisation qui se développent par le frottement, l'un sur le verre, l'autre sur la résine ; et, puisque nous n'avons imaginé l'électricité que pour rendre compte des attractions ou répulsions électriques, il nous est loisible d'attribuer les effets inverses que nous observons à deux électricités distinctes, l'une *vitree*, l'autre *résineuse*. L'expérience établit que tous les corps électrisés se comportent comme le verre ou comme la résine, c'est-à-dire que s'ils repoussent un pendule électrisé par le verre, ils attirent un pendule électrisé par la résine, ou inversement. Jamais un même corps électrisé ne repousse ou n'attire à la fois les deux pendules. L'électricité dont un corps est chargé est donc toujours de même espèce que celle du verre ou de la résine.

L'expérience qui précède et son interprétation sont dues à Dufay (¹), intendant du jardin du Roi. Nous pouvons les résumer par l'énoncé suivant : *Les corps chargés d'électricité de même nom se repoussent et ceux qui ont des électricités contraires s'attirent.*

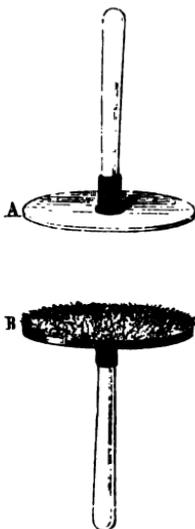
SÉPARATION DES DEUX ÉLECTRICITÉS PAR LE FROTTEMENT. — Les expériences qui précèdent sont complétées par la suivante,

(¹) *Mémoires de l'Académie des Sciences*, p. 457 ; 1733.

que l'on doit aujourd'hui considérer comme la plus importante de toutes. On se procure deux plateaux circulaires A et B (fig. 8) dont l'un est en verre, pendant que l'autre est formé par un disque de métal recouvert d'une étoffe de laine collée sur la surface : tous deux sont munis de manches isolants qui servent à les manœuvrer. On les fait frotter l'un contre l'autre, ensuite on les sépare vivement et on les présente alternativement à un pendule isolé que l'on a primitivement chargé avec l'électricité vitrée. Le plateau de verre repousse ce pendule et le disque de drap l'attire; mais le drap repousserait et le verre attirerait ce pendule s'il avait primitivement été chargé d'électricité résineuse. Cette expérience, qui peut être généralisée en remplaçant le verre et la laine par deux autres corps quelconques, prouve que, si l'on frotte deux corps entre eux, tous deux reçoivent de l'électricité, et que, de plus, elle est vitrée sur l'un et résineuse sur l'autre; on ne peut donc développer l'une sans obtenir l'autre en même temps, et c'est là une loi générale que tous les cas particuliers de développement d'électricité que nous découvrirons par la suite viendront successivement confirmer.

Une conséquence forcée découle de la loi précédente : c'est qu'une même substance ne recevra pas toujours la même espèce d'électricité quand on la frottera avec des corps différents ; car si le verre et la résine se chargent vitreusement et résineusement avec la laine, il faut que cette laine prenne dans le premier cas l'électricité résineuse et dans le second l'électricité vitrée ; et si cette inversion se produit pour la laine, on prévoit que le verre et la résine eux-mêmes n'auront pas toujours la même espèce d'électricité quand ils seront frottés par d'autres corps que la laine : c'est, en effet, ce qui a lieu, et cela nous montre qu'il y a convenance à changer les deux mots par lesquels Dufay distinguait les deux espèces d'effets électriques. Nous appellerons à l'avenir électricités

Fig. 8.



positive et *négative* celles que la laine développe sur le verre et la résine. Ces nouvelles désignations, qui viennent d'une théorie imaginée par Franklin ⁽¹⁾, ont été consacrées par l'usage. Elles expriment très bien que le sens de la force exercée entre deux corps électrisés se renverse quand on change la nature de l'électricité de l'un quelconque des deux corps.

Pour compléter ce sujet, il faudrait savoir préciser les conditions qui déterminent la nature de l'électricité dont se chargera un corps par son frottement contre un autre corps ; mais c'est là une question extrêmement complexe et qui n'est pas encore résolue. Nous nous bornerons à reproduire, à titre de renseignement préliminaire, le Tableau suivant, où les corps sont rangés dans un ordre tel, qu'en général ils sont positifs quand on les frotte avec ceux qui les suivent et négatifs avec ceux qui les précèdent :

Poil de chat vivant.	Papier.
Verre poli.	Soie.
Étoffes de laine.	Gomme laque.
Plumes.	Résine.
Bois.	Verre dépoli.

Mais ce Tableau est loin de résumer toutes les conditions qui déterminent la distribution des deux électricités. Une foule de circonstances, dont quelques-unes pourraient paraître très insignifiantes, ont une influence capitale sur le résultat. Pour en donner l'idée, il suffira de citer les singularités que le verre présente. Canton ⁽²⁾ prit un long cylindre de verre dont la moitié avait été dépolie à l'émeri ; il le frotta dans toute sa longueur avec une étoffe de laine et trouva ensuite les parties polies chargées positivement, pendant que la moitié rugueuse était négative. Deux disques du même verre, entre lesquels

(1) FRANKLIN, *Lettres sur l'électricité : Opinions et conjectures sur les propriétés et sur les effets de la matière électrique* ; 1749.

(2) CANTON, *Transactions philosophiques*, 1753. Voir aussi, sur le signe de l'électricité prise par la peau de chat, les expériences de M. Hagenbach, *Carl's Repertorium*, t. VIII, p. 65, et *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. II, p. 36 ; 1877.

il n'y a d'autre différence que le poli, s'électrisent entre eux et dans le même sens que précédemment. Quand il a été chauffé dans la flamme de l'alcool et refroidi ensuite, ou bien baigné dans un acide concentré et rincé à l'eau distillée, ce même verre devient négatif. Il en est encore de même s'il est chaud et frotté sur du verre froid ; enfin deux disques identiques s'électrisent par leur frottement mutuel, tantôt dans un sens et tantôt dans l'autre. On a remarqué en général que deux corps identiques peuvent s'électriser mutuellement et que celui qui s'échauffe le plus devient négatif : c'est ce qu'on réalise en frottant une petite surface sur une grande ou en promenant un long ruban de soie perpendiculairement à la largeur d'un autre ruban pareil. Ce sont là des faits qu'il faut accepter et dont l'explication est évidemment encore impossible.

Mais s'il n'y a actuellement rien de général à dire sur le sens de cette distribution, il y aura une loi très remarquable qui règle les proportions des deux électricités développées. Que l'on frotte l'un contre l'autre deux plateaux quelconques isolés et pris à l'état naturel, on les trouvera chargés d'électricités contraires quand on les séparera ; c'est-à-dire que l'un d'entre eux repoussera tout corps électrisé attiré par l'autre, et réciproquement ; mais avant que les plateaux frottés n'aient été séparés, ou après qu'on les a de nouveau réunis, leur ensemble se comporte comme un corps non électrisé. D'ailleurs, si on les laisse longtemps en contact après le frottement, tous deux finissent par se retrouver à l'état naturel comme ils y étaient avant d'avoir été frottés (1). Les deux électricités développées sont donc dans des conditions telles que, séparées, elles produisent des actions attractives et répulsives opposées, et que réunies elles annulent réciproquement leurs effets. On dit que le frottement a développé des *quantités d'électricité* contraire égales entre elles : il vaudrait mieux dire *équivalentes*, car il n'y a d'égalité qu'entre des choses de même espèce.

Tout ce que nous venons de découvrir par les expériences précédentes se réduit à cinq faits généraux ou lois élémen-

(1) *Œpini tentamen theoriæ electricitatis et magnetismi*, p. 63 : 1759.

taires que nous pouvons résumer de la manière suivante : 1° les corps frottés attirent les corps légers, ils s'électrisent ; 2° il y a des substances qui transmettent la vertu électrique et d'autres qui la maintiennent fixement sur eux : il y a donc des corps conducteurs et des corps isolants ; 3° il existe deux modes différents d'électrisation ou deux électricités : les corps se repoussent ou s'attirent suivant qu'ils ont de l'électricité de même nom ou de nom contraire ; 4° le frottement développe sur les deux substances qui se frottent des quantités équivalentes d'électricités opposées ; 5° les électricités contraires en proportions équivalentes détruisent leurs effets en se réunissant.

Jusqu'à présent, nous nous sommes bornés à exposer les phénomènes électriques tels que l'expérience nous les a montrés, et nous avons pris soin de n'y mêler aucune considération théorique. Il y a en effet dans les actions que nous venons de manifester tant d'inconnu et tant d'imprévu, qu'en essayant de les expliquer par des hypothèses sur la nature de l'électricité, nous courons le risque à peu près certain de nous tromper. Les physiiciens du siècle dernier ne se sont pas arrêtés devant ce danger. Nous leur devons un système qui a introduit une terminologie commode et que, pour ce motif même, nous ne pouvons nous dispenser de faire connaître, bien que les hypothèses impliquées par ce système ne soient ni claires ni probables. On s'en convaincra par l'exposé qui suit.

HYPOTHÈSE DES DEUX FLUIDES ÉLECTRIQUES. — I. On admet que tous les corps à l'état naturel contiennent en quantité indéfinie (telle tout au moins que les expériences faites jusqu'ici ne permettent pas d'en constater la diminution) une matière subtile et sans poids, que l'on désigne sous le nom de *fluide électrique neutre*. Une telle hypothèse est à peu près dénuée de signification physique, car on n'est en mesure d'assigner au fluide électrique neutre *aucune propriété définie et positive, susceptible de le caractériser.*

II. En second lieu, il faut encore admettre que ce fluide hypothétique est complexe ; c'est un corps formé par la réunion de deux espèces de molécules, les unes dites *posi-*

tives, les autres *negatives* ; quand elles sont réunies, le corps qui les contient est à l'état naturel ; quand il y a un excès plus ou moins grand de l'une ou de l'autre espèce de molécules, le corps est plus ou moins électrisé, positivement ou négativement.

III. Les deux fluides peuvent circuler avec une grande rapidité à travers certains corps qui sont *conducteurs* ; mais ils restent fixés sur les molécules des substances *isolantes*, sans pouvoir cheminer d'un point à un autre. La théorie ne fixe rien des conditions moléculaires que doit remplir un corps pour être conducteur ou isolant.

IV. Quand on frotte deux corps l'un sur l'autre, le fluide neutre se décompose, les molécules positives passent d'un côté et les négatives de l'autre ; dès lors, les deux corps se chargent d'électricités contraires ; dès lors aussi, quand on les réunit après le frottement, ils doivent se remettre à l'état naturel, puisque les deux fluides se recombinent pour reproduire l'électricité neutre.

On remarquera que les combinaisons matérielles sont toujours accompagnées d'une variation d'énergie, d'un dégagement ou d'une absorption de chaleur proportionnels à la masse du composé formée ou détruite. La séparation des deux fluides est, il est vrai, toujours accompagnée d'une variation d'énergie du système de corps qui prennent part à l'électrisation ; mais la quantité des électricités séparées ne suffit pas à déterminer cette variation d'énergie : elle dépend essentiellement d'un autre élément que nous ne tarderons pas à définir sous le nom de *potentiel*. Le mot *combinaison* est donc employé ici à contresens.

ACTIONS PONDÉRO-ÉLECTRIQUES. — Nous avons admis que les électricités de même nom se repoussent, et que les électricités de nom contraire s'attirent. Or, ce que l'expérience nous a montré, c'est l'existence d'*attractions* ou de *répulsions entre les corps électrisés*. Si donc, au lieu de faire de l'électricité une propriété des molécules matérielles, on veut en faire, comme nous l'avons supposé, un fluide, une matière distincte, il serait encore nécessaire de compléter les hypothèses précédentes pour expliquer *comment les actions exer-*

cées sur l'électricité peuvent être transmises à la matière pondérable.

L'expérience nous enseigne que l'électricité reste fixée sur les corps isolants, tandis qu'elle se transmet à travers les conducteurs; le mécanisme mis en jeu ne peut être identique dans les deux cas.

Sans chercher pour le moment à en démêler les éléments et à combler cette lacune de la théorie, il nous suffit d'avoir montré la nécessité d'actions exercées entre l'électricité, supposée distincte de la matière, et la matière elle-même. Nous désignerons ces actions par le nom générique de *forces pondéro-électriques*; ce sont ces forces qui maintiennent l'électricité en un point quelconque d'un corps isolant ou à la surface d'un corps électrisé, et obligent ainsi la matière à obéir aux actions électriques proprement dites.

Nous ne tarderons pas à reconnaître que les forces pondéro-électriques ne modifient pas les actions exercées entre corps électrisés situés à distance finie. Elles ne joueront qu'un rôle tout à fait secondaire dans la première partie de notre étude.

Les principaux éléments du système que nous venons d'exposer ont été établis par Symmer (1). On voit qu'une telle théorie, fondée sur une première hypothèse inadmissible, s'appuyant sur de fausses analogies, muette enfin sur les mécanismes mis en jeu d'après les diverses constitutions moléculaires des corps et leur rôle physique, n'est propre à rien éclaircir, à rien expliquer. Elle se borne à traduire quelques lois générales, en les faisant dépendre de propriétés que l'on attribue arbitrairement à des fluides imaginaires.

Nous donnerons plus tard quelques développements sur une théorie plus moderne et plus philosophique, proposée par Maxwell (2) et qui fait dépendre les actions électriques de déformations spéciales du milieu universel dont on invoque l'existence dans la théorie ondulatoire de la lumière.

(1) SYMMER, *Philosophical Transactions*; 1759.

(2) MAXWELL, *Traité d'Électricité et de Magnétisme*, traduction française de M. Seligman-Lui.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE II.

LOI DE COULOMB.

Objet de notre étude. — Balance de torsion. — Loi des répulsions. — Effet de la déperdition. — Loi des attractions. — Méthode des oscillations. — Quantités d'électricité. — Unité électrostatique C. G. S. d'électricité. — Expériences de Coulomb relatives aux quantités d'électricité. — Principe de la conservation de l'électricité.

OBJET DE NOTRE ÉTUDE. — Après avoir reconnu le sens général des actions électriques, il faut chercher à déterminer les lois numériques qui les règlent.

Considérons en particulier l'une des expériences fondamentales réalisées au Chapitre précédent : celle de l'attraction ou de la répulsion entre des corps électrisés. Cette attraction ou cette répulsion peut dépendre :

- 1° De la nature des corps électrisés et plus généralement de toutes les conditions mécaniques, calorifiques, etc., qui modifient leurs propriétés physiques ;
- 2° De leur forme, de leurs dimensions, de leurs distances, de leur état de repos ou de mouvement ;
- 3° De la nature du milieu interposé, de son état élastique, des mouvements dont il peut être animé.

Si nous parvenions à répondre à ces questions variées, notre étude serait encore incomplète : il resterait à savoir comment l'électrisation des corps réagit sur l'ensemble de leurs propriétés physico-chimiques, à quelles variations de leur énergie mécanique, calorifique, chimique, etc., correspond cette électrisation. La connaissance approfondie d'une seule expérience implique ainsi l'étude entière de la Physique et de la Chimie recommencée sous un point de vue nouveau.

Pour aborder méthodiquement un si vaste problème et

séparer l'influence propre de ses diverses conditions, il faut d'abord réduire le nombre des variables conservées. Nous prendrons donc deux corps déterminés, en repos, dans un état d'électrisation fixe et placés dans l'air à la pression atmosphérique. Pour n'avoir à tenir compte ni de la forme ni de la dimension de ces corps, nous nous astreindrons à n'employer provisoirement que de petites sphères et nous les placerons assez loin l'une de l'autre pour qu'on puisse, dans une première approximation, négliger leurs rayons par rapport à la distance de leurs centres. Il ne restera plus qu'à déterminer comment la force attractive ou répulsive des deux petites sphères dépend de leur distance, qui est désormais la seule variable indépendante. C'est ainsi qu'a opéré Coulomb.

Même à ce degré de simplicité, les expériences que nous aurons à réaliser ne seront pas sans entraîner de grandes difficultés; car les forces que nous voulons mesurer sont extrêmement petites, et, d'un autre côté, elles diminuent graduellement pendant les expériences, puisque les corps perdent assez rapidement l'électricité qu'on leur a donnée. Coulomb parvint néanmoins à comparer ces forces avec une exactitude suffisante par une méthode que nous connaissons déjà pour l'avoir employée à mesurer l'attraction universelle. Concevons un fil métallique extrêmement fin, fixé à son extrémité supérieure et supportant à l'autre bout une aiguille horizontale isolante, terminée par une balle de sureau dorée; si nous touchons cette balle G avec une autre balle identique C électrisée, C repoussera G en déviant l'aiguille, et la torsion que le fil éprouvera agira pour ramener la balle G dans sa position première. On pourra donc équilibrer la répulsion électrique à l'aide des réactions développées par la torsion du fil, et, comme celles-ci sont proportionnelles à l'angle de torsion, on comparera les forces électriques en comparant les angles dont il faudra tordre le fil pour les équilibrer.

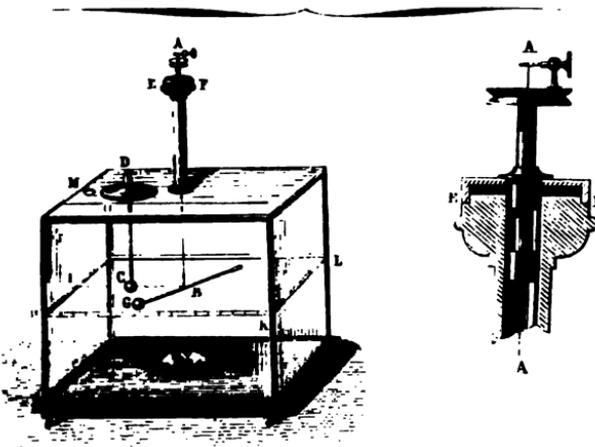
BALANCE DE TORSION. — La balance de torsion que Coulomb (1) construisit dans ce but est renfermée dans une grande cage

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences*; 1875. — Voir, pour tout ce qui se rapporte aux expériences de Coulomb, la *Collection de Mémoires*

en verre (*fig. 9*) : sur le couvercle s'élève verticalement un tube, et au haut de celui-ci on voit un treuil A qui soutient le fil métallique AB. Ce treuil, qui peut tourner dans sa monture, sert à orienter l'aiguille et à la placer dans la direction initiale BC, vis-à-vis du point I, qui est le zéro des divisions.

Le fil AB qui descend dans la cage est la pièce essentielle de l'instrument. Un de ceux que Coulomb employa était en

Fig. 9.



argent, et si fin, qu'une longueur de 1^m ne pesait que 0^{sr}, 01 ; quand il était placé dans la balance, il ne fallait pour le tordre de 1° qu'une force égale à $\frac{1}{22500}$ de milligramme, appliquée à la boule G. La réaction qu'il exerçait, après avoir été tordu, était donc extrêmement faible et tout à fait comparable aux répulsions électriques. L'aiguille BG, qui tend le fil, devant être à la fois parfaitement isolante et très légère, Coulomb la fit d'une paille enduite de cire d'Espagne et terminée par une

relatifs à la Physique, publiés par la Société française de Physique, t. I ; Paris, 1884.

Coulomb a employé des balances de diverses formes, les unes cylindriques, les autres carrées, et différant par plusieurs détails de celle qui est figurée ci-dessus.

aiguille de gomme laque. A l'une des extrémités il colla une petite balle de sureau G, et à l'autre, pour faire contrepoids et éteindre les oscillations, un disque de papier passé à la térébenthine. Une petite pièce de bois D supporte un petit cylindre terminé par de la gomme laque à laquelle est fixée la balle de sureau C. Elle se trouve en regard de la première et reste, pendant les expériences, fixement placée vis-à-vis du point I. Avant de commencer les mesures, on enlève la balle fixe ; on fait tourner le treuil A pour amener l'aiguille BG en équilibre vis-à-vis du point I, puis on replace la boule fixe, ce qui écarte un peu la balle mobile, et toutes deux se tiennent au contact, un peu pressées l'une contre l'autre par la légère torsion qu'éprouve le fil. Cela fait, on électrise une grande épingle isolée par un manche de cire d'Espagne, où elle est implantée par sa pointe ; on l'introduit dans la balance par un trou M disposé à cet effet, et aussitôt qu'elle a touché l'une des balles, elles s'électrisent et se repoussent toutes deux ; l'aiguille se déplace en tordant le fil et, après quelques oscillations, elle se fixe en BG : à ce moment, la force de torsion fait équilibre à la répulsion électrique. On ne tarde pas à reconnaître que la distance des deux balles diminue peu à peu : cela tient à la déperdition progressive de l'électricité, déperdition qui est très rapide dans l'air humide, mais fort lente dans l'air sec ; aussi doit-on prendre la précaution essentielle de placer dans la cage, longtemps avant d'opérer, des substances desséchantes, comme le chlorure de calcium, et alors les pertes deviennent assez faibles pour que les résultats ne soient pas sensiblement altérés par elles.

Il faut, maintenant, pouvoir apprécier dans chaque cas la distance CG des deux balles, et changer à volonté la torsion du fil ; il faut conséquemment adapter à l'appareil deux systèmes de divisions. Le premier est tracé sur une bande de papier HKL collée sur la cage à la hauteur des balles ; les traits qu'elle porte partent du zéro I qui est tracé sur le milieu, ils se continuent à droite et à gauche et mesurent en degrés les angles d'écart CBG : cela revient à dire que les longueurs des divisions, à partir du point zéro, sont les tangentes des angles d'écart. Pour apprécier ces angles quand l'aiguille s'est dé-

viée, on place l'œil dans la direction prolongée de cette aiguille et on lit les numéros des divisions qui se trouvent dans le rayon visuel. www.libtool.com.cn

Le deuxième système de division, qui est destiné à mesurer et à faire varier la torsion du fil, est placé au sommet de l'appareil; la pièce AEF (*fig. 9*), qui porte le fil, s'emboîte en EF sur la douille qui termine le tube de verre, peut tourner sur elle à frottement doux, et les contours de ces deux pièces portent, l'un un cercle divisé, l'autre un vernier qui le parcourt. On peut donc, si la boule a été écartée jusqu'en G par la répulsion électrique, la ramener vers C en tournant le micromètre supérieur de G vers C, ou augmenter la distance GC en tournant inversement l'appareil. L'angle de rotation se mesure dans tous les cas par le déplacement du vernier.

LOI DES RÉPULSIONS. — Tel est, dans son ensemble, l'appareil de Coulomb : nous n'avons plus qu'à indiquer comment on va s'en servir, et nous supposerons d'abord que, les deux boules ayant été chargées d'une électricité commune, on veuille mesurer leur répulsion à diverses distances. Dans une expérience de Coulomb, l'angle initial d'écart fut de 36° , et, à ce moment, la torsion du fil était elle-même de 36° . Alors on tourna le micromètre supérieur de G vers C, ce qui força les balles à se rapprocher, et, quand elles furent à 18° l'une de l'autre, on mesura la rotation du micromètre, qui fut trouvée de 126° . Ici le fil a éprouvé deux torsions, l'une parce que le micromètre supérieur a marché de 126° , de G vers C; l'autre parce que l'aiguille inférieure a été déplacée de 18° , de C en G, ce qui a produit une torsion totale égale à la somme $126 + 18$ de ces angles, ou à 144° . Aussitôt que cette mesure est terminée, on continue de déplacer le micromètre dans le même sens jusqu'à réduire l'angle d'écart à $8\frac{1}{2}$ degrés, ce déplacement est de 567° , et la torsion est alors égale à $567 + 8\frac{1}{2}$ degrés; ou à $575\frac{1}{2}$ degrés. Nous résumons ces divers résultats par le Tableau suivant, dans lequel on a, d'un côté, les angles d'écart et, de l'autre, les angles de torsion; l'on y verra que, les premiers variant à peu près comme $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}$ les derniers suivent sensiblement la proportion des nombres $1,$

4, 16; c'est-à-dire que les arcs de torsion sont en raison inverse des carrés des angles d'écart.

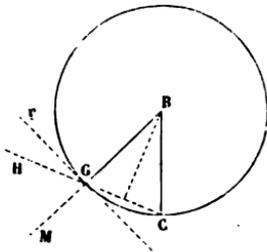
www.libtool.com.cn

Angles d'écart.	Arcs de torsion.
36	36
18	144
$8\frac{1}{2}$	$575\frac{1}{2}$

Si l'on remarque que les forces répulsives et les distances sont à peu près proportionnelles aux arcs de torsion et aux angles d'écart, on verra qu'au degré d'exactitude que com-

porte ce genre d'expériences les forces répulsives sont en raison inverse du carré des distances. Toutefois, il convient d'interpréter les expériences précédentes de la manière la plus rigoureuse possible, et c'est ce que fit Coulomb. A cet effet, considérons une coupe horizontale de la balance (fig. 10); représentons par BC la position initiale de l'aiguille, et par BG sa

Fig. 10.



direction quand elle est repoussée; soient α l'angle d'écart CBG et A la torsion du fil. Si nous désignons par F la force répulsive à l'unité de distance, elle devra, si la loi précédente est exacte, être égale à $\frac{F}{CG^2}$ entre les boules C et G

et être dirigée suivant GH; on pourra la décomposer en deux autres, l'une dirigée suivant GM, qui sera sans effet pour écarter la boule, l'autre agissant suivant GK, tangentielllement au cercle; celle-ci sera

$$\frac{F}{CG^2} \cos \frac{\alpha}{2} = \frac{F}{4r^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cos \frac{\alpha}{2},$$

en désignant par r le rayon du cercle ou la longueur de l'aiguille. Mais en même temps que la boule est sollicitée suivant GK par cette force, elle est ramenée dans la direc-

tion opposée par la réaction de torsion du fil. Cette dernière, qui est proportionnelle à l'angle de torsion A , peut se représenter par KA , et, l'équilibre ayant lieu, on a

$$\frac{F}{4r^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \cos \frac{\alpha}{2} = KA,$$

d'où l'on tire

$$\frac{F}{4r^2 K} = A \sin \frac{\alpha}{2} \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2}.$$

Or, le premier membre étant constant, le deuxième devra l'être également si la loi précédente est vraie. Voici le résultat du calcul pour les expériences précédentes :

α .	A .	$A \sin \frac{\alpha}{2} \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2}$.
36	36	3,614
18	144	3,568
$8\frac{1}{2}$	$575\frac{1}{2}$	3,169

EFFET DE LA DÉPÉRDITION. — La troisième colonne nous donne des nombres qui devraient être égaux, mais qui, en réalité, diminuent du premier au dernier. Une première cause perturbatrice, que l'on peut invoquer pour expliquer cette diminution, c'est la perte progressive de l'électrisation des balles. La balance de Coulomb permet de constater cette perte et d'en tenir compte pour la correction des expériences.

A cet effet, on réalisera une expérience préliminaire, dans des conditions aussi identiques que possible à celles de l'expérience à corriger. Les deux boules se repoussent et l'écart initial de 36° correspond à une torsion de 36° du fil. Si l'on abandonne le système à lui-même, on constate que les deux boules se rapprochent progressivement, par suite de la diminution de leur force répulsive. Au bout d'un temps suffisamment long, elles reviendraient au contact. Mais, au lieu de laisser les boules se rapprocher, on s'astreint à les maintenir à la distance invariable de 36° en détordant progressivement le fil à l'aide du micromètre supérieur. On observe ainsi, au bout de une, deux, trois minutes, etc., des torsions, et, par

suite, des forces répulsives décroissantes dont on dressera le Tableau.

Pour corriger l'effet de la déperdition dans l'expérience définitive, on prendra pour origine du temps l'instant du premier équilibre observé à 36° . Soit t le temps de l'observation du deuxième équilibre à 18° . On cherchera dans le Tableau la torsion T correspondant au temps t ; la force répulsive à la distance invariable de 36° aurait été réduite par la déperdition dans le rapport $\frac{T}{36}$; pour rendre l'observation à 18° comparable à la première, il faut donc multiplier la torsion A observée par $\frac{36}{T}$; on multipliera de même la torsion A correspondant à $8^\circ\frac{1}{2}$ par $\frac{36}{T}$. Les produits $A \sin \frac{\alpha}{2} \tan \frac{\alpha}{2}$ se rapprochent ainsi d'une valeur constante, sans toutefois l'atteindre rigoureusement. Nous verrons en effet que, par suite de causes perturbatrices d'une autre espèce (phénomènes d'influence), la loi du carré des distances cesse d'être rigoureusement applicable à l'expérience de Coulomb quand les deux boules sont trop rapprochées.

Nous admettons, au moins à titre provisoire, que, sans ces causes de perturbation, les nombres calculés seraient rigoureusement égaux, et nous énoncerons la loi suivante : *La répulsion de deux balles, électrisées par un contact commun, est en raison inverse du carré des distances de leurs centres.*

LOI DES ATTRACTIONS. — Après avoir trouvé la loi des répulsions, il faut recommencer la même étude pour le cas où les deux balles auraient reçu des électricités contraires et s'attireraient. Les expériences sont extrêmement délicates et ne peuvent réussir qu'à la condition de tendre verticalement dans la balance, entre les deux boules qui s'attirent, un fil de soie qui les empêche de se réunir, ce qui pourrait arriver souvent et compromettrait le succès. Nous reproduirons à cet égard les indications et les calculs de Coulomb.

On commencera par électriser négativement la balle mobile, puis on l'écartera de sa position première d'un angle ϵ .

en tournant du même angle le micromètre supérieur; ensuite on électrisera positivement la balle fixe, en la touchant avec la tête d'épingle isolée. L'attraction se manifestera aussitôt, de façon à réduire l'angle de déviation à une valeur plus petite a et à tordre le fil d'une quantité $c - a$. Si nous admettons : 1° que la distance est proportionnelle à l'arc a ; 2° qu'on peut confondre la direction de la corde et celle de la tangente à l'arc; 3° enfin que l'attraction est en raison inverse du carré de la distance, $\frac{F}{a^2}$ représentera la force qui tend à réunir les balles et, $K(c - a)$ étant celle qui agit pour les écarter, l'équilibre aura lieu quand

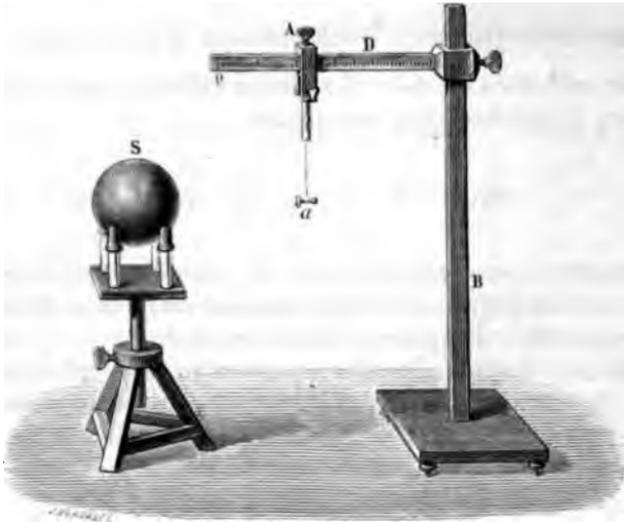
$$\frac{F}{a^2} = K(c - a) \quad \text{ou} \quad \frac{F}{K} = a^2(c - a).$$

On connaît c , on mesurera a et l'on calculera $a^2(c - a)$. Ensuite on fera varier c , on répétera la même mesure de a et le même calcul, et l'expérience prouvera que $a^2(c - a)$ est sensiblement constant; d'où l'on conclura que la force attractive entre des balles chargées d'électricités de noms contraires varie suivant la même loi que la force répulsive entre deux corps chargés d'électricité de même nom.

Pour que l'expérience réussisse, il faut que $\frac{F}{K}$ puisse devenir égal à $a^2(c - a)$, ce qui ne sera possible que lorsqu'on aura donné à c une valeur suffisamment grande. En effet, lorsque a augmente, $a^2(c - a)$ croît d'abord, puis diminue, en atteignant un maximum quand la différentielle de cette expression est nulle, c'est-à-dire quand $2a(c - a) - a^2 = 0$. Ce maximum a lieu pour $a = \frac{2}{3}c$, et sa valeur est $\frac{4}{27}c^3$. Si donc on a donné à a une valeur telle que $\frac{4}{27}c^3$ soit plus grand que $\frac{F}{K}$, l'équilibre pourra se réaliser; si, au contraire, $\frac{4}{27}c^3$ est plus petit que $\frac{F}{K}$, cet équilibre ne sera pas possible et la balle mobile se précipitera sur la balle fixe. C'est pour empêcher cette réunion que l'on tend un fil de soie dans la balance.

MÉTHODE DES OSCILLATIONS. — Pour confirmer ces résultats, Coulomb fit une nouvelle série d'expériences, par un procédé tout à fait différent et qui est une application de la méthode générale pendulaire. Il prit une sphère métallique *S*, de un pied de diamètre, parfaitement isolée et chargée d'électricité (*fig. 11*). Il plaça ensuite vis-à-vis de cette sphère un

Fig. 11.



pendule *a* formé par une aiguille horizontale en gomme laque, terminée par un disque en papier doré de 7 lignes de diamètre et soutenue par un fil de cocon de 8 pouces attaché à un support *A*, de telle sorte que le prolongement de l'aiguille passât sensiblement par le centre de la sphère *S*; il chargea le pendule avec une électricité opposée à celle de *S*, et il le fit osciller. Nous démontrerons ultérieurement que, si la loi des rapports inverses des carrés de la distance est vraie, l'action exercée par l'électricité de la sphère sur le pendule doit être la même que si toute cette électricité était réunie au centre *S*. Comme, d'un autre côté, l'aiguille de gomme laque était peu longue et que les oscillations avaient peu d'amplitude, on pouvait admettre que la force qui produit le mouvement était parallèle à elle-même dans toutes les posi-

tions de l'aiguille, et que celle-ci oscillait, comme le pendule géodésique, suivant la formule connue

$$(1) \quad T = n\pi\sqrt{\frac{\Omega}{Fl}};$$

Ω désigne le moment d'inertie du système suspendu, T le temps de n oscillations simples, l la longueur de l'aiguille jusqu'au centre du disque de papier doré, F la force attractive exercée par la sphère sur le disque. En changeant ensuite la distance, qui était d , jusqu'à la rendre égale à d' , on répète la même expérience, on observe de nouveau le temps T' de n oscillations, et l'on a

$$T' = n\pi\sqrt{\frac{\Omega}{Fl'}};$$

puis, en comparant les temps,

$$\frac{T^2}{T'^2} = \frac{F'}{F}.$$

Or l'expérience montre que les temps T et T' sont proportionnels aux distances d , d' des centres de la sphère S et du disque, et l'on conclut que

$$\frac{F'}{F} = \frac{d^2}{d'^2},$$

c'est-à-dire que les forces attractives sont en raison inverse des carrés de la distance.

Coulomb comptait les durées à l'aide d'un chronomètre et mesurait les distances sur la règle D . A cet effet, on observe la division de la règle à laquelle s'arrête la pince A quand le disque de clinquant touche la sphère S , et une seconde lecture donne la distance du disque à la surface de la sphère : il faut y ajouter le rayon de celle-ci pour avoir la distance au centre.

Voici le résultat de quelques expériences ; on voit que les durées observées et calculées de 15 oscillations sont très sensiblement égales :

Distances	Durée de 15 oscillations	
	observée.	calculée.
9.....	20	26
18.....	41	40
24.....	60	54

Les différences entre le calcul et l'observation sont du même ordre que dans les expériences précédentes et sont dues aux mêmes causes perturbatrices, c'est-à-dire à la déperdition de l'électricité et aussi à la distribution inégale de l'électricité à diverses distances.

Si l'on voulait comparer les répulsions à diverses distances, il suffirait de charger d'électricité de même nom les deux appareils opposés; dans ce cas, l'aiguille se retournerait, mais elle oscillerait encore suivant les mêmes lois.

Les expériences qui précèdent n'ont été réalisées qu'en vue d'établir la loi des distances; mais elles permettraient aussi, ce qui deviendra indispensable par la suite, de mesurer en valeur absolue les forces attractives ou répulsives exercées. Par exemple, quand on applique la méthode des oscillations, il suffit de mesurer en valeur absolue le moment d'inertie Ω , la distance l et le temps T . La formule (1) donne immédiatement

$$F = \frac{n^2 \pi^2 \Omega}{l T^2}.$$

QUANTITÉS D'ÉLECTRICITÉ. — Nous connaissons maintenant la loi des répulsions et des attractions de deux corps dont la distance change; il convient aussi de savoir ce qui arrive quand on communique à l'un des corps une électrisation de plus en plus intense. Pour énoncer à cet égard une loi précise, il faut d'abord définir ce qu'on entend par une quantité d'électricité, et savoir comment on la mesure.

Nous dirons que deux petites sphères A et B possèdent des charges électriques égales quand, placées successivement à la même distance d'une troisième C, électrisée dans le même sens, elles exercent la même répulsion. Si la force répulsive exercée par A est double, triple, etc., de la répulsion exercée par B, on dit que la charge de A est double, triple, etc., de

celle de B. Ainsi la notion de quantité d'électricité est fournie par la considération de phénomènes purement mécaniques, et la mesure de ces quantités n'implique pas la connaissance des moyens de produire sur un corps une charge électrique déterminée.

Nous sommes libres, d'ailleurs, de choisir pour unité d'électricité telle charge électrique qu'il nous plaira, pourvu que nous sachions la reproduire dans des conditions toujours identiques.

Considérons deux petites sphères A et B possédant l'une et l'autre une charge d'électricité positive égale à l'unité; soit k la force qu'elles exercent à la distance 1; à une distance quelconque r , elles exerceront, d'après la loi de Coulomb, une force répulsive $\frac{k}{r^2}$. Si l'on rend la charge positive de A m fois plus grande sans toucher à celle de B, la force répulsive devient $k \frac{m}{r^2}$, d'après la définition des quantités d'électricité; enfin, si l'on fait la charge de B égale à m' , la répulsion est $k \frac{mm'}{r^2}$. Considérons comme positives les forces qui tendent à éloigner les deux corps, comme négatives celles qui tendent à les rapprocher, nous aurons enfin

$$f = k \frac{mm'}{r^2}.$$

Le même raisonnement s'applique au cas des charges négatives et conduit à une formule analogue. Il convient, pour simplifier, de faire correspondre les unités d'électricité positive et négative, que l'on choisit de façon à avoir dans les deux formules la même valeur de la constante k .

Passons enfin au cas des attractions électriques et attribuons à A l'unité d'électricité positive, à B l'unité d'électricité négative. Des mesures absolues montreraient que la force attractive exercée entre les deux sphères placées à l'unité de distance est précisément égale à k ; par suite, deux sphères possédant respectivement m unités d'électricité positive, m' unités d'électricité négative, et placées à la distance

r , exerceront une force attractive égale en valeur absolue à $k \frac{mm'}{r^2}$. www.libtool.com.cn

L'expression

$$(1) \quad f = k \frac{mm'}{r^2}$$

convient donc à tous les cas, avec la même valeur de la constante, et représente à la fois la grandeur et le signe de la force, à la condition de considérer comme affectées du signe + les charges positives et du signe — les charges négatives.

Si m et m' sont tous deux positifs ou négatifs, le second membre de (1) est positif et la force f est répulsive; si m et m' sont de signe contraire, le second membre est négatif et la force est attractive. Grâce aux conventions établies, la formule (1) est donc l'expression analytique générale de la loi de Coulomb.

D'après ce qui précède, si l'on suppose réunies sur la même sphère B des quantités + m' d'électricité positive, — m' d'électricité négative, les actions exercées sur la sphère A chargée de m unités d'électricité, positive ou négative, se contre-balanceront exactement. La sphère B se comportera comme un corps à l'état neutre. Le fluide neutre de Symmer peut donc être considéré comme résultant de la réunion de quantités d'électricité positive et négative *égales numériquement*, à la condition d'adopter les unités correspondantes d'électricité positive et négative que nous avons choisies.

UNITÉ ÉLECTROSTATIQUE C. G. S. D'ÉLECTRICITÉ. — Si l'on se borne à considérer le cas ordinaire de corps placés dans l'air à la pression atmosphérique, des expériences analogues à celles que nous avons déjà réalisées dans la balance établiront que les actions électriques entre des corps très petits ne dépendent ni de la forme ni de la nature de ces corps, et que la loi de Coulomb s'applique toujours avec la même valeur du coefficient k .

Cela posé, on peut simplifier la formule générale

$$(1) \quad f = k \frac{mm'}{r^2}$$

choisissant l'unité d'électricité de telle sorte que le coefficient k soit égal à 1. Soient donc deux petits corps électrisés B , de nature et de forme arbitraires. On prendra pour l'unité d'électricité la charge qu'il faut communiquer individuellement aux deux corps pour que, placés à l'unité de distance, ils exercent une force répulsive égale à l'unité de force.

Nous conviendrons d'employer exclusivement le système des C. G. S. Dans ce système, l'unité de longueur est le mètre, l'unité de force la dyne. Nous prendrons donc pour l'unité d'électricité la charge qu'il faut communiquer aux deux petits corps considérés pour que, placés à la distance d'un centimètre, ils exercent une force répulsive égale à une dyne. C'est l'unité électrostatique C. G. S. d'électricité.

Faisant usage de cette unité, la formule élémentaire des forces électriques se réduit à

$$f = \frac{mm'}{r^2}.$$

Mais il ne faut pas oublier que la formule ainsi simplifiée n'est applicable que dans les conditions de milieu que nous nous sommes choisies. Nous reconnaitrons en effet que le coefficient k de la formule générale change avec la nature et la densité du milieu qui sépare les petits corps électrisés.

EXPÉRIENCES DE COULOMB RELATIVES AUX QUANTITÉS D'ÉLECTRICITÉ.

— Les considérations qui précèdent ne nous apprennent rien, dans la pratique, on pourra opérer sur une quantité d'électricité double d'une autre, par exemple. L'expérience suivante, due à Coulomb, va nous éclairer sur ce point.

Plaçons à la manière ordinaire les deux balles de la balance de torsion avec la même électricité, et, après qu'elles auront été repoussées, diminuons l'angle d'écart par la torsion jusqu'à le réduire, par exemple, à 28° . Soit $1,48^\circ$ la torsion totale. Touchons alors la boule fixe C avec une autre C' qui soit à l'état neutre et absolument identique. Puisque l'électricité se répand sur des conducteurs en contact, les deux balles se trouveront désormais électrisées, et, par raison de

symétrie, on peut admettre qu'elles le seront également, ce que la balance de torsion permet, d'ailleurs, de vérifier. Si l'électricité était une matière, comme on l'admettait du temps de Coulomb, la quantité d'électricité de C serait *partagée* entre C et C'; les charges égales des deux boules seraient chacune la *moitié* de la charge primitive de C, et la répulsion entre C et G devrait être réduite à moitié; mais, dans l'ignorance où nous sommes de la vraie nature de l'électricité, nous ne devons rien préjuger sur le rapport entre les charges égales des deux boules et la charge primitive; nous devons recourir à la mesure de la force répulsive. Retirons donc la balle C'; nous constaterons que la répulsion a diminué et que, pour maintenir C et G à 28°, il ne faut plus qu'une torsion totale de 72°; 72° ne différant de la moitié de 148° que de 2°, quantité dont on ne peut répondre dans ces expériences, nous devons en conclure que la quantité d'électricité conservée par C après le contact est bien la moitié de sa charge primitive, et plus généralement que, quand on touche un corps électrisé A avec un corps B à l'état neutre, la somme des charges des deux corps après le contact est égale à la charge primitive de A. L'expérience confirme que quand n corps, possédant des charges m, m', m'', \dots , sont mis en contact, ils prennent des charges m_1, m'_1, m''_1, \dots , telles que

$$m + m' + m'' + \dots = m_1 + m'_1 + m''_1 + \dots$$

La somme algébrique des charges d'un nombre quelconque de conducteurs isolés n'est pas altérée quand on les met en contact d'une manière quelconque. La matérialité de l'électricité, telle qu'on l'admet dans l'hypothèse des fluides, n'est donc pas en contradiction avec la loi expérimentale du partage de l'électricité entre les corps conducteurs. C'est la seule conclusion que l'on puisse tirer des expériences de Coulomb dont nous venons de rendre compte.

PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉLECTRICITÉ. — Nous venons de voir que le contact entre des corps électrisés ou à l'état neutre modifie les charges individuelles de chacun de ces corps, mais laisse invariable la charge totale du système. Ce n'est qu'un cas particulier d'une proposition plus générale,

est vérifiée par l'expérience, et que nous pouvons former comme un *principe expérimental*, analogue à ceux qui ont de base à la Thermodynamique.

Considérons un système S de corps possédant à l'origine une charge totale M d'électricité. Les actions intérieures qui peuvent se produire dans le système peuvent modifier la distribution de cette charge : elles n'en altéreront pas la quantité

Par exemple, deux corps A et B appartenant au système S peuvent être frottés l'un contre l'autre. Le frottement développera des charges nouvelles $+m$ et $-m$, égales et opposées, et dont la somme algébrique nulle ne modifiera pas la charge totale. Plus généralement, l'apparition d'une charge par suite d'une action quelconque intérieure à S , est accompagnée de l'apparition d'une charge égale et contraire dans quelque autre partie du système.

On a entendu, cette proposition cessera d'être exacte si l'on vient intervenir un nouveau corps étranger au système, un frottement extérieur F par exemple, ou si l'on met quelque'un des corps considérés en communication avec le sol. Pour appliquer le principe dans ces conditions, il faut substituer au système primitif S le système $S + F$ ou le système comprenant S et la terre tout entière.

Le principe ainsi formulé ne comporte aucune exception. C'est le principe de la *conservation de l'électricité*. Nous aurons l'occasion d'en faire, par la suite, des applications importantes.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE III.

POTENTIEL ÉLECTROSTATIQUE.

Points électrisés. — Composantes de la force exercée sur un point électrisé. — Potentiel électrostatique. — Signification physique du potentiel. — On ne peut mesurer que des différences de potentiel. — Propriété des dérivées secondes de la fonction V . — Potentiel produit par un corps électrisé. — Potentiel d'une couche sphérique homogène en un point intérieur ou extérieur. — Potentiel à l'intérieur d'un corps électrisé quelconque. — Force électrique à l'intérieur d'un corps électrisé. — Valeur de ΔV à l'intérieur d'un corps électrisé. — Quelques théorèmes sur le potentiel. — Application de la théorie du potentiel à l'attraction universelle. — Propriétés générales des corps conducteurs. — L'électricité se porte à la surface des corps conducteurs. — Surface géométrique et surface physique. — Application aux corps conducteurs de la théorie du potentiel. — Conséquence relative à la loi de Coulomb.

POINTS ÉLECTRISÉS. — Quand on corrige, comme l'a fait Coulomb, les résultats bruts des expériences sur les attractions et les répulsions électriques de l'effet des causes perturbatrices connues, on acquiert la conviction que la loi du carré des distances est absolument rigoureuse. S'il était possible de réduire à une fraction de millimètre de plus en plus petite le rayon des balles de surreau employées dans la balance, la loi de Coulomb se vérifierait pour des distances de plus en plus faibles. A la limite, c'est-à-dire pour des points électrisés, elle se vérifierait pour toute distance différente de zéro.

Au reste, comme il est pratiquement impossible de communiquer une charge finie m à un corps de dimensions infiniment petites, il n'y a pas à se préoccuper d'attribuer un sens quelconque à l'expression

$$(1) \quad f = \frac{mm'}{r^2}$$

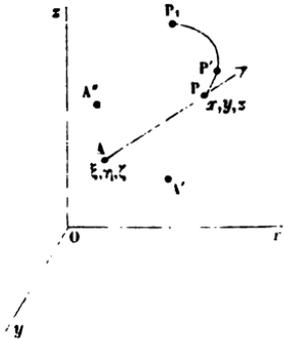
de la loi de Coulomb quand on suppose $r = 0$; f devient alors infini; mais il n'en serait pas de même si, par exemple, les masses électriques m et m' diminuaient proportionnellement au volume des corps A et B qui les supportent. Pratiquement, les actions électriques demeurent toujours finies.

Ces restrictions établies, il n'y a plus aucun inconvénient à se servir de l'expression (1) pour représenter l'action réciproque de deux points électrisés, c'est-à-dire qu'on peut considérer la loi de Coulomb comme la *loi élémentaire des actions électriques*. Nous allons tirer de cette loi une série de conséquences mathématiques, que nous soumettrons ultérieurement au contrôle de l'expérience.

COMPOSANTES DE LA FORCE EXERCÉE SUR UN POINT ÉLECTRISÉ. —

Au lieu de considérer seulement deux petits corps électrisés, prenons en un nombre quelconque n ou, théoriquement, n points électrisés A, A', A' (fig. 12) possédant des charges m, m', m'', \dots et placés d'une manière arbitraire. Nous nous proposons de déterminer l'action exercée par ce système sur un point électrisé P, possédant une charge μ .

Fig. 12.



Prenons trois axes de coordonnées rectangulaires, et désignons par ξ, η, ζ ; $\xi', \eta', \zeta', \dots$ les coordonnées des points A, A' ...; par x, y, z , les coordonnées du point P.

La force f qui s'exerce entre les points A et P est, d'après la loi de Coulomb,

$$f = \frac{m\mu}{r^2};$$

elle s'exerce suivant la direction AP, c'est-à-dire que, si m et μ sont de même signe, elle tend à accroître la distance AP = r .

La composante de cette force dirigée parallèlement à Ox a pour valeur

$$f \cos(rx) = \frac{m\mu}{r^2} \cdot \frac{x - \xi}{r}.$$

De même les composantes des forces f' , f'' , ... provenant de points A' , A'' , ... ont pour composantes parallèles à Ox

www.libtool.com.cn

$$\frac{m'\mu}{r'^2} \frac{x - \xi'}{r'}, \quad \frac{m''\mu}{r''^2} \frac{x - \xi''}{r''}, \quad \dots$$

L'action résultante de f , f' , f'' , ... est une force F appliquée en P , dont les composantes X , Y , Z suivant les axes seront, d'après ce qui précède,

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} X = \mu \sum_1^n \frac{m(x - \xi)}{r^3}, \\ Y = \mu \sum_1^n \frac{m(y - \eta)}{r^3}, \\ Z = \mu \sum_1^n \frac{m(z - \zeta)}{r^3}; \end{array} \right.$$

on a

$$(2) \quad F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2},$$

et les angles α , β , γ que cette force F fait avec les axes pour cosinus

$$(3) \quad \cos \alpha = \frac{X}{F}, \quad \cos \beta = \frac{Y}{F}, \quad \cos \gamma = \frac{Z}{F}.$$

POTENTIEL ÉLECTROSTATIQUE. — Supposons en particulier la charge μ du point P est égale à l'unité. Les formules deviennent

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} X = \sum \frac{m(x - \xi)}{r^3}, \\ Y = \sum \frac{m(y - \eta)}{r^3}, \\ Z = \sum \frac{m(z - \zeta)}{r^3}. \end{array} \right.$$

Posons

$$(5) \quad V = \sum \frac{m}{r}.$$

La quantité V ainsi définie se nomme le *potentiel électrostatique*.

relatif au système des points électrisés A, A', A'', ... (1).
 allons former les dérivées partielles de V. On a

www.libtool.com.cn

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{dV}{dr} \frac{dr}{dx} = \sum -\frac{m}{r^3} \frac{dr}{dx}$$

même.

$$\frac{\partial V}{\partial y} = \sum -\frac{m}{r^3} \frac{dr}{dy},$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \sum -\frac{m}{r^3} \frac{dr}{dz}.$$

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2,$$

$$dr = \frac{\partial r}{\partial x} dx + \frac{\partial r}{\partial y} dy + \frac{\partial r}{\partial z} dz$$

$$= \frac{x - \xi}{r} dx + \frac{y - \eta}{r} dy + \frac{z - \zeta}{r} dz.$$

plaçant $\frac{\partial r}{\partial x}$, $\frac{\partial r}{\partial y}$, $\frac{\partial r}{\partial z}$ par leurs valeurs,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V}{\partial x} = \sum -\frac{m(x - \xi)}{r^3} \dots X, \\ \frac{\partial V}{\partial y} = \sum -\frac{m(y - \eta)}{r^3} \dots Y, \\ \frac{\partial V}{\partial z} = \sum -\frac{m(z - \zeta)}{r^3} \dots Z. \end{array} \right.$$

Composantes de la force sont égales aux dérivées partielles du potentiel électrostatique changées de signe. Pour

fonction V considérée d'abord par Laplace (*Traité de Mécanique* Paris, 1773-1782), dans les calculs relatifs à l'attraction universelle appliquée par Poisson (*Mémoires de l'Institut*, p. 1 et 163; l'étude des phénomènes électriques. Green, qui en a fait un très bel *An essay on the application of mathematical Analysis to the of Electricity and Magnetism*. Nottingham, 1828; *Journal de* ... XLIV et XLVII), l'a désignée sous le nom de *fonction potentiel* Gauss (*Allgemeine Lehrsätze, etc. in den Resultaten aus den tungen des magnetischen Vereins*, 1839) sous celui de *potentiel*, le plus généralement adopté.

calculer ces composantes, il suffit donc d'avoir l'expression du potentiel électrostatique V .

www.libtool.com.cn

SIGNIFICATION PHYSIQUE DU POTENTIEL. — Faisons subir au point électrisé P un déplacement infiniment petit PP' (*fig. 12*) qui augmente ses coordonnées respectivement de dx , dy , dz . Le travail élémentaire $d\bar{c}$ des forces électriques correspondant à ce déplacement est

$$(7) \quad d\bar{c} = Xdx + Ydy + Zdz \\ = - \left(\frac{\partial V}{\partial x} dx + \frac{\partial V}{\partial y} dy + \frac{\partial V}{\partial z} dz \right) = -dV.$$

Le travail élémentaire exercé sur l'unité d'électricité est égal et de signe contraire à la variation élémentaire correspondante du potentiel.

Faisons subir au point électrisé P un déplacement fini PP_1 , le long d'une courbe quelconque. L'équation (7) intégrée entre les limites correspondant aux points P et P_1 donne

$$(8) \quad \bar{c}_1 - \bar{c} = V - V_1.$$

Le travail total $\bar{c}_1 - \bar{c}$ exécuté par les forces électriques est égal et de signe contraire à la variation résultante $V_1 - V$ du potentiel. Ce travail est donc indépendant du chemin suivi par le point électrisé pour passer de P en P_1 .

Si le point électrisé décrit une courbe fermée, les limites de l'intégration coïncident et le travail total exécuté par les forces électriques est nul.

Supposons enfin que le point P_1 s'éloigne indéfiniment de P . Toutes les distances r , r' , ... des points A , A' , ... au point P_1 croissent indéfiniment toutes les quantités $\frac{m}{r}$, $\frac{m'}{r'}$, ... tendent séparément vers zéro; il en est de même de leur somme, c'est-à-dire du potentiel V_1 . L'équation (8) se réduit donc à

$$\bar{c}_1 - \bar{c} = V.$$

Le potentiel V en un point P est égal au travail exécuté par les forces électriques pour repousser jusqu'à l'infini

POTENTIEL PRODUIT PAR UN CORPS ÉLECTRISÉ. 65

l'unité d'électricité placée en ce point. On peut dire encore que c'est le travail qu'il faut exécuter à l'encontre des forces électriques pour amener l'unité d'électricité de l'infini jusqu'en ce point.

PROPRIÉTÉ DES DÉRIVÉES SECONDES DE LA FONCTION V. — On a

$$(9) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial \sum -\frac{m(x-\xi)}{r^3}}{\partial x} = \sum -\frac{m}{r^3} \left(1 - 3 \frac{(x-\xi)^2}{r^2} \right), \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \sum -\frac{m}{r^3} \left(1 - 3 \frac{(y-\eta)^2}{r^2} \right), \\ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \sum -\frac{m}{r^3} \left(1 - 3 \frac{(z-\zeta)^2}{r^2} \right). \end{cases}$$

En ajoutant ces équations membre à membre, il vient

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \\ = \sum -\frac{3m}{r^3} \left\{ 1 - \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}{r^2} \right\} = 0. \end{aligned}$$

On représente habituellement la somme des trois dérivées partielles du second ordre par le symbole Δ , et l'on se borne à écrire

$$(10) \quad \Delta V = 0.$$

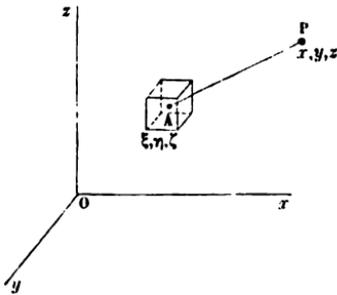
POTENTIEL PRODUIT PAR UN CORPS ÉLECTRISÉ. — Nous avons supposé jusqu'ici que les forces électriques proviennent d'un plus ou moins grand nombre de très petits corps électrisés. Si l'on a affaire à un corps électrisé de dimensions finies, on le décomposera en éléments de volume, par exemple, par trois systèmes de plans parallèles aux plans coordonnés⁽¹⁾ (fig. 13). Considérant en particulier l'un de ces éléments de volume

$$dv = d\xi d\eta d\zeta,$$

(1) On pourra d'ailleurs effectuer la décomposition du corps ou des corps électrisés en éléments de volume sous la forme qui se trouvera la plus favorable au calcul.

nous admettons qu'il renferme une charge électrique ρdv infiniment petite et proportionnelle à son volume ; c'est-à-dire

Fig. 13.



qu'en un point A donné ρ est une constante indépendante de l'orientation des plans coordonnés et des dimensions $d\xi, d\eta, d\zeta$ de l'élément. ρ peut d'ailleurs varier d'une manière continue, mais quelconque, avec les coordonnées ξ, η, ζ du centre de gravité de l'élément. C'est une fonction finie et continue de ces coordonnées. On appelle ρ la *densité électrique* au point A, par

analogie avec la densité, qui joue le même rôle dans la mécanique des fluides.

L'élément de potentiel en P provenant de l'élément de volume considéré est $dV = \rho \frac{dv}{r}$. Pour obtenir le potentiel dû au corps électrisé, il suffit d'intégrer cette expression en l'étendant au volume entier du corps. On a donc

$$V = \int \rho \frac{dv}{r} = \int \int \int \rho \frac{d\xi d\eta d\zeta}{r}.$$

ON NE PEUT ÉVALUER QUE DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL. — C'est ici le lieu de remarquer qu'on ne peut pratiquement déterminer un potentiel en valeur absolue. Il faudrait, en effet, pour évaluer la quantité $\sum \frac{m}{r}$, connaître le signe et la quantité des masses électriques répandues dans l'univers entier, tandis que nos expériences sont limitées à un faible espace.

Ce que nous mesurons directement en un lieu, c'est la force à laquelle un corps est soumis ou encore la valeur du travail électrique correspondant à un certain déplacement. Dans le premier cas, le potentiel est défini par ses dérivées, c'est-à-dire à une constante près ; dans le second, on mesure une différence de potentiel, et, par suite, le potentiel n'est encore connu qu'à une constante près.

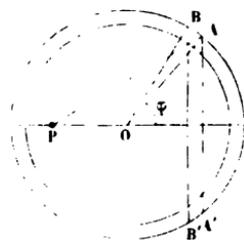
Dans le langage, on fait le plus souvent abstraction de cette constante. Ainsi l'on parle du potentiel produit en un point P par un corps électrisé A : cela veut dire l'excès du potentiel en P, résultant de l'électrisation communiquée au corps A.

Quand on dit qu'on mesure le potentiel en un point de l'espace ou en un point d'un corps, cela signifie simplement qu'on détermine l'excès de ce potentiel sur un potentiel pris arbitrairement pour origine : le plus souvent le potentiel d'un certain point du sol. On observe en effet que les corps électrisés mis en communication avec le sol reviennent à ce qu'on appelle l'état neutre. Nous donnerons plus tard, à ce sujet, des explications et des développements qui seraient ici prématurés.

POTENTIEL D'UNE COUCHE SPHÉRIQUE HOMOGENÈME EN UN POINT INTÉRIEUR OU EXTÉRIEUR. — A titre de premier exemple du calcul du potentiel d'un corps, nous allons évaluer le potentiel d'une couche sphérique mince, de rayon R et d'épaisseur dR , dans l'hypothèse d'une distribution électrique uniforme, c'est-à-dire d'une densité ρ constante.

Soit $ABA'B'$ (*fig. 14*) une zone élémentaire dont l'arc générateur sous-tend au centre de la sphère l'angle $d\varphi$; les angles φ sont comptés à partir de la droite PO qui joint le point P, où nous voulons évaluer le potentiel, au centre de la sphère. Nous allons évaluer l'élément de potentiel dV fourni par la portion de la couche sphérique limitée par la zone $ABA'B'$. La surface $ABA'B'$ est $2\pi R \cdot R \sin \varphi d\varphi$, le volume de l'élément de couche sphérique $2\pi R \cdot R \sin \varphi d\varphi \cdot dR$, enfin l'élément de potentiel dV

Fig. 14.



$$dV = \rho \frac{2\pi R^2 \sin \varphi d\varphi dR}{r}$$

Posant $PO = x$, le triangle AOP donne

$$PA = r = \sqrt{R^2 + x^2 + 2Rx \cos \varphi};$$

par suite,

$$dV = 2\pi R dR \rho \frac{R \sin \varphi}{\sqrt{R^2 + x^2 + 2Rx \cos \varphi}} d\varphi,$$

et le potentiel V de la couche sphérique tout entière est

$$\begin{aligned} V &= 2\pi R dR \rho \int_0^\pi \frac{R \sin \varphi}{\sqrt{R^2 + x^2 + 2Rx \cos \varphi}} d\varphi \\ &= -\frac{2\pi R dR \rho}{x} [\sqrt{R^2 + x^2 + 2Rx \cos \varphi}]_0^\pi. \end{aligned}$$

1. Supposons d'abord $x < R$, c'est-à-dire le point P situé à l'intérieur de l'espace enfermé par la couche sphérique,

$$V = -\frac{2\pi R dR \rho}{x} [R - x - R - x] = 4\pi R dR \rho.$$

Cette valeur est indépendante de x ; elle est donc constante dans tout l'espace considéré. En désignant par M la masse électrique totale de la couche

$$M = 4\pi R^2 dR \rho,$$

on peut écrire

$$V = \frac{M}{R}.$$

C'est la valeur du potentiel au centre O de la sphère.

Puisque V est constant, ses dérivées partielles sont identiquement nulles, et il en est de même des composantes de la force exercée sur l'unité d'électricité. La force exercée par une couche sphérique homogène sur un point électrisé P placé à l'intérieur de l'espace embrassé par la couche est donc nulle.

2. Supposons maintenant $x > R$, c'est-à-dire le point P placé à l'extérieur,

$$V = -\frac{2\pi R dR \rho}{x} (x - R - x - R) = \frac{4\pi R^2 dR \rho}{x} = \frac{M}{x}.$$

Le potentiel est variable avec la distance du point P au centre de la sphère, et sa valeur, en tout point extérieur, est la

même que si la masse électrique M était condensée au centre O . www.libtool.com.cn

La force exercée sur l'unité d'électricité placée en P est dirigée suivant PO par raison de symétrie. Elle a pour valeur

$$F = - \frac{dV}{dx} = \frac{M}{x^2},$$

c'est-à-dire qu'elle est la même que si la masse électrique M était condensée au centre O de la sphère. C'est un théorème dont nous avons déjà fait ⁽¹⁾ et dont nous ferons ultérieurement un fréquent usage.

POTENTIEL D'UNE SPHÈRE HOMOGÈNE. — Une sphère homogène peut être décomposée en une infinité de couches sphériques homogènes infiniment minces.

1. Considérons d'abord un point P extérieur. Chaque couche homogène agit comme si elle était condensée au centre O de la sphère. On a donc pour une sphère homogène, comme pour une couche sphérique infiniment mince,

$$V = \frac{M}{x},$$

$$F = \frac{M}{x^2}.$$

2. Considérons en second lieu un point P intérieur à la masse de la sphère. Pour ramener ce cas au précédent et conserver au mot de *potentiel* le sens précis qu'il possède à l'extérieur d'un corps électrisé, nous imaginerons que l'on creuse autour du point P une petite cavité et qu'on se borne à déterminer le potentiel au point P provenant du reste de la masse électrisée.

Soit a la distance du point P au centre. Considérons un noyau sphérique plein, de rayon $a - \varepsilon$ très voisin de a . Son potentiel en P est

$$V_1 = \frac{4}{3} \pi \rho \frac{(a - \varepsilon)^3}{a}.$$

(¹) Notamment dans l'étude de l'attraction universelle et dans celle des attractions électriques, page 52.

Considérons, d'autre part, une couche sphérique de rayon extérieur R_0 égal au rayon de la sphère, de rayon intérieur $a + \varepsilon$. Son potentiel en P est

$$V_2 = 4\pi\rho \int_{a+\varepsilon}^{R_0} R dR = 2\pi\rho [R_0^2 - (a + \varepsilon)^2].$$

Le noyau intérieur et la couche sphérique extérieure laissent entre elles une cavité contenant le point P. Le potentiel total en ce point résultant du noyau intérieur et de la couche extérieure est

$$V_1 + V_2 = 2\pi\rho \left\{ R_0^2 - (a + \varepsilon)^2 + \frac{2}{3} \frac{(a - \varepsilon)^2}{a} \right\}.$$

Si l'on fait tendre ε vers zéro, $V_1 + V_2$ tend vers une limite finie et déterminée, que nous considérerons comme le potentiel V au point P intérieur à la sphère,

$$V = \lim (V_1 + V_2) = 2\pi\rho \left\{ R_0^2 - \frac{1}{3} a^2 \right\}.$$

Ce potentiel va en décroissant du centre, où il a pour valeur $2\pi\rho R_0^2$, à la surface, où il est $\frac{4}{3}\pi\rho R_0^2$.

La force à laquelle se trouve soumise l'unité d'électricité placée en P est dirigée suivant le rayon. Sa valeur est

$$F = - \lim \frac{d(V_1 + V_2)}{da} = - \frac{dV}{da} = \frac{4}{3}\pi\rho a;$$

elle est nulle au centre de la sphère et croît proportionnellement à la distance au centre, jusqu'à la surface, où elle est

$$\frac{4}{3}\pi\rho R_0.$$

Prenons trois axes de coordonnées passant par le centre de

la sphère, on aura

$$(11) \quad \begin{cases} \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{4}{3} \pi \rho x, \\ \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{4}{3} \pi \rho y, \\ \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{4}{3} \pi \rho z. \end{cases}$$

Les dérivées de V sont partout finies à l'intérieur de la sphère. Elles sont nulles au centre O .

Enfin

$$(12) \quad \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{4}{3} \pi \rho, \\ \Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4 \pi \rho. \end{aligned}$$

POTENTIEL A L'INTÉRIEUR D'UN CORPS ÉLECTRISÉ QUELCONQUE. — Considérons un point P à l'intérieur d'un corps électrisé quelconque.

Nous supposons qu'on creuse une cavité autour du point P et nous appellerons potentiel au point P *la limite vers laquelle tend le potentiel en P , résultant du reste de la masse électrisée*, quand le volume de la cavité tend vers zéro.

Nous donnerons à cette cavité la forme sphérique, et nous supposons son rayon R_0 assez petit pour que la densité électrique ρ à l'intérieur de la masse enlevée pour former la cavité puisse être considérée comme uniforme ⁽¹⁾. Le potentiel de la sphère homogène que l'on a enlevée, évalué au point P , aurait eu pour valeur $\frac{4}{3} \pi \rho R_0^2$; il tend vers zéro avec R_0 . Il suit de là que la limite que nous voulons évaluer se confond avec la somme des quantités $\frac{m}{r}$ provenant de toutes

(1) Nous supposons que la densité ρ varie d'une manière continue, ce qui est toujours vrai physiquement. Nous renverrons le lecteur aux Traités spéciaux pour les développements analytiques que la question comporte dans le cas de distributions électriques discontinues.

les parties du corps électrisé, puisque cette somme ne reçoit qu'un accroissement infiniment petit par l'introduction de la sphère de rayon R_0 .

Nous pouvons donc considérer le potentiel au point **P** intérieur au corps électrisé comme ayant pour expression

$$V = \sum \frac{m}{r};$$

la fonction V , évaluée en un point **P** quelconque, est toujours finie, puisque l'élément sphérique à l'intérieur duquel r devient nul n'apporte à cette fonction qu'un accroissement infiniment petit.

FORCE ÉLECTRIQUE A L'INTÉRIEUR D'UN CORPS ÉLECTRISÉ. — La force à laquelle se trouve soumise l'unité d'électricité placée en **P**, au centre de la cavité que nous avons creusée, a pour composantes les dérivées changées de signe du potentiel résultant du reste de la masse électrisée. Nous voulons trouver l'expression limite de cette force quand le rayon de la cavité tend vers zéro.

Or nous avons trouvé que les dérivées du potentiel provenant d'une sphère homogène sont nulles au centre de la sphère. Nous pouvons donc confondre les dérivées de la fonction

$$V = \sum \frac{m}{r}$$

étendue au corps électrisé tout entier, et les dérivées du potentiel limite qui donnent les composantes de la force cherchée.

On aura donc, à l'intérieur d'une masse électrisée comme à l'extérieur,

$$X = - \frac{\partial V}{\partial x},$$

$$Y = - \frac{\partial V}{\partial y},$$

$$Z = - \frac{\partial V}{\partial z}.$$

VALEUR DE ΔV A L'INTÉRIEUR D'UN CORPS ÉLECTRISÉ. — Le même raisonnement peut être appliqué pour calculer les dérivées secondes de la fonction V . La part fournie à ΔV par toute la masse extérieure à la cavité sphérique considérée est nulle d'après ce qui a été établi p. 65. La part correspondant à la masse sphérique a une valeur égale à $-4\pi\rho$ (voir p. 71). La valeur résultant de ΔV au sein de la masse électrisée est donc

$$(13) \quad \Delta V = -4\pi\rho.$$

Cette dernière expression de ΔV peut d'ailleurs être considérée comme tout à fait générale, car à l'extérieur des masses électrisées $\rho = 0$ et, par suite, la valeur de ΔV fournie, en ce cas, par l'équation (13) coïncide avec la valeur trouvée page 65.

En résumé, pour un point quelconque intérieur ou extérieur aux masses électrisées, nous aurons, en désignant par V le potentiel en ce point,

$$V = \sum \frac{m}{r} = \iiint \rho \frac{d\xi d\eta d\zeta}{r},$$

$$X = -\frac{\partial V}{\partial x},$$

$$Y = -\frac{\partial V}{\partial y},$$

$$Z = -\frac{\partial V}{\partial z},$$

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho.$$

QUELQUES THÉORÈMES SUR LE POTENTIEL. — 1. *Quand une sphère ne renferme pas de masses électriques, le potentiel au centre est la moyenne des potentiels sur toute la surface de la sphère.*

Supposons d'abord que le système se réduise à un seul point électrisé de masse m dont la distance a au centre de la sphère est supérieure à son rayon R . Soit dS un élément de surface sphérique : la moyenne des potentiels aux divers

points de la sphère a pour valeur

$$\frac{m}{S} \int \frac{dS}{r};$$

en dirigeant le calcul comme on l'a fait ci-dessus pour trouver le potentiel d'une couche sphérique infiniment mince, on trouve aisément

$$\frac{m}{S} \int \frac{dS}{r} = \frac{m}{a};$$

c'est le potentiel au centre de la sphère. La proposition est donc démontrée pour le cas d'un seul point, et, comme les potentiels s'ajoutent algébriquement, elle est aussi vraie pour un nombre quelconque de points électrisés, c'est-à-dire pour un système électrisé quelconque extérieur à la sphère.

2. Il suit de là que *le potentiel est une fonction qui ne peut avoir ni maximum ni minimum, en dehors des masses électrisées*. Car, si en un point P extérieur aux masses électrisées, le potentiel était maximum ou minimum, ce potentiel serait par là supérieur ou inférieur à celui de tous les points voisins, et notamment à celui de tous les points d'une surface sphérique décrite de P comme centre, avec un rayon très petit. Le théorème précédent serait donc mis en défaut.

3. *Si le potentiel est déterminé en tous les points d'une surface fermée environnant toutes les masses électrisées, il est aussi déterminé pour tous les points extérieurs à cette surface.*

Soient, en effet, deux systèmes A, A₁ de masses électrisées, qui donnent la même valeur au potentiel sur toute l'étendue de la surface fermée S. Un système formé de A et de masses — A₁ donnerait un potentiel nul en tous les points de S. Mais le potentiel d'un système est toujours nul à l'infini. Le potentiel du système (A, — A₁) est donc partout nul; car, sans cela, il présenterait en dehors de S, et par conséquent en dehors des masses électrisées, des maxima ou des minima, ce qui est impossible. Donc le potentiel de — A₁ est égal et de signe contraire à celui de A, en tout point extérieur à S; donc, enfin, le potentiel de A₁ est égal à celui de A en tout point extérieur à S.

C. Q. F. D.

APPLICATION DE LA THÉORIE DU POTENTIEL AU CAS DE L'ATTRACTION UNIVERSELLE. — La loi élémentaire de l'action des masses pesantes peut être représentée par la formule

$$f = -\frac{Kmm'}{r^2},$$

qui ne diffère que par le signe de la formule générale exprimant la loi de Coulomb.

Désignons sous le nom de *potentiel* la fonction

$$V = K \sum \frac{m}{r}.$$

Les dérivées premières du potentiel seront égales en grandeur et en signe aux composantes de la force

$$X = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad Y = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad Z = \frac{\partial V}{\partial z}.$$

Les théorèmes qui précèdent, sur le potentiel et ses dérivées premières et secondes, subsistent sans modification; mais quand on veut calculer la valeur de la force, par exemple l'attraction des sphères, il ne faut pas opérer de changement de signe dans la valeur du potentiel.

PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES CORPS CONDUCTEURS. — Jusqu'ici, nous avons considéré les masses électriques comme fixées en des points déterminés, ou adhérentes aux masses matérielles des corps électrisés de dimensions finies. Il est temps de passer de l'ordre des considérations purement théoriques à l'étude pratique des diverses classes de corps susceptibles de s'électriser.

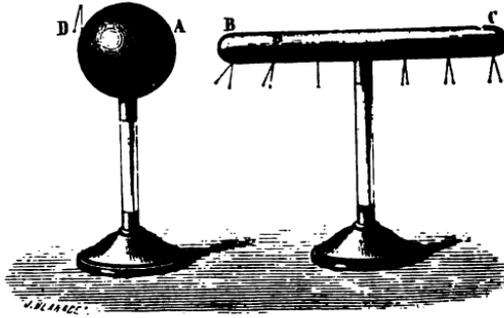
Nous nous occuperons d'abord exclusivement des corps *bons conducteurs de l'électricité*, dont les métaux, le cuivre ou l'or, par exemple, nous fournissent le type caractéristique.

1. Nous savons déjà, d'une manière générale, qu'un corps tel que le cuivre est susceptible de prendre et de conserver une charge électrique, pourvu qu'il soit soutenu par des supports isolants, et que, pour le décharger entièrement, il suffit de le mettre en communication avec le sol par un quelconque de

ses points. L'électricité se meut donc librement à l'intérieur des corps conducteurs. C'est une première propriété caractéristique. www.libtool.com.cn

2. Prenons un conducteur isolé BC (fig. 15) muni en

Fig. 15.



divers points de doubles pendules conducteurs, et approchons de ce corps BC à l'état neutre un corps électrisé qu'on conque, un bâton de verre ou une sphère conductrice A électrisée positivement. Aussitôt les doubles pendules divergent manifestant ainsi une électrisation des divers points de BC. Si l'on approche des pendules B un bâton de résine frottée avec de la laine, ils sont repoussés; les pendules C, au contraire, sont attirés; l'extrémité B est donc électrisée négativement, l'extrémité C positivement : les deux électrisations opposées sont apparues simultanément sur le conducteur BC. On dit qu'il est électrisé *par influence*.

Cette expérience, due à Cépinois, nous révèle une nouvelle et importante propriété des corps conducteurs. Primitivement et en l'absence de tout corps électrisé, BC est à l'état neutre et le potentiel en tout point P de BC est nul. On approche de BC un corps électrisé, ou, ce qui revient au même, on amène BC dans une région de l'espace où il y a un potentiel fini et continu, et où les composantes de la force électrique sont aussi finies et continues. Si l'on portait au point P un corps BC une unité d'électricité positive, elle serait donc soumise à une force électrique déterminée; l'unité d'électricité négative placée en P éprouverait une action égale et oppo-

Si l'on plaçait à la fois en P deux masses $+m$ et $-m$ d'électricités contraires, elles seraient sollicitées en sens inverse ; et puisque nous supposons que le conducteur BC n'oppose pas d'obstacle au mouvement de l'électricité, elles se sépareraient ; la charge $+m$ se porterait vers la région C, la charge $-m$ vers la région B, et nous observerions des phénomènes identiques à ceux que nous montre l'expérience d'Æpinus.

D'après cela, il est logique de considérer un conducteur neutre BC, hors de la présence de corps électrisés non comme un corps dénué d'électricité, mais comme un corps où l'équilibre électrique se trouve établi d'une manière particulière, à savoir de telle sorte qu'en tous ses points la densité électrique ρ est nulle ; il peut y avoir en chaque point P de BC des quantités égales d'électricités contraires. Dès qu'on place ce corps en présence de corps électrisés, c'est-à-dire dans un *champ électrique*, l'équilibre est rompu et les électricités réunies se séparent en plus ou moins grande quantité. Cette conception revient à imaginer, avec Symmer, que les conducteurs sont des réservoirs de fluide neutre. L'expérience actuelle prouve, d'ailleurs, qu'une force électrique quelconque, *même infiniment petite*, suffit à provoquer la séparation des éléments de ce fluide neutre.

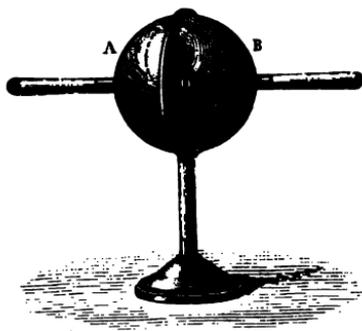
Les deux propriétés qui précèdent caractérisent complètement les corps conducteurs. Toutefois, il est bon de signaler dès maintenant une troisième propriété, qui n'est, il est vrai, qu'une conséquence des deux autres, mais qui offre l'avantage de se prêter à des mesures précises.

3. Plaçons dans la balance de Coulomb, au lieu de la balle fixe, une petite sphère conductrice électrisée A et mesurons la répulsion qu'elle exerce ; puis, après l'avoir enlevée de la balance, faisons-la toucher par une sphère absolument identique B, mais prise à l'état naturel ; elle cédera la moitié de son électricité, et, remise dans la balance, elle n'y produira plus qu'une répulsion moitié moindre. Re commençons ensuite la même épreuve en faisant successivement toucher A par d'autres sphères conductrices B', B'' du même métal, les unes pleines, les autres réduites à une enveloppe extrêmement mince, mais ayant toutes la même surface que A, et nous obtiendrons le même résultat que dans le premier cas ;

mais la diminution de force répulsive serait différente si la surface de B différait de celle de A par sa forme et son étendue. D'où il faut conclure que la distribution de l'électricité ne dépend pas de la masse du conducteur, mais uniquement de la forme et de l'étendue de sa surface. On est naturellement porté à en induire que l'électricité ne pénètre pas à l'intérieur, mais s'accumule à la surface des conducteurs : c'est ce que nous allons confirmer par des épreuves plus directes.

L'ÉLECTRICITÉ SE PORTE A LA SURFACE DES CORPS CONDUCTEURS. — On prend une sphère métallique isolée O (fig. 16), et l'on fait

Fig. 16.



disposer deux calottes hémisphériques A et B, dont le rayon intérieur est notablement plus grand que le rayon extérieur de O, qui sont munies de manches en verre et que l'on peut appliquer sur la sphère O. Après avoir électrisé la sphère, on cache la surface entière de celle-ci sous les calottes, on établit le contact, enfin, on relève les hémisphères en les laissant appliqués l'un contre l'autre, mais de telle sorte qu'ils ne touchent plus O, et on les sépare. On constate, à l'aide d'une pendule, qu'ils sont électrisés, tandis qu'en faisant le même essai sur la sphère O, on la trouve à l'état naturel. Cette expérience, attribuée à Biot (1), est tout à fait démonstrative.

(1) *Traité de Physique exp. et math.*, t. II, p. 264. Cavendish avait déjà réalisé cette expérience (HARRIS, *Leçons élémentaires d'Électricité*, traduction française, p. 25).

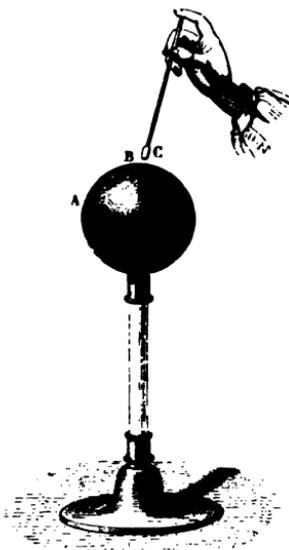
car elle réussit toujours, en employant les électromètres les plus sensibles, capables de déceler même des traces d'électricité : l'électricité abandonne donc *complètement* la sphère pour se porter à la surface extérieure des hémisphères.

On peut encore électriser une sphère creuse de laiton A (fig. 17) qui est percée d'un trou B à sa partie supérieure, et on la touche avec un petit disque de clinquant isolé C qui reçoit par ce contact une partie de l'électricité qui couvre le point touché. Or, quand on le plonge à l'intérieur, on ne ramène aucune électricité; mais quand on l'appuie légèrement sur l'extérieur ou même contre les bords du trou, il se charge toujours.

Cette expérience paraît au premier abord moins complète que la précédente, car la surface intérieure communique par les bords du trou avec la surface extérieure, dont elle forme en quelque sorte une deuxième nappe. Cependant nous voyons qu'on n'y trouve pas d'électricité. Mais la théorie des corps conducteurs, que nous développerons plus loin, prouve que, pourvu que le trou soit très étroit, la quantité d'électricité répandue sur la surface interne de la sphère n'est qu'une fraction extrêmement minime de celle qui se trouve à la surface externe : on peut même élargir beaucoup l'orifice sans que l'électricité apparaisse en quantité appréciable sur la face interne, tout au moins à l'extrémité du diamètre opposée au trou.

Les mêmes considérations s'appliquent aux expériences suivantes, imaginées par Faraday (1). Il soutient, par un support isolant, un cercle métallique AB (fig. 18) auquel est attaché un sac conique en toile de lin ABC, tout à fait semblable aux

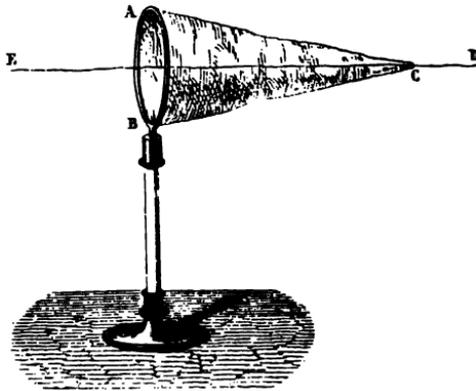
Fig. 17.



(1) FARADAY, *Experimental researches*, t. I, p. 365.

filets à insectes. Un fil de soie ECD, placé dans l'axe du cône, permet de retourner le filet. Après avoir électrisé cet appareil, on trouve, en le touchant avec un disque de clinquant isolé, que l'extérieur est électrisé pendant que l'intérieur ne

Fig. 18.



l'est pas; puis, en tirant le fil EC de manière à ramener à l'intérieur la face qui était externe, on voit que les rôles des deux surfaces ont changé en même temps que leurs positions, c'est-à-dire que l'électricité a quitté l'une pour se porter sur l'autre.

On remarquera que la surface du filet est tout à fait discontinue, et cependant l'électricité n'apparaît pas en quantité notable à la surface intérieure du treillis de fil.

On peut transformer cette expérience de la manière suivante. Une cage en fil métallique est suspendue au conducteur de la machine électrique et pourvue de pendules ou de houppes de papier doré à l'intérieur et à l'extérieur. Aussitôt qu'on électrise la cage, tous les pendules extérieurs divergent, tandis que les pendules intérieurs restent appliqués contre la surface métallique.

Voici encore sur le même sujet une expérience très ancienne et tout aussi curieuse. Sur un gros tube de verre, on colle l'extrémité d'un long ruban d'étain laminé qu'on laisse pendre, et qui est terminé par un pendule formé de deux petites balles de sureau. On électrise ce ruban, ce qui fait di-

verger les balles, puis on l'enroule sur le tube en tournant celui-ci, et l'électricité qui d'abord était répandue sur les deux surfaces, abandonne peu à peu les parties du ruban qui se superposent en s'enroulant, et se concentre sur celles qui restent libres : aussi voit-on croître leur charge et augmenter la divergence des balles. L'effet inverse se produit quand ensuite on déroule la bande métallique.

SURFACE GÉOMÉTRIQUE ET SURFACE PHYSIQUE. — Après ces expériences si variées, on ne peut se refuser à admettre que la charge électrique d'un conducteur se porte tout entière à sa surface extérieure. Reste à savoir ce que l'on doit entendre au juste par le mot *surface* employé dans cet énoncé.

Pour les géomètres, une surface est une limite, un simple lieu géométrique à deux dimensions, c'est-à-dire une conception de l'esprit sans réalité matérielle.

Pour les physiciens, il n'y a que des propriétés de la matière ou, si on le veut, des propriétés de l'espace envisagé comme la juxtaposition d'êtres réels. Parmi ces propriétés, les unes dépendent du volume des corps, comme leur masse, leur poids, leur chaleur spécifique, etc.; d'autres dépendent de leur surface, comme les actions capillaires, que nous prendrons ici pour terme de comparaison. Tant que l'épaisseur d'un corps liquide ou solide est supérieure à une certaine limite spécifique ϵ , les propriétés capillaires correspondantes demeurent invariables : l'énergie du corps contient un terme proportionnel à l'étendue de la surface géométrique S qui le limite et complètement indépendante des autres dimensions. C'est ce que l'on pourrait interpréter en disant que les actions capillaires ont pour siège la surface des corps. Mais il est bien entendu qu'il s'agit ici non d'une surface idéale, mais d'une région de l'espace limitée par deux surfaces parallèles très voisines; et, en effet, si l'épaisseur du corps considéré, d'une bulle de savon par exemple, décroît indéfiniment, les propriétés superficielles cessent d'être constantes, et, à partir d'une certaine limite, l'épaisseur intervient dans l'évaluation de l'énergie capillaire.

Nos expériences sur l'électrisation des corps conducteurs se rapportent toutes à des distances finies. Elles nous autorisent à conclure rigoureusement que l'électrisation réside

dans une couche mince superficielle, non sur une surface géométrique. En effet, la transition des propriétés *matérielles* d'un solide conducteur, comme le cuivre, à celles d'un isolant, comme l'air, se fait dans une couche d'épaisseur finie; nous devons admettre par induction qu'il en est de même des propriétés *électriques*. Nous considérerons donc l'électricité comme résidant dans une couche superficielle d'épaisseur moléculaire.

Cette couche est le siège des actions *pondéro-électriques* efficaces qui maintiennent en place l'électricité sollicitée vers l'extérieur par les forces électriques proprement dites ou *coulombiennes*. Ces actions pondéro-électriques, insensibles à toute distance finie, s'équilibrent à l'intérieur des conducteurs, comme les forces capillaires s'équilibrent dans les profondeurs d'une masse liquide; elles n'ont d'effet que dans la région superficielle et ne modifient ni l'établissement de l'équilibre électrique à l'intérieur des conducteurs, ni les actions attractives ou répulsives exercées à distance finie.

Après ces explications, il n'y a plus aucun inconvénient à faire abstraction, dans nos calculs, des forces pondéro-électriques et à considérer l'électricité comme formant à la surface des conducteurs une couche infiniment mince.

APPLICATION AUX CORPS CONDUCTEURS DE LA THÉORIE DU POTENTIEL.

— Pour interpréter analytiquement les propriétés des conducteurs, nous admettrons, conformément aux n^{os} 1 et 2 de l'un des derniers paragraphes (p. 75 et 76), que *l'équilibre électrique ne peut être réalisé sur un corps conducteur que si la force électrique évaluée en un point quelconque intérieur à la masse du conducteur est rigoureusement nulle.*

En tout point intérieur à la masse conductrice, on a donc

$$X = - \frac{\partial V}{\partial x} = 0,$$

$$Y = - \frac{\partial V}{\partial y} = 0,$$

$$Z = - \frac{\partial V}{\partial z} = 0.$$

Puisque les trois dérivées partielles du potentiel sont partout

nûles, le potentiel V à l'intérieur d'un corps conducteur est constant. Il faut entendre par là que le potentiel n'est susceptible de varier que dans la couche superficielle limite, siège des forces pondéro-électriques.

On a d'ailleurs identiquement et pour le même motif dans tout l'intérieur de la masse,

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0, \\ \Delta V = 0;$$

et puisque, d'une manière générale,

$$\Delta V = -4\pi\rho,$$

il faut aussi que

$$\rho = 0.$$

La densité électrique en un point P quelconque intérieur à la masse d'un conducteur en équilibre électrique est nulle. Il ne peut donc y avoir d'électricité libre que dans la couche superficielle. C'est précisément ce que les expériences précédentes, et en particulier l'expérience des hémisphères, nous démontrent avec une extrême rigueur. La traduction analytique que nous avons adoptée pour représenter la propriété caractéristique des conducteurs est donc parfaitement conforme à la réalité. D'autre part, et puisque les calculs qui précèdent ont la loi de Coulomb pour fondement, nous sommes en droit de considérer leur vérification expérimentale si exacte comme une précieuse confirmation de la loi.

CONSÉQUENCE RELATIVE A LA LOI DE COULOMB. — Réciproquement, si l'on admet dans leur ensemble les propriétés expérimentales des conducteurs telles que nous venons de les établir, cela suffit pour qu'on ne puisse imaginer aucune loi élémentaire des actions électriques différente de celle de Coulomb.

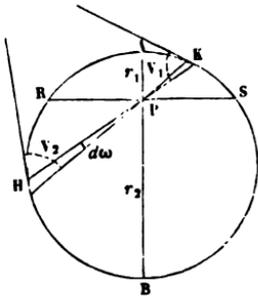
Désignons par $\varphi(r)$ la force attractive ou répulsive exercée par une quantité d'électricité égale à 1 sur une autre quantité égale à 1 placée à la distance r , et posons, pour abrégé,

$$r^2 \varphi(r) = F(r).$$

Nous allons démontrer que $F(r)$ est constant. S'il ne l'est pas, il augmente ou diminue. Soient r_1 et r_2 deux limites assez rapprochées pour que $F(r)$ augmente toujours quand r varie de r_1 à r_2 .

Considérons un conducteur sphérique de diamètre $AB = r_1 + r_2$ (fig. 19) chargé d'électricité positive. Celle-ci doit, d'après nos expériences, se porter tout entière à la surface et, par raison de symétrie, s'y distribuer uniformément. Soit μ la charge de l'unité de surface. Pour que l'équilibre soit ainsi établi, il faut que la force exercée en un point intérieur P quelconque par la couche infiniment mince d'électricité libre soit nulle. En effet, de l'électricité neutre placée en P équivaut, d'après ce que nous avons

Fig. 19.



vu, à des quantités équivalentes d'électricité positive et négative *libres* sur lesquelles la force provenant de la couche sphérique agirait en sens contraire : l'électricité neutre serait décomposée et l'équilibre détruit.

Prenons le point P , chargé de l'unité d'électricité, sur le diamètre AB , de sorte que $AP = r_1$, $BP = r_2$, et menons un plan PRS perpendiculaire à AB qui décompose la couche électrique en deux zones inégales RAS , RBS . Concevons un cône d'ouverture infiniment petite $d\omega$, ayant son sommet en P . Il découpe sur la couche sphérique deux éléments K et H . Ceux-ci exercent en P des actions que l'on peut considérer, eu égard à l'ouverture infiniment petite du cône, comme dirigées suivant l'axe du cône et directement opposées : elles ont pour valet

$$\mu \frac{d\omega \overline{PK}^2}{\sin V_1} \varphi(\overline{PK}), \quad \mu \frac{d\omega \overline{PH}^2}{\sin V_2} \varphi(\overline{PH}).$$

V_1 et V_2 désignant les angles sous lesquels le cône coupe la sphère. Or ces angles sont égaux entre eux; par suite, les forces exercées par les éléments K et H sont entre elles comme $\overline{PK}^2 \varphi(\overline{PK})$ et $\overline{PH}^2 \varphi(\overline{PH})$, ou encore comme $F(\overline{PK})$

et $F(\overline{PH})$; mais on a $r_1 < \overline{PK} < \overline{PH} < r_2$, et, par suite, $F(\overline{PK}) < F(\overline{PH})$. www.btool.com.cn

Le raisonnement qui précède s'applique à tous les éléments suivant lesquels on peut décomposer les deux zones RAS, RBS par des cônes d'ouverture infiniment petite ayant leur sommet en P; toutes les actions élémentaires exercées par la zone RBS l'emportent donc sur les actions correspondantes de RAS et il en est de même de leurs résultantes. Il n'y a donc pas équilibre. Donc la supposition que nous avons faite est inadmissible et l'on a nécessairement

$$F(r) = K,$$

$$\varphi(r) = \frac{F(r)}{r^2} = \frac{K}{r^2};$$

c'est-à-dire que les actions électriques sont en raison inverse du carré de la distance ⁽¹⁾. La loi de Coulomb se trouve ainsi démontrée d'une manière nouvelle, et cette démonstration, fondée sur des expériences beaucoup plus précises que celles de la balance, ne laisse prise à aucune objection.

(¹) Cette élégante démonstration est due à M. Bertrand (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. II, p. 418; 1873).

www.libtool.com.cn
CHAPITRE IV.

**REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DES PHÉNOMÈNE
 ÉLECTRIQUES.**

Surfaces équipotentielles ou surfaces de niveau électrique. — Lignes de force. — Flux de force. — Théorème de Green. — Canaux ou tubes de force. — Théorèmes relatifs aux conducteurs électrisés. — Surface électrisée quelconque. — Pression électrostatique. — Forces exercées sur un conducteur électrisé. — Diagrammes électriques. — Exemples de diagrammes électriques.

SURFACES ÉQUIPOTENTIELLES OU SURFACES DE NIVEAU ÉLECTRIQUE. — Le potentiel relatif à un système quelconque de corps électrisés est une fonction des coordonnées du point auquel il se rapporte; cette fonction est finie et continue tout au moins en dehors des masses électrisées.

En général, l'équation $V = \text{const.}$ définit donc une famille de surfaces désignées sous le nom de *surfaces équipotentielles* ou *surfaces de niveau électrique*. Elles jouissent de plusieurs propriétés remarquables. En premier lieu, la direction de la force électrique en un point quelconque P est normale à la surface de niveau qui passe par ce point; l'on prend pour axes de coordonnées rectangulaires droites Ox , Oy parallèles au plan tangent en P, et un Oz parallèle à la normale, on a

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0,$$

et, par suite,

$$F = - \frac{\partial V}{\partial z}$$

en grandeur et en direction.

Supposons tracées les deux surfaces

$$V = A, \quad V = A + \alpha,$$

α étant une quantité très petite. Quand le point P passe de la première surface à la seconde, le potentiel subit un accroissement fixe $\delta V = \alpha$; mais les segments δn , interceptés sur les normales à la surface $V = A$, varient en général suivant la position du point P. Quand α tend vers zéro, le quotient

$$\frac{\delta V}{\delta n} = \frac{\alpha}{\delta n}$$

a pour limite $-F$; par suite, la force exercée au point P est dirigée vers les potentiels décroissants, et varie en raison inverse de la distance δn de deux surfaces de niveau infiniment voisines, dont l'une passe au point considéré. Si donc on a tracé sur un diagramme deux surfaces équipotentiellles très voisines, on pourra obtenir graphiquement la valeur approchée de la force F aux divers points de l'une de ces surfaces. Là où les deux surfaces sont très voisines, la force électrique est considérable; là où elles sont éloignées, la force est très petite.

LIGNES DE FORCE. — La direction de la force électrique varie en général d'une manière continue avec les coordonnées du point P; elle est en chaque point celle des trajectoires orthogonales des surfaces équipotentiellles, lignes que nous désignerons, d'après Faraday (1), sous le nom de *lignes de force*.

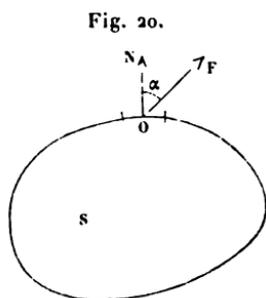
Si l'on conçoit un diagramme comprenant une série de surfaces équipotentiellles relatives à des valeurs du potentiel très rapprochées et croissant en progression arithmétique, et des lignes de force aussi serrées que possible, on obtiendra sans peine la grandeur et la direction approchées de la

(1) Faraday (*Experimental researches in Electricity*, t. I, p. 383 et suivantes) avait été conduit par ses expériences sur l'influence électrique, et indépendamment de toute théorie mathématique, à la considération des *lignes de force*; comme celles-ci s'écartent en général beaucoup de la forme rectiligne, il fut conduit à dire que la force électrique se propage en ligne courbe.

force, et cela pour un point quelconque P du diagramme : la direction est celle des lignes de force les plus voisines de P, et la grandeur est en raison inverse des segments interceptés sur ces lignes par les deux surfaces équipotentielles qui comprennent dans leur intervalle le point considéré.

Les mêmes considérations sont applicables au cas de l'attraction universelle ; mais l'usage des surfaces de niveau et des lignes de force, si fréquent en Physique, où l'on est souvent obligé de se contenter de solutions pratiques et approchées, ne paraît guère susceptible de fournir en Astronomie des résultats intéressants.

FLUX DE FORCE. — Considérons une surface fermée S arbitrairement tracée dans un champ électrique (fig. 20) et un



élément dS de cette surface. Soit F la force électrique au centre O de l'élément rapportée à l'unité d'électricité ; nous la représentons en grandeur et en direction par OF . Soient encore ON la normale à l'élément dirigée vers l'extérieur de la surface, α l'angle des directions de la force et de la normale. L'intégrale

$$(1) \quad \mathcal{J} = \int F dS \cos \alpha,$$

étendue à la surface S tout entière, s'appelle le *flux de force électrique* à travers cette surface.

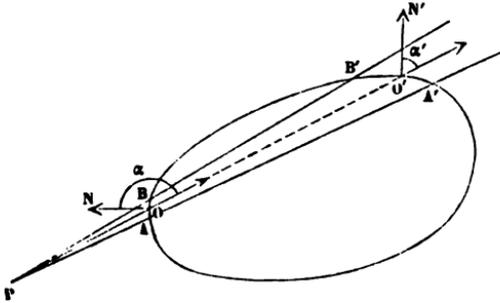
Le flux de force jouit de propriétés remarquables dont nous ferons, dans tout ce qui suit, un fréquent usage.

A. Supposons d'abord que le champ électrique résulte de la présence d'un seul point électrisé P possédant la charge m . Deux cas peuvent se présenter, suivant que le point P est extérieur ou intérieur à l'espace enfermé par la surface S .

1° *Point P extérieur* (fig. 21). Puisque la surface S est fermée, une direction quelconque, émanant du point P , rencontre au moins deux fois la surface S (en général, un nombre pair de fois). Considérons un cône d'ouverture infiniment

petite, d'angle solide $d\omega$, ayant son sommet au point P, et soient $AB = dS$, $A'B' = dS'$ deux éléments correspondants détachés par le cône à l'entrée et à la sortie de la surface S;

Fig. 21.



r, r' les distances PO, PO' ; α, α' les angles de la direction commune PO de la force en O et O' avec les normales ON, ON' . Puisque, au point O , la direction PO pénètre à l'intérieur de la surface, on a $\alpha > \frac{\pi}{2}$, $\cos \alpha$ est négatif; au contraire $\alpha' < \frac{\pi}{2}$, $\cos \alpha'$ est positif.

La surface élémentaire AB fournit au flux de force l'élément $F dS \cos \alpha$; mais, d'après la loi de Coulomb

$$F = \frac{m}{r^2};$$

$\cos \alpha$ étant négatif, dS essentiellement positif, on a d'autre part

$$dS = - \frac{r^2 d\omega}{\cos \alpha},$$

$$F dS \cos \alpha = - m d\omega.$$

De même l'élément $A'B'$ fournit $F' dS' \cos \alpha'$; dS' et $\cos \alpha'$ étant positifs, on a

$$F' = \frac{m}{r'^2}, \quad dS' = \frac{r'^2 d\omega}{\cos \alpha'},$$

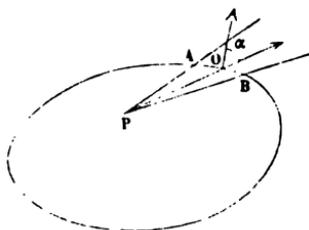
$$F' dS' \cos \alpha' = m d\omega,$$

$$F dS \cos \alpha + F' dS' \cos \alpha' = 0.$$

Le flux de force total à travers la surface S est fourni par un nombre pair d'éléments qui, groupés deux à deux, donnent à ce flux de force un accroissement nul. Le flux de force total $\vec{\mathcal{F}}$ est donc nul.

2° *Point P intérieur* (fig. 22). Une direction PO , émanée de P , ne rencontre la surface S qu'une fois (plus générale-

Fig. 22.



ment un nombre impair de fois). Le cône élémentaire d'ouverture ω ne détache qu'un seul élément $AB = dS$, et l'angle α est nécessairement $< \frac{\pi}{2}$. On a donc

$$d\vec{\mathcal{F}} = F dS \cos \alpha = m d\omega.$$

Pour obtenir l'expression du flux de force, il faut intégrer l'expression précédente de $\omega = 0$ à $\omega = 4\pi$. On a donc

$$\vec{\mathcal{F}} = 4\pi m.$$

B. Supposons maintenant que le flux de force provient d'un nombre quelconque de points électrisés P_1, P_2, \dots , les uns intérieurs, les autres extérieurs à la surface S , et possédant respectivement les charges m_1, m_2, \dots .

Projetons sur la normale ON (fig. 20) la force électrique résultante F , et les forces électriques F_1, F_2, \dots , provenant individuellement des points P_1, P_2, \dots , nous aurons, d'après un théorème connu,

$$F \cos \alpha = F_1 \cos \alpha_1 + F_2 \cos \alpha_2 + \dots,$$

$$\int F dS \cos \alpha = \int F_1 dS \cos \alpha_1 + \int F_2 dS \cos \alpha_2 + \dots,$$

ou, si nous désignons par $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2, \dots$ les flux de force individuels correspondant à chacun des points P_1, P_2, \dots ,

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \dots = \sum_1^n \mathcal{F}_p.$$

Les flux de force relatifs aux divers points électrisés s'ajoutent algébriquement.

Cela posé, le flux de force \mathcal{F} est la somme des flux de force correspondant aux points P extérieurs, qui est nulle, et des flux de force correspondant aux points P intérieurs dont chacun a pour valeur $4\pi m$. Soit M la somme algébrique des charges électriques m des points P intérieurs à la surface S , on aura d'une manière tout à fait générale

$$(3) \quad \mathcal{F} = 4\pi M.$$

Quand M est nul, le flux \mathcal{F} est nul, et réciproquement.

Ce théorème s'applique sans modification quand le champ électrique comprend des corps électrisés. Nous avons vu, en effet, comment on décompose ceux-ci en éléments équivalant à des points électrisés.

THÉORÈME DE GREEN.— On peut donner une expression remarquable du flux de force \mathcal{F} . Soient a, b, c les angles de la normale à la surface fermée que l'on considère avec trois axes de coordonnées rectangulaires, X, Y, Z les composantes de la force F suivant ces trois axes; on a

$$\begin{aligned} F \cos \alpha &= X \cos a + Y \cos b + Z \cos c \\ &= - \left[\frac{\partial V}{\partial x} \cos a + \frac{\partial V}{\partial y} \cos b + \frac{\partial V}{\partial z} \cos c \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F} &= \int F dS \cos \alpha \\ &= - \left[\int \frac{\partial V}{\partial x} dS \cos a + \int \frac{\partial V}{\partial y} dS \cos b + \int \frac{\partial V}{\partial z} dS \cos c \right]; \end{aligned}$$

mais $dS \cos a, dS \cos b, dS \cos c$ sont respectivement les projections $dydz, dzdx, dx dy$ de l'élément de surface dS sur les

trois plans coordonnés. D'autre part, on a identiquement

$$\int \int \frac{\partial V}{\partial x} dy dz = \int \int \int \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} dx dy dz,$$

la dernière intégrale étant étendue au volume entier enfermé par la surface S. On a donc en définitive

$$(3) \quad \mathcal{F} = \int \mathbf{F} dS \cos \alpha = - \int \int \int \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) dx dy dz \\ = - \int \Delta V dv.$$

Cette expression remarquable, introduite par Green ⁽¹⁾, fournit une nouvelle démonstration des propriétés du flux de force. On a, en effet, en dehors des masses électrisées,

$$\Delta V = 0,$$

et au sein des masses électrisées

$$\Delta V = - 4\pi\rho.$$

L'expression $-\int \Delta V dv$ est donc nulle si la surface fermée n'embrasse aucune masse électrique. Dans le cas contraire, on a

$$-\int \Delta V dv = 4\pi \int \rho dv = 4\pi M.$$

CANAUX OU TUBES DE FORCE. — Dans le cas particulier où la surface S est une surface équipotentielle, la force F est par-

(1) La formule (3) n'est qu'un cas particulier d'une formule plus générale, démontrée par Green (*An essay on the application of mathematical Analysis*, etc., art. 3). Soit U une fonction quelconque de x, y, z : on a

$$\int U \Delta V dv = \int \int U \frac{\partial V}{\partial n} dS - \int \int \int \left(\frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial V}{\partial z} \right) dx dy dz.$$

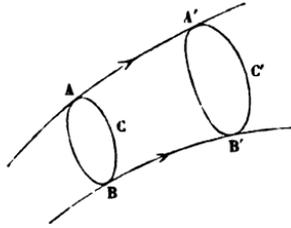
Cette formule se réduit à l'équation (3) quand on y fait $U = 1$.

Soit normale, $\cos \alpha$ est égal à 1 et l'on a simplement

$$\vec{\mathcal{J}} = \int \mathbf{F} d\mathbf{S}.$$

Découpons sur une surface équipotentielle une portion ABC (fig. 23) limitée par une courbe fermée, et considérons l'ensemble des lignes de force passant par tous les points du contour; nous obtiendrons ainsi ce que l'on appelle un canal ou tube de force.

Fig. 23.



Soit A'B'C' l'intersection de ce tube avec une autre surface équipotentielle, et supposons que dans l'intervalle limité par le tube de force et les surfaces ABC, A'B'C' il n'y ait pas de masses électriques. Le flux de force à travers la surface S fermée constitué par ABC, A'B'C' et le tube de force est nul d'après l'équation (2). Ce flux de force se compose des flux à travers les deux bases et du flux à travers la surface latérale.

1° A travers la surface ABC, la force est partout normale et dirigée vers l'intérieur de la surface fermée S; $\alpha = \pi$; $\cos \alpha = -1$. La portion $\vec{\mathcal{J}}_1$ du flux de force provenant de ABC est

$$\vec{\mathcal{J}}_1 = - \int \mathbf{F} d\mathbf{S};$$

2° A travers la surface A'B'C' la force normale est partout dirigée vers l'extérieur de la surface S; $\alpha = 0$; $\cos \alpha = 1$:

$$\vec{\mathcal{J}}_2 = \int \mathbf{F}' d\mathbf{S}';$$

3° A travers les parois du tube de force, la force est partout dirigée suivant une ligne de force, c'est-à-dire tangentielle-ment à la surface; $\alpha = \frac{\pi}{2}$; $\cos \alpha = 0$:

$$\vec{\mathcal{J}}_3 = 0.$$

On a donc

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 = \iint \mathbf{F} d\mathbf{S} + \iint \mathbf{F}' d\mathbf{S}' = 0$$

ou

$$\iint \mathbf{F} d\mathbf{S} = - \iint \mathbf{F}' d\mathbf{S}'.$$

On exprime ce résultat en disant que *le flux de force à travers un tube de force a une valeur constante.*

La même démonstration s'applique sans modification au cas où l'une des surfaces ABC, A'B'C', ou toutes deux, n'appartiendraient pas à des surfaces équipotentiellles; on trouve alors

$$\iint \mathbf{F} d\mathbf{S} = \iint \mathbf{F}' d\mathbf{S}' \cos \alpha' = \iint \mathbf{F}'' d\mathbf{S}'' \cos \alpha''.$$

THÉORÈMES RELATIFS AUX CONDUCTEURS ÉLECTRISÉS. — I. *La surface d'un conducteur électrisé est une surface équipotentielle. En effet, nous avons démontré que le potentiel a une valeur constante à l'intérieur d'un corps électrisé, et cette démonstration s'étend à la surface S_2 qui limite intérieurement la couche superficielle infiniment mince où réside l'électricité. Cette surface est donc une surface équipotentielle.*

Nous verrons bientôt (p. 96) que si l'on considère la surface S_1 , limitant extérieurement la couche électrique, le potentiel correspondant ne diffère du potentiel intérieur que d'une quantité infiniment petite. On est donc autorisé pratiquement à confondre les deux surfaces S_1 et S_2 , et à considérer la surface libre S d'un conducteur comme une surface équipotentielle.

Puisque l'électricité réside dans la couche superficielle, à chaque élément dS de la surface correspond une charge électrique μdS . Nous appellerons μ la densité électrique superficielle en dS .

II. *La force électrique \mathbf{F} en un point extérieur à un conducteur électrisé et infiniment voisin de sa surface est normale à cette surface et a pour valeur $F = 4\pi\mu$. Nous prendrons pour la surface S la surface extérieure limitant la couche superficielle.*

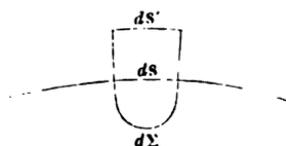
Menons par le contour de dS (fig. 24) un tube de force

que nous limiterons à l'intérieur de la masse du conducteur par une surface $d\Sigma$ quelconque, à l'extérieur de S par une surface équipotentielle dS' infiniment voisine de celle du conducteur. Le flux de force total à travers la surface fermée limitée par dS' , par $d\Sigma$ et par le tube de force a pour valeur

$$\mathcal{F} = 4\pi M = 4\pi\mu dS.$$

Il se compose : 1° du flux \mathcal{F}_1 à travers $d\Sigma$ qui est nul, puisque la force est partout nulle à l'intérieur du conducteur ; 2° du flux \mathcal{F}_2 à travers les parois du tube de force qui est nul, puisque partout $\cos \alpha = 0$; 3° du flux \mathcal{F}_3 à travers dS' . La force F qu'il s'agit d'évaluer est partout normale à dS' (et par conséquent aussi à dS) ; on a donc $\mathcal{F}_3 = F dS'$:

Fig. 24.



$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 = F dS' = 4\pi\mu dS.$$

Mais, aux infiniment petits près d'ordre supérieur, $dS = dS'$. On a donc en définitive

$$(4) \quad F = 4\pi\mu.$$

III. Variation de $\frac{\partial V}{\partial n}$ à travers la couche superficielle. —

Considérons une normale à la surface S du conducteur. A l'intérieur de la masse du conducteur et jusqu'à la surface S_2 ,

on a $\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{s_1} = 0$; à l'extérieur du conducteur et au voisinage immédiat de S_1 , on a

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{s_2} &= -F = -4\pi\mu. \\ (5) \quad \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{s_1} - \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{s_2} &= -4\pi\mu. \end{aligned}$$

Dans l'intérieur de la couche superficielle $\frac{\partial V}{\partial n}$ varie d'une manière continue de 0 à $-4\pi\mu$.

Soit V_1 le potentiel constant à l'intérieur de la masse du

conducteur, V_1 la valeur à l'extérieur et tout près de S . On a

$$V_1 - V_2 = \int \frac{\partial V}{\partial n} dn,$$

et, puisque $\frac{\partial V}{\partial n}$ est partout fini et que l'épaisseur totale de la couche superficielle est infiniment petite, l'intégrale est elle-même un infiniment petit du premier ordre : on a le droit de confondre V_1 et V_2 ainsi que nous l'avons annoncé ci-dessus (p. 94).

Il est à remarquer que, lorsqu'un point électrisé P traverse la surface d'un corps conducteur de dedans en dehors, les actions exercées par toutes les masses électrisées extérieures, ainsi que par toutes les parties de la couche électrisée éloignées de P n'éprouvent qu'une variation infiniment petite ; soit F_1 la résultante de ces actions. Au contraire, la force f exercée par l'élément de la couche superficielle infiniment voisin, que le point électrisé a traversé, change de signe. On peut se proposer de déterminer f . A cet effet, remarquons que la force exercée à l'intérieur du corps est nulle :

$$F_1 - f = 0;$$

à l'extérieur elle est égale à $4\pi\mu$ et dirigée normalement :

$$F_1 + f = 4\pi\mu.$$

On a donc

$$(6) \quad F_1 = f = 2\pi\mu.$$

La force f exercée par l'élément dS de couche superficielle infiniment voisin du point P est normale à la surface et a pour valeur $2\pi\mu$; elle est égale à la résultante : 1° des actions des masses électrisées extérieures, et 2° de tout le reste de la surface électrisée.

SURFACE ÉLECTRISÉE QUELCONQUE. — Si la surface électrisée, au lieu d'appartenir à un conducteur, est la surface d'un corps quelconque, et si la densité superficielle μ correspondante est seulement astreinte à varier d'une manière continue, la force F_1 n'est pas, en général, normale à la surface et n'a pas pour valeur $2\pi\mu$; mais l'action de l'élément de couche

superficielle dS infiniment voisin est toujours normale et conserve la valeur $2\pi\mu$.

Soient donc Z_1 la composante de F_1 normale à la surface, X_1 la composante parallèle. De part et d'autre de la surface, c'est-à-dire en dedans de S_2 et en dehors de S_1 , la composante normale de la force totale a pour valeurs

$$Z_1 - 2\pi\mu, \quad Z_1 + 2\pi\mu;$$

la composante parallèle conserve la valeur X_1 . Soient donc F_{s_1} , F_{s_2} les forces électriques résultantes de part et d'autre de la surface, α et α' les angles de ces forces avec la direction extérieure de la normale; on a

$$(7) \quad \begin{cases} F_{s_1} \cos \alpha - F_{s_2} \cos \alpha' = -4\pi\mu, \\ F_{s_1} \sin \alpha = F_{s_2} \sin \alpha'. \end{cases}$$

PRESSION ÉLECTROSTATIQUE. — L'électricité en équilibre à la surface d'un conducteur est sollicitée vers l'extérieur par une force électrique dont la valeur P , rapportée à l'unité de surface est connue sous le nom de *tension électrique* ou mieux de *pression électrostatique*.

Soient toujours S_1 et S_2 (fig. 25) les surfaces géométriques à partir desquelles on peut considérer comme établies les propriétés: 1° du corps conducteur à l'intérieur de S_2 ; 2° de l'isolant en dehors de S_1 . L'électricité dont est chargé le conducteur est répartie entre ces deux surfaces, et sa densité ρ , à la distance z de S_2 , est une fonction de z que l'on peut considérer comme finie et continue. La charge de l'élément dS de couche superficielle du conducteur est répartie dans l'élément de volume $A_1B_1A_2B_2$ et, en désignant par μ ce que nous avons nommé la densité superficielle en dS , on a

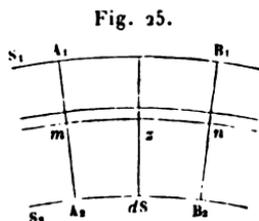


Fig. 25.

$$\mu dS = \int_0^z \rho dS dz.$$

$$(8) \quad \mu = \int_0^z \rho dz.$$

J. et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique.* (1^{re} éd., 1890.)

Considérons la couche électrique infiniment mince $mn m' n'$ d'épaisseur dz située à la distance z de S_1 et évaluons le flux de force à travers la surface fermée constituée par les deux surfaces $mn, m' n'$ parallèles à S_1 et à S_2 qui limitent la couche et le tube de force $A_1 A_2 B_1 B_2$. Soit f la force électrique à la distance z . Le flux de force cherché $d(f dS)$ a pour valeur, d'après la formule (2), $4\pi\rho dS dz$,

$$d(f dS) = 4\pi\rho dS dz,$$

$$(9) \quad df = 4\pi\rho dz.$$

D'autre part, la force électrique résultante exercée sur la couche totale a pour valeur

$$P dS = \int_0^\varepsilon f \rho dS dz$$

ou, d'après l'équation (9),

$$P dS = \frac{1}{4\pi} dS \int_0^\varepsilon f df = \frac{1}{8\pi} dS [f^2]_0^\varepsilon.$$

Mais pour $z = 0, f = 0$; pour $z = \varepsilon, f = 4\pi\mu$; donc

$$P dS = 2\pi\mu^2 dS,$$

$$(10) \quad P = 2\pi\mu^2.$$

Les divers résultats contenus dans les trois derniers paragraphes sont indépendants de l'épaisseur ε de la couche superficielle d'électricité. Ils subsistent donc, même à la limite, quand on fait tendre ε vers zéro, c'est-à-dire dans le cas d'une distribution d'électricité sur une surface géométrique (1).

Alors la dérivée $\frac{\partial V}{\partial n}$ devient discontinue : quand le point P où l'on évalue le potentiel traverse de dedans en dehors la surface revêtue d'une densité électrique superficielle μ , $\frac{\partial V}{\partial n}$ reçoit brusquement l'accroissement fini $-4\pi\mu$.

(1) C'est le cas considéré exclusivement par les mathématiciens auxquels est due la théorie du potentiel.

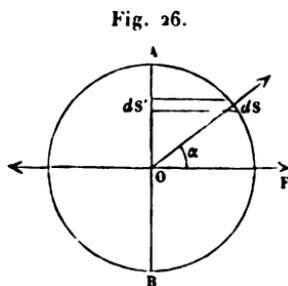
La force exercée sur l'unité d'électricité portée par la surface électrisée a pour valeur

$$(11) \quad F = \frac{P}{\mu} = 2\pi\mu.$$

FORCES EXERCÉES SUR UN CONDUCTEUR ÉLECTRISÉ. — Les forces électriques appliquées à un conducteur peuvent être considérées comme résultant exclusivement des pressions électrostatiques exercées aux divers points de sa surface. En effet, les forces électriques sont appliquées aux charges électriques, et puisque ces dernières sont entièrement distribuées sur la surface du conducteur, les forces électriques se réduisent aux pressions électrostatiques que nous venons de définir. Si ces pressions ont une résultante nulle, le conducteur est en équilibre ; si elles ont une résultante unique, il est sollicité dans la direction de cette résultante, etc.

A titre d'exemple, considérons une sphère conductrice électrisée. Par raison de symétrie, la densité électrique μ est uniforme, et les pressions électrostatiques qui s'exercent aux divers points de sa surface ont une résultante nulle. La sphère est en équilibre.

Mais si l'on vient à diviser la sphère conductrice en deux parties égales par un plan diamétral AB (fig. 26), les deux hémisphères se repoussent. Par raison de symétrie, la force répulsive est dirigée suivant la normale OF au plan diamétral



AB. Nous considérerons cette force comme la résultante des pressions électrostatiques s'exerçant sur l'hémisphère détaché. Désignons par R le rayon de la sphère, par

$$M = 4\pi R^2 \mu$$

sa charge.

La pression électrostatique en un point quelconque C a pour valeur

$$P = 2\pi\mu^2 = \frac{M^2}{8\pi R^3}.$$

La pression normale sur un élément de surface dS est $P dS$; et la composante efficace dF , parallèle à OF , $P dS \cos \alpha$. Soit dS' la projection de dS sur le plan diamétral AB ; on a $dS' = dS \cos \alpha$

$$dF = P dS \cos \alpha = P dS'.$$

Pour avoir la valeur de F , il suffit d'intégrer cette expression en l'étendant à la surface entière du cercle AB . On a donc

$$F = \pi R^2 P = \frac{M^2}{8R^2}$$

ou, si l'on remarque que le potentiel en tout point intérieur au conducteur est

$$V = \frac{M}{R},$$

$$F = \frac{V^2}{8}.$$

DIAGRAMMES ÉLECTRIQUES. — Le potentiel joue en Électrostatique le même rôle que le niveau en Hydrostatique : les masses électriques sont sollicitées vers les potentiels décroissants, comme les masses matérielles vers les niveaux inférieurs. Les diagrammes construits au moyen des surfaces équipotentielles et des lignes de force offrent une disposition générale analogue à celle des cartes topographiques, sur lesquelles on figure le relief d'un terrain à l'aide de courbes de niveau et de lignes de plus grande pente : leur lecture est aussi aisée et leur emploi permet de résoudre graphiquement un grand nombre de problèmes d'électricité pratique.

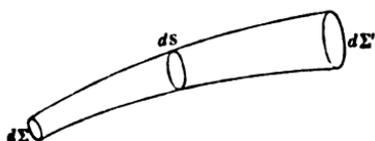
Avant de donner des exemples de ces diagrammes, nous allons d'abord démontrer quelques théorèmes généraux sur les propriétés des lignes de force et sur les flux de force.

1° Une ligne de force ne peut pas être une courbe fermée. En effet, le long d'une ligne de force, le potentiel décroît constamment.

2° Une ligne de force ne peut réunir deux points de la surface d'un conducteur en équilibre, car le potentiel aurait la même valeur aux deux bouts.

3° Une ligne de force commence toujours en un point où il y a de l'électricité positive et se termine en un point où il y a de l'électricité négative. Considérons un tube de force très mince ayant pour axe la ligne de force considérée, et soit $d\mathcal{F}$ le flux de force constant à travers ce tube. Limitons-le par des surfaces arbitraires $d\Sigma$, $d\Sigma'$, au delà et très près des régions où il commence et où il finit, et coupons-le normalement sur son trajet par une surface dS (fig. 27).

Fig. 27.



Le flux de force total à travers la surface fermée Ω constituée par le tube de force $d\Sigma$ et dS est égal à $4\pi dm$, en représentant par dm la somme des masses électriques comprises dans la surface fermée Ω . Mais le flux de force à travers les parois du tube et à travers $d\Sigma$ est nul. Il est positif à travers dS ; on a donc

$$d\mathcal{F} = F dS = 4\pi dm,$$

et dm est nécessairement positif.

Nous pouvons rapprocher indéfiniment dS de l'extrémité $d\Sigma$, le flux de force à travers dS , et par conséquent à travers Ω , demeurera constant. La masse électrique dm coïncide donc avec l'extrémité positive du tube de force.

On reconnaîtra de même, par la considération de la surface fermée Ω' constituée par le tube de force dS et $d\Sigma'$, que le flux de force total se réduit au flux de force négatif $-4\pi dm$ à travers dS . Il y a donc, à l'extrémité négative du tube de force, une masse électrique $-dm$ égale et contraire à celle qui existe à l'extrémité positive.

Bien entendu, il est possible que le tube de force considéré se prolonge à l'infini, c'est-à-dire que l'une des masses électriques $+dm$, $-dm$ se trouve à une distance inaccessible.

Quand un tube de force commence et finit sur des conducteurs, on nomme *éléments correspondants* de ces conduc-

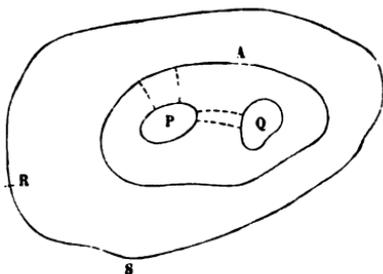
teurs les portions de surface interceptées par le tube : elles sont revêtues de quantités d'électricité égales et contraires.

4° On peut prendre pour tube de force unité celui dont l'extrémité positive correspond à une quantité d'électricité positive $dm = 1$; en ce sens, on pourra dire que d'un point électrisé P, portant la charge m , émanent m tubes de force unité, ou, par abréviation, un nombre de lignes de force égal à m . Cela signifie simplement que le flux de force à travers une surface fermée quelconque entourant le point P est égale à $4\pi m$.

5° Si un conducteur creux présente une cavité A contenant des corps électrisés P, Q, ..., la surface interne de la cavité A porte une quantité d'électricité $-M$ égale et contraire à la somme algébrique des charges électriques de P, Q, ...

Traçons en effet (fig. 28) une surface fermée S extérieure

Fig. 28.



à la cavité A, mais intérieure au conducteur. La force en tout point R de S est nulle; le flux de force total à travers S est donc nul, et aussi la quantité totale d'électricité enfermée par S. Comme on peut prendre S aussi voisin que l'on veut des parois de la cavité, il faut que les parois de A portent une quantité d'électricité $-M$ égale à la somme algébrique des masses électriques des corps P, Q, ... enfermés dans la cavité.

Tous les tubes de force compris dans la cavité, ou bien réunissent entre eux les corps tels que P, Q, ou bien vont de l'un d'entre eux aux parois de la cavité où ils se terminent. Aucun tube de force ne traverse la surface A.

6° Considérons une surface équipotentielle fermée, au po-

te ntiel V , embrassant des masses électriques dont la somme algébrique est M . Le flux de force à travers cette surface a pour expression

$$(12) \quad \int -\frac{\partial V}{\partial n} dS = 4\pi M.$$

Remplaçons la surface équipotentielle par un conducteur de même forme et de mêmes dimensions, supprimons les masses électriques intérieures et revêtons la surface d'une charge électrique en équilibre, capable de le porter au potentiel V . Le potentiel, déterminé en tous les points de la surface considérée, est aussi déterminé en tous les points extérieurs et de la même manière que précédemment (voir p. 74). En particulier, $\frac{\partial V}{\partial n}$ conserve sa valeur en tous les points de la surface. Cela posé, la force F en un point extérieur infiniment voisin de la surface est

$$F = 4\pi\mu = -\frac{\partial V}{\partial n};$$

d'où

$$(13) \quad \mu = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n}.$$

Telle est donc l'expression de la densité électrique en un point quelconque de la surface. Faisant usage des équations (12) et (13), on trouve que la charge totale est

$$(14) \quad \int \mu dS = \frac{1}{4\pi} \int -\frac{\partial V}{\partial n} dS = M;$$

elle est égale à la somme des masses électriques intérieures supprimées.

Un tube de force quelconque traversant la surface équipotentielle subsiste donc dans toute sa partie extérieure, et cela dans les mêmes conditions qu'auparavant; mais il prend maintenant son origine sur la surface même. L'état du champ en dehors de la surface n'est pas troublé; mais, à l'intérieur de cette surface, le potentiel est devenu constant. C'est un théorème dont nous ferons des applications importantes.

EXEMPLES DE DIAGRAMMES ÉLECTRIQUES. — 1° *Point unique.* — Les surfaces équipotentielles ont pour équation

$$V = \frac{m}{r};$$

ce sont des sphères ayant pour centre le point A. Si l'on fait croître V en progression arithmétique, les valeurs correspondantes de r deviennent de plus en plus rapprochées à mesure que V est plus grand. Supposons notamment la charge m égale à 1, et donnons à V les valeurs

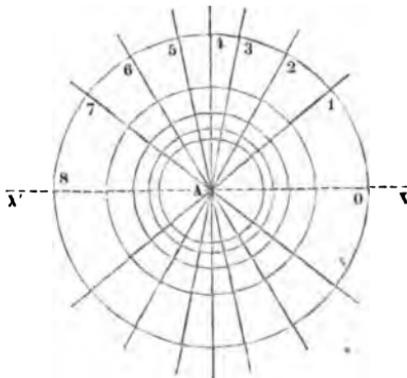
$$V = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, \infty;$$

elles correspondent à $r = \infty, 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \dots, 0$.

Les lignes de force sont des droites issues du point A. Les segments interceptés sur ces lignes par les sphères équipotentielles sont d'autant plus grands et, par suite, la force est d'autant plus petite qu'on s'éloigne davantage du point A.

Pour donner au diagramme électrique toute la précision possible, nous avons vu qu'il convient de faire partir du point

Fig. 29.



électrisé un nombre de lignes de force proportionnel à charge et de supposer celles-ci également réparties dans l'espace. Il résulte de là, pour les diagrammes plans, une difficulté que l'on écartera, quand le champ est de révolution autour d'un axe, grâce à la convention suivante proposée par Maxwell. On supposera que l'on fait tourner le diagramme

autour de l'axe XX' du champ, dans le cas actuel une droite quelconque passant par le point A (*fig. 29*). Dans ce mouvement, une droite telle que A_1 , faisant un angle θ_1 avec AX' , décrit un cône et intercepte sur une sphère, décrite de A comme centre avec l'unité pour rayon, une zone de surface $2\pi(1 - \cos\theta_1)$. Si l'on désigne par m la charge du point A , m étant un nombre entier, on placera, dans l'intervalle XX' , m lignes de force, auxquelles on donnera des directions $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m$, telles que

$$\begin{aligned} 2\pi(1 - \cos\theta_1) &= \frac{4\pi}{m}, \\ 2\pi(1 - \cos\theta_2) &= 2\frac{4\pi}{m}, \\ &\dots\dots\dots, \\ 2\pi(1 - \cos\theta_m) &= m\frac{4\pi}{m} = 4\pi, \end{aligned}$$

de telle sorte que les zones comprises entre deux lignes consécutives soient toutes égales à $\frac{1}{m}$ de la surface entière de la sphère. La dernière de ces lignes coïncide avec AX' . La *fig. 29* se rapporte à $m = 8$.

Au lieu de déterminer $\theta_1, \theta_2, \dots$ par les équations précédentes, il sera plus simple de construire graphiquement les droites A_1, A_2, \dots , en divisant le diamètre de l'un des cercles du diagramme en m parties égales, élevant en ces points des perpendiculaires à XX' et joignant au centre les points d'intersection avec la circonférence.

D'après un théorème précédent, le diagramme, construit pour un point électrisé, est encore exact pour un conducteur électrisé ayant la forme sphérique, et possédant une charge égale à celle du point A , uniformément répandue sur sa surface.

2° Deux points électrisés possédant des charges égales et de signes contraires. — Le potentiel en un point dont les distances aux points A et B sont r et r' est

$$V = m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right).$$

L'équation des surfaces équipotentielles est donc

$$(15) \quad \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} = \frac{V}{m}.$$

Elles sont de révolution autour de la ligne AB qui joint les deux points. Leurs méridiennes sont en général des courbes du quatrième degré.

Suivant que $r \lesseqgtr r'$, le potentiel est positif ou négatif. Quand V est positif et très grand, r est très voisin de zéro; la courbe représentée par l'équation (15) se confond sensiblement avec un cercle ayant pour centre le point A. Pour $V = 0$, on a $r = r'$; l'équation (15) représente une droite perpendiculaire au milieu de AB; pour des valeurs intermédiaires du potentiel, l'équation (15) représente des courbes ovoïdes, aplaties vers B et protubérantes en dehors. En attribuant à V des valeurs négatives, on retrouve en ordre inverse les mêmes courbes enveloppant le point B.

Les fig. 1, 2, 3 de la Pl. I sont destinées à montrer comment on peut construire graphiquement les méridiennes des surfaces équipotentielles d'un système de deux points et les lignes de force correspondantes.

Occupons-nous d'abord des surfaces équipotentielles (Pl. I, fig. 1). Le potentiel total V en un point est la somme algébrique du potentiel V_1 relatif au point A et du potentiel V_2 relatif au point B :

$$V = V_1 + V_2.$$

Traçons autour des points A et B les surfaces équipotentielles correspondant à des valeurs de V_1 et de V_2 croissant en progression arithmétique. Soient, en particulier, deux de ces surfaces, les sphères $V_1 = p$, $V_2 = q$. Le potentiel à leur intersection a pour valeur

$$V = p + q;$$

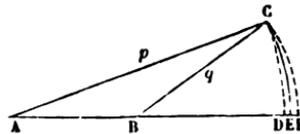
donc, sur le diagramme, la méridienne de la surface $V = p + q$ passe par tous les points d'intersection des cercles équipotentiels, tels que la somme algébrique de leurs numéros d'ordre soit égale à $p + q$.

On peut rapprocher autant qu'on veut la raison de la progression arithmétique, et par suite obtenir autant de points que l'on voudra de chacune des surfaces équipotentielles.

Dans le cas particulier qui nous occupe, le potentiel relatif au point B est négatif, et l'on a tracé sur la figure les cercles correspondant aux potentiels 2, 3, 4, 5, 6 et 7 fournis par le point A, et $-2, -3, -4, -5, -6, -7$ fournis par le point B. La surface de potentiel zéro passe par les intersections $(3, -3), (4, -4), (5, -5), \dots$, la surface de potentiel $+1$ par $(3, -2), (4, -3), (5, -4), \dots$. Dans la figure, les surfaces équipotentielles de chacun des deux points sont tracées en pointillé, les surfaces équipotentielles du système en traits pleins.

On voit sur la *fig. 3* (*Pl. I*) comment on trace les lignes de force. On attribue aux lignes de force de chacun des points A et B un numéro d'ordre; considérons le point d'intersection C de deux de ces lignes (*fig. 3o*) possédant les n^{os} p et q . La première limite sur la sphère,

Fig. 3o.



décrite du point A comme centre et passant par le point d'intersection, une zone de p unités, c'est-à-dire que, si l'on remplace le point A par une distribution électrique effectuée sur cette sphère, la zone CD limitée par AC possédera p unités d'électricité; de même sur la sphère décrite du point B comme centre, avec BC pour rayon, la ligne de force q limite une zone CF à laquelle on peut attribuer la charge q . Considérons maintenant la surface équipotentielle du système AB passant au point C; on peut de même remplacer le système AB par une distribution d'électricité sur cette surface, de telle sorte que la zone CE correspondante comprenne p unités d'électricité pour le point A, q unités pour le point B, en tout $p + q$ unités. La ligne de force d'ordre $p + q$ passe donc par le point C.

On obtiendra autant de points que l'on voudra de cette ligne de force en prenant l'unité d'électricité assez petite pour que les points d'intersection soient très rapprochés.

Dans le cas actuel, les lignes de force correspondant au point B, dont la charge est négative, doivent porter des nu-

méros d'ordre négatifs. Dans la *fig. 2* (*Pl. I*), les lignes de force de chacun des deux points sont marquées en pointillé, et celles du système en traits pleins.

La *fig. 3* (*Pl. I*) montre le diagramme complet dont les *fig. 1* et *2* indiquent la construction. Dans cette figure et dans toutes les figures suivantes, les surfaces équipotentiellles sont marquées en pointillé, les lignes de force en traits pleins.

3° *Deux points électrisés possédant des charges de même signe.* — On a

$$V = \frac{m}{r} + \frac{m'}{r'},$$

et les surfaces de niveau électrique ont pour équation

$$(16) \quad \frac{m}{r} + \frac{m'}{r'} = \text{const.}$$

La *fig. 4* de la *Pl. I* se rapporte au cas $m = m'$, la *fig. 5* au cas $m = 4m'$ (¹).

Pour de très grandes valeurs positives de V , les surfaces de niveau se dédoublent en deux nappes sensiblement sphériques enveloppant les points A et B; pour des valeurs de P plus faibles, les deux nappes ressemblent à celles de surfaces de révolution ayant pour méridiennes des lemniscates; elles se réunissent en une surface dont la méridienne est une courbe en ∞ , et qui présente par conséquent un point nodal: c'est ce qui se présente dans le cas de la *fig. 4* (*Pl. I*) ($m = 12$, $AB = 12$) pour une valeur entière du potentiel $= 4$, et dans la *fig. 5* ($m = 20$, $m' = 5$) pour une valeur égale à $\frac{50}{AB}$. Au delà, les surfaces équipotentiellles se déforment encore et se rapprochent de plus en plus d'être des sphères quand on attribue à V des valeurs de plus en plus petites.

Au point nodal, la valeur de $\frac{\partial V}{\partial n}$ est indéterminée, mais la force électrique est nulle. On reconnaît sans peine que ce

(¹) Les *fig. 1, 2, 3, 5* et *6* de la *Pl. I* ont été dessinées d'après Maxwell.

point correspond à une position d'équilibre instable. C'est ce qui se produit chaque fois qu'une surface équipotentielle présente un nœud.

4° *Deux points électrisés possédant des charges de signes contraires.* — La fig. 6 (Pl. I) se rapporte à ce cas, pour des valeurs de $m = 20$ et $-m' = -5$. Nous désignons ici par m' la valeur absolue de la charge négative du point B. Il est à remarquer que, dans ce cas, la surface équipotentielle de potentiel zéro est une sphère entourant le point B; elle a pour équation

$$V = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{m}{r} = \frac{m'}{r'}$$

La distance des deux points étant désignée par a , le centre C de la sphère est à une distance de B égale à $\frac{m'^2}{m^2 - m'^2} a$, et son rayon est $\frac{mm'}{m^2 - m'^2} a$. Ces quantités deviennent infinies pour $m = m'$, et en effet, dans ce cas, nous avons vu que la surface de potentiel zéro est un plan perpendiculaire au milieu de AB.

Toutes les surfaces équipotentielles intérieures à la sphère C ont un potentiel négatif, celles qui sont extérieures ont un potentiel positif. On remarquera que toutes les lignes de force parties de B vont se terminer en A, tandis qu'un nombre $m - m'$ de celles qui partent de A se prolongent à l'infini.

Une remarque non moins importante fondée sur un théorème précédent (p. 103), c'est que, puisque la sphère C est au potentiel zéro, on ne changera rien à la force exercée aux points extérieurs à cette sphère, ainsi qu'à la distribution extérieure des potentiels, si l'on supprime le point B et qu'on substitue à la surface équipotentielle sphérique un conducteur de même forme et de mêmes dimensions en communication avec le sol.

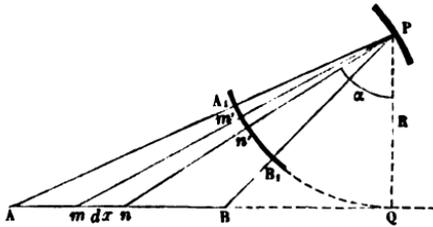
Nous avons démontré (p. 103) que la charge qu'il faut supposer répartie sur une surface équipotentielle entourant un point B électrisé, pour qu'elle produise à l'extérieur la même action que lui, est égale à celle du point. La sphère C,

soumise à l'influence du point A et en communication le sol, posséderait donc une charge négative, égale à du point B. www.libtool.com.cn

5° Une droite uniformément électrisée. — Parfois la recherche des surfaces équipotentiellles peut être simplifiée par des artifices.

Soit une droite AB uniformément électrisée, dont la charge est de μ unités par unité de longueur. Nous chercherons d'abord la force exercée en un point quelconque P (fig.

Fig. 31.



Un élément mn , de longueur dx , donne une force élémentaire

$$dF = \frac{\mu dx}{r^2}.$$

Désignons par α l'angle du rayon vecteur r avec la perpendiculaire PQ , de longueur R , abaissée de P sur AB . On

$$r = \frac{R}{\cos \alpha},$$

$$dx = \frac{r d\alpha}{\cos \alpha} = \frac{R d\alpha}{\cos^2 \alpha},$$

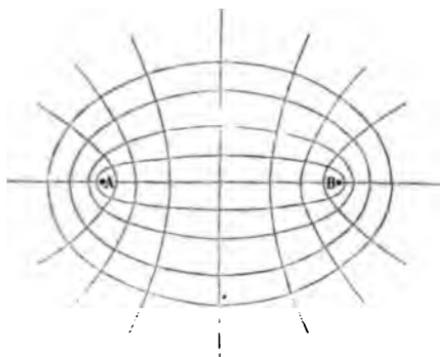
$$dF = \frac{\mu dx}{R}.$$

Du point P comme centre, avec R pour rayon, décrivons un arc de cercle et joignons Pm , Pn . Imaginons que l'arc est uniformément électrisé et possède la charge μ par unité de longueur. La force exercée en P par $m'n'$ coïncidera en grandeur et en direction avec dF . Pour trouver la force résultante

tante, on peut donc substituer l'arc de cercle $A_1 B_1$ à la droite AB . Mais, par raison de symétrie, la force exercée par l'arc de cercle est dirigée suivant la bissectrice de l'angle APB . Il en est de même de la force exercée par la droite électrisée.

La force résultante en P est normale à la surface équipotentielle passant en ce point. Cela suffit pour conclure que cette surface est un ellipsoïde de révolution ayant pour foyers les points A et B . Les surfaces équipotentielles du système sont donc des ellipsoïdes homofocaux (*fig. 32*); les lignes de force, leurs trajectoires orthogonales.

Fig. 32.



6° Nous nous demanderons encore quel est le diagramme qui convient pour représenter une portion de l'espace où la force électrique conserve partout la même grandeur et la même direction : c'est ce qu'on appelle un *champ électrique constant*. Le potentiel est alors une fonction linéaire des coordonnées, les surfaces équipotentielles sont des plans parallèles équidistants, et les lignes de force des droites perpendiculaires à ces plans et équidistantes entre elles; le diagramme se compose donc de deux systèmes de droites rectangulaires régulièrement espacés.

ANALOGIE DES PROBLÈMES D'ÉQUILIBRE ÉLECTRIQUE ET DE CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE. — Il est intéressant de comparer les équations générales de l'équilibre électrique et les équations de la propagation de la chaleur dans les corps conducteurs à

l'état permanent. Nous avons démontré que partout, en dehors des masses électriques, on a

$$(1) \quad \Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0;$$

si l'on désigne par V non plus les potentiels, mais les températures constantes au sein d'une masse conductrice, l'équation (1) s'applique encore, ainsi que nous l'avons démontré au Chapitre de la conductibilité des corps solides.

Aux surfaces isothermes correspondent les surfaces équipotentiellles; aux lignes de propagation, les lignes de force; aux flux de chaleur $-k \frac{\partial V}{\partial n} dS$, les flux de force proportionnels $-\frac{\partial V}{\partial n} dS$.

Cela posé, si l'on substitue aux sources de chaleur à température constante des sources électriques à potentiel constant, et aux corps conducteurs de la chaleur en relation avec ces sources des espaces libres de même forme, à tout problème de conductibilité calorifique correspondra un problème d'équilibre électrique, et réciproquement. Par exemple, au problème bien connu d'un mur conducteur d'épaisseur e , correspondra celui de la distribution des potentiels et des flux de force entre deux plans parallèles indéfinis, électrisés, à des potentiels différents et séparés par une lame d'air d'épaisseur e , etc.

Nous trouverons ultérieurement diverses applications de cette curieuse propriété.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE V.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ A LA SURFACE D'UN CONDUCTEUR ISOLÉ.

Distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur. — Méthode du plan d'épreuve. — Distribution de l'électricité sur une surface équipotentielle. — Méthode de M. Robin. — Distribution de l'électricité sur un ellipsoïde, sur un disque circulaire. — Distribution de l'électricité sur une calotte sphérique; sur deux sphères en contact. — Expériences diverses de Coulomb.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ A LA SURFACE D'UN CONDUCTEUR.

— Dans l'étude de la distribution de l'électricité, on a pris l'habitude de distinguer deux cas, suivant que le conducteur A considéré est ou n'est pas assez éloigné des masses électriques extérieures pour qu'on puisse négliger ces masses dans l'expression du potentiel V et de la densité superficielle μ . Cette distinction n'est imposée ni par les méthodes de calcul, qui sont les mêmes, ni par les procédés expérimentaux mis en œuvre pour révéler la distribution de l'électricité. Elle n'est cependant pas absolument arbitraire; car, dans le premier cas, μ conserve le même signe sur toute l'étendue du conducteur: c'est le signe même du potentiel. Dans le second, dit *cas de l'influence*, le signe de μ peut changer d'un point à l'autre de la surface d'un même conducteur.

Ce Chapitre est principalement consacré à l'exposition des méthodes générales et à leur application au premier groupe de problèmes que nous avons signalés. Les problèmes relatifs à l'influence seront traités au Chapitre suivant.

MÉTHODE DU PLAN D'ÉPREUVE. — Coulomb (1) a imaginé le

(1) *Mémoires de l'Académie*, p. 425; 1787. Voir le tome I des *Mémoires publiés par la Société française de Physique*.

J. et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique*. (4^e éd., 1890.)

premier une méthode qui permet d'étudier expérimentalement la distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur, soumis ou non à l'influence.

On fixe un disque plan de clinquant à l'extrémité d'une aiguille en gomme laque, qui est longue et très fine (c'est ce que Coulomb nomme le *plan d'épreuve*), puis on l'applique sur les points du conducteur dont on veut étudier la charge. Si ce disque est très petit et la courbure du corps peu prononcée, on doit admettre que le plan d'épreuve emporte, quand on le retire, une charge proportionnelle à la densité électrique au point touché; il en serait de même si, au lieu d'un disque, le petit conducteur d'épreuve avait la forme d'une sphère, d'un hémisphère, etc. (1).

Plaçons le petit corps d'épreuve dans la balance de torsion à la place de la boule fixe, vis-à-vis de l'aiguille mobile primitivement chargée d'une quantité constante d'électricité de même nom; nous mesurerons à une distance α une force répulsive ou une torsion A , et celle-ci sera proportionnelle à la quantité d'électricité enlevée, c'est-à-dire à la densité électrique au point touché. On répète ensuite la même observation en touchant une autre partie du conducteur, on mesure à la même distance α une seconde torsion A' , et le quotient de A par A' exprime le rapport des densités électriques aux deux points et aux époques où ils ont été successivement touchés.

Coulomb jugea, non sans raison, qu'il importait de soumettre le principe même de la méthode du plan d'épreuve au contrôle de l'expérience. Il prit à cet effet une sphère électrisée, et, après avoir touché l'un de ses points avec le plan d'épreuve, il introduisit celui-ci dans la balance vis-à-vis de

(1) Coulomb admettait, sans preuve suffisante, qu'un plan d'épreuve en forme de disque emporte une quantité d'électricité double de celle qui existe au point touché, et l'on a admis depuis, sans de meilleures raisons, qu'il emporte seulement une quantité égale.

M. Beltrami a étudié le cas d'un corps d'épreuve hémisphérique que l'on applique par sa base sur le corps électrisé, et démontré (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VII, p. 176) qu'il prend une quantité d'électricité triple de celle qui existe au point touché sur une surface égale à sa base. Nous traiterons ultérieurement (p. 119) un autre cas particulier du corps d'épreuve.

iguille primitivement chargée, et mesura la répulsion A qui maintenait l'écart à 20° . Immédiatement après, il mit la sphère en contact avec une autre sphère isolée qui lui était identique, mais à l'état naturel, puis il les sépara : il avait ainsi réduit à moitié la charge totale et, par suite, la densité électrique à la première; alors il la toucha de nouveau avec le plan d'épreuve, remit celui-ci dans la balance et ne trouva plus qu'une répulsion moitié moindre à la même distance de 20° .

Après s'être ainsi assuré de la légitimité de la méthode, tout au moins dans le cas des sphères, Coulomb se préoccupa de corriger l'erreur qui résulte de la déperdition progressive de l'électricité des conducteurs. Supposons que l'on veuille comparer les densités électriques en des points a , b quelconques; il faudra d'abord toucher a et mesurer la répulsion A ; cette opération prendra environ trois minutes. Ensuite il faudra faire la même mesure sur b , ce qui donnera une répulsion B et emploiera trois autres minutes; mais il est évident que, la charge du point b ayant été diminuée pendant l'intervalle qui sépare les deux mesures, le rapport de A à B sera plus grand que celui des charges réelles que les deux points possèdent au même moment. Pour annuler cette erreur, Coulomb revient ensuite au point a , après le même intervalle de trois minutes; il recommence la mesure, ce qui donne une autre torsion A' , et il admet, ce qui est très suffisamment exact, que la moyenne de A et de A' exprime la répulsion que l'on eût trouvée en a si l'on avait touché ce point en même temps que l'on a touché le point b . Avec cette précaution d'alterner les contacts après des intervalles de temps égaux, la méthode de Coulomb ne laisse plus rien à désirer.

Riess (1) a indiqué un autre moyen de tenir compte de la déperdition : il consiste à employer deux plans d'épreuve aussi identiques que possible, à l'aide desquels on touche simultanément les deux points du conducteur que l'on veut comparer. L'un des plans est aussitôt porté dans la balance, tandis que l'autre est suspendu à l'intérieur d'une cloche de verre, d'où on le retire ensuite pour le porter à son tour dans la balance. Le coefficient de déperdition est déterminé dans la balance

(1) RIESS, *Reibungselectricitat*, t. I, p. 137.

même et au commencement des expériences; on peut donc se servir de ce coefficient pour calculer la charge initiale de la boule abandonnée à elle-même dans une capacité close analogue à celle de la balance, et pendant une durée connue. La méthode de Riess est surtout appropriée à l'étude de la distribution électrique sur un corps dont l'état électrique est exposé à varier rapidement, comme un corps mal isolé, un conducteur de machine électrique, etc.

Nous sommes maintenant en possession de méthodes qui nous permettent d'étudier expérimentalement la distribution de l'électricité. Elles sont d'autant plus précieuses que l'étude théorique de la distribution présente, dans bien des cas, des difficultés analytiques insurmontables. Cependant, on a obtenu théoriquement un certain nombre de résultats susceptibles de vérification expérimentale, et sur lesquels nous devons plus particulièrement insister, puisque chacun d'eux nous fournira une nouvelle démonstration *a posteriori* de la loi fondamentale des actions électriques.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ SUR UNE SURFACE ÉQUIPOTENTIELLE

— Un groupe assez nombreux de problèmes relatifs à la distribution de l'électricité se résout grâce à la remarque suivante :

Nous avons démontré (p. 103) que, si l'on substitue à une surface équipotentielle connue un conducteur de même forme et de mêmes dimensions, une charge électrique quelconque se trouvera en équilibre sur ce conducteur, pourvu que la densité

superficielle μ soit en chaque point proportionnelle à $-\frac{\partial V}{\partial n}$

Quand on a étudié une classe de surfaces équipotentielles $-\frac{\partial V}{\partial n}$ et, par conséquent, μ peuvent être considérés comme connus, sur l'une quelconque de ces surfaces.

Considérons en particulier (*fig. 33*) la surface équipotentielle à méridienne en forme de ∞ correspondant à deux charges m égales, placées en deux points A, B situés à la distance $4a$. Le potentiel correspondant est

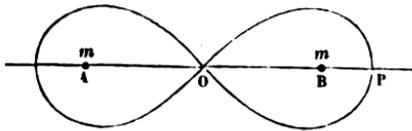
$$V = \frac{m}{a}.$$

Une charge égale à $2m$ sera en équilibre sur cette surface, à condition qu'on lui attribue en chaque point une densité

$$\mu = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n}.$$

Cherchons, par exemple, la densité aux points de rencontre de la surface avec l'axe AB :

Fig. 33.



1° Au point O, $\frac{\partial V}{\partial n}$ et, par conséquent, μ sont nuls.

2° Soit x la distance BP, x est déterminé par la condition que le potentiel en P ait pour valeur $\frac{m}{a}$,

$$(1) \quad \begin{cases} V = \frac{m}{x} + \frac{m}{4a+x} = \frac{m}{a} \\ -\frac{\partial V}{\partial n} = -\frac{\partial V}{\partial x} = m \left[\frac{1}{x^2} + \frac{1}{(4a+x)^2} \right], \end{cases}$$

$$(2) \quad \mu = \frac{m}{4\pi} \left[\frac{1}{x^2} + \frac{1}{(4a+x)^2} \right].$$

Il suffit de substituer à x dans cette expression sa valeur $a(\sqrt{5}-1)$ tirée de (1).

Nous pourrions de même trouver la distribution de l'électricité sur un ellipsoïde de révolution, en nous fondant sur ce qu'un tel ellipsoïde est l'une des surfaces équipotentielles correspondant à une droite uniformément électrisée, terminée aux deux foyers de l'ellipsoïde. La formule

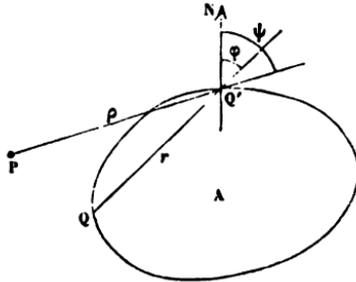
$$\mu = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n}$$

nous indique que la densité cherchée est en raison inverse

de la distance à la surface équipotentielle infiniment voisine, c'est-à-dire (p. 111) à l'ellipsoïde homofocal infiniment voisin.

MÉTHODE DE M. ROBIN (1). — Soit un conducteur A (fig. 3) qui peut d'ailleurs être soumis à l'influence d'un nombre quelconque de points électrisés, tels que P, possédant

Fig. 34.



charges m . Désignons par μ la densité électrique en un point Q pris arbitrairement à la surface de A, par μ' la densité en tout autre point Q' de la même surface; soient enfin r la distance QQ', φ l'angle du rayon vecteur QQ' avec la direction extérieure Q'N de la normale en Q', ρ la distance PQ' et ψ l'angle de PQ' et de Q'N.

Le potentiel, constant à l'intérieur du corps A, peut mettre sous la forme

$$(1) \quad V = \int \frac{\mu' dS}{r} + \sum \frac{m}{\rho}.$$

D'ailleurs, la force électrique en Q sur la surface électrisée a pour valeur $2\pi\mu$ (p. 99); elle est égale et de signe contraire à $\frac{\partial V}{\partial n}$. On a donc

$$(2) \quad 2\pi\mu = -\frac{\partial V}{\partial n} = -\int \mu' dS \frac{\partial \left(\frac{1}{r}\right)}{\partial n} - \sum m \frac{\partial \left(\frac{1}{\rho}\right)}{\partial n}.$$

(1) ROBIN, Thèse de Doctorat. Paris, 1887.

on voit sans peine que

$$\frac{\partial \left(\frac{1}{r} \right)}{\partial n} = - \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} = - \frac{1}{r^2} \cos \varphi,$$

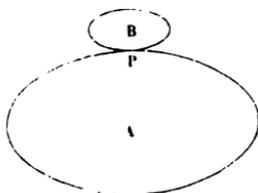
$$\frac{\partial \left(\frac{1}{\rho} \right)}{\partial n} = - \frac{1}{\rho^2} \cos \psi.$$

uant ces valeurs dans (2), on a définitivement pour dé-
er μ l'équation fonctionnelle

$$\mu = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\mu' dS \cos \varphi}{r^2} + \frac{1}{2\pi} \sum \frac{m \cos \psi}{\rho^2}.$$

titre de première application de cette formule remar-
, nous considérerons deux conducteurs A et B ayant la
le solides de plus grande attraction, et en contact par
ôles P (fig. 35):

Fig. 35.



olide de moindre attraction a pour équation en coor-
s polaires

$$\frac{\cos \varphi}{r^2} = \frac{1}{a^2}.$$

a_1 et a_2 les constantes des deux corps A et B. Nous
exprimer qu'au point P, la force électrique $-\frac{\partial V}{\partial n}$ est

$$-\frac{\partial V}{\partial n} = - \int \frac{\mu'_1 dS_1 \cos \varphi_1}{r_1^2} + \int \frac{\mu'_2 dS_2 \cos \varphi_2}{r_2^2} = 0.$$

Soient M_1 et M_2 les charges des deux corps,

$$M_1 = \int \mu_1' dS_1, \quad M_2 = \int \mu_2' dS_2;$$

on a d'ailleurs, d'après (4),

$$\frac{\cos \varphi_1}{r_1^2} = \frac{1}{a_1^2}, \quad \frac{\cos \varphi_2}{r_2^2} = \frac{1}{a_2^2},$$

et l'équation (5) se réduit à

$$(6) \quad \frac{M_1}{a_1^2} = \frac{M_2}{a_2^2}.$$

Les charges des deux corps sont entre elles comme surfaces.

Supposons que le corps A possède primitivement la charge M et qu'on le touche avec B, primitivement à l'état neutre; la charge M se partage entre A et B proportionnellement à leurs surfaces, et B prend la charge

$$(7) \quad M_2 = \frac{a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} M.$$

Au reste, et d'après la formule générale, la densité μ au point touché de A était, avant le contact (3),

$$(8) \quad \mu = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\mu' dS \cos \vartheta}{r^2} = \frac{1}{2\pi} \frac{M}{a_1^2}.$$

Éliminant M entre (7) et (8), on obtient

$$(9) \quad M_2 = 2\pi \frac{a_1^2 a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} \mu.$$

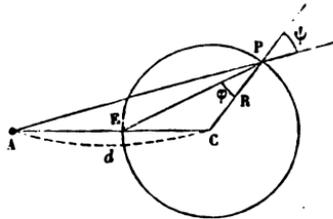
Nous pouvons enfin imaginer que le corps B soit très petit; c'est-à-dire que a_2 devienne négligeable devant a_1 : on a, à la limite

$$(10) \quad M_2 = 2\pi a_2^2 \mu.$$

On peut alors substituer au corps B un conducteur électrique quelconque, astreint à la seule condition d'avoir une

faible aux points touchés. Le corps B fonctionnera un corps d'épreuve, et la charge M , enlevée par la formule (8) en fonction de la densité μ au point

Fig. 36.



comme deuxième application nous chercherons la relation de l'électricité en fonction de la densité μ sur une sphère C, sous l'influence d'un point chargé A (fig. 36). Soient d la distance AC, R le rayon de la sphère, m la charge du point A. On a

$$\mu = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\mu' dS \cos \varphi}{r^2} + \frac{1}{2\pi} \frac{m \cos \psi}{\rho^2}.$$

l'angle ECP donne

$$\cos \varphi = \frac{r}{2R}$$

l'angle AEP

$$\cos \psi = - \frac{d^2 - R^2 - \rho^2}{2\rho R}.$$

ailleurs

$$V = \int \frac{\mu' dS}{r} + \frac{m}{\rho};$$

de ces relations, l'équation (11) devient

$$\mu = \frac{1}{4\pi R} \left(V - m \frac{d^2 - R^2}{\rho^3} \right).$$

La charge primitive de la sphère, qui n'est pas modifiée par l'influence. Le potentiel V évalué au centre a pour valeur

$$V = \frac{M}{R} + \frac{m}{d},$$

on a définitivement

$$\mu = \frac{1}{4\pi R} \left[\frac{M}{R} + \frac{m}{d} - m \frac{d^2 - R^2}{\rho^3} \right].$$

Nous retrouverons ultérieurement cette formule par une autre méthode, aussi élégante, mais moins rapide.

3. Quand le corps A considéré est convexe, et qu'il n'est soumis à aucune influence, on peut, d'après M. Robin (1), trouver la distribution de l'électricité par la méthode générale suivante.

Soit f une fonction quelconque finie et continue pour tous les points de la surface. Posons

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{f \cos \varphi dS}{r^2}, \\ f_2 &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{f_1 \cos \varphi dS}{r^2}, \\ &\dots\dots\dots \end{aligned}$$

M. Robin prouve que f_n tend vers une limite finie et déterminée, toujours la même quel que soit f , et que cette limite donne la densité électrique cherchée. On voit que f_n obéit en effet à l'équation fonctionnelle (3) imposée à la densité de l'électricité en équilibre. Nous renverrons au *Mémoire* original pour la démonstration de cette curieuse proposition.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ SUR UN ELLIPSOÏDE OU SUR UN DISQUE ELLIPTIQUE. — 1. On peut démontrer directement qu'une couche homogène d'électricité comprise entre deux ellipsoïdes concentriques homothétiques est sans action sur un point intérieur électrisé.

Soient

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \\ \frac{x^2}{a'^2} + \frac{y^2}{b'^2} + \frac{z^2}{c'^2} = 1 \end{cases}$$

les équations des deux ellipsoïdes. Pour exprimer qu'ils sont

(1) ROBIN, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1834; 1887.

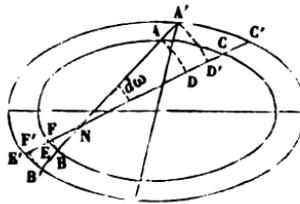
othétiques, il suffit de joindre aux équations (1) la

www.libtpol.com.cn

$$\frac{a'}{a} = \frac{b'}{b} = \frac{c'}{c}.$$

it N (*fig. 37*) un point quelconque intérieur aux deux soïdes. Par ce point, on mène arbitrairement une droite coupe l'ellipsoïde intérieur et B, l'extérieur en A' et on reconnaît aisément que = BB'; car si l'on mène un par cette droite et par le de l'ellipsoïde, une même e, diamètre conjugué de ans l'ellipse de section, di la fois AB et A'B' en deux es égales.

Fig. 37.



la posé, du point N comme sommet décrivons un cône entaire d'angle solide $d\omega$. Il intercepte dans la couche prise entre les ellipsoïdes deux éléments de volume ACA'C', 'E'. Du point N comme centre, avec des rayons successiv- égaux à NA et à NA', NB et NB', décrivons des sphères : intercepteront sur le même cône élémentaire des élé- s de volume ADA'D', BFB'F' qui ne diffèrent de ACA'C', 'E' que par des quantités infiniment petites par rapport s éléments. Nous pouvons donc indifféremment prendre ns pour les autres.

s éléments ADA'D', BFB'F' exercent sur le point N des ns directement opposées : je dis qu'elles sont égales. En les éléments homogènes et de même épaisseur AA' = BB' ent être décomposés en un même nombre d'éléments iment minces. Proposons-nous de trouver l'action de de ces éléments, de rayon r et d'épaisseur dr , sur l'unité ctricité placée en N. Le volume de l'élément est $r^2 d\omega dr$, n désignant par ρ la densité électrique uniforme de la he, il contient une quantité d'électricité $\rho r^2 d\omega dr$ dont on sur le point N est

$$\frac{\rho r^2 d\omega dr}{r^2} = \rho d\omega dr;$$

elle est donc indépendante de r , et, par suite, chacun des éléments en même nombre et de même épaisseur dr dans lesquels nous avons décomposé les volumes $ADA'D'$, $BFB'F'$ exerce des actions égales. Il en est de même des volumes $ADA'D'$, $BFB'F'$.

Le volume compris entre les deux ellipsoïdes pouvant être décomposé par des cônes élémentaires en volumes $ADA'D'$, $BFB'F'$ dont les actions s'annulent deux à deux, l'action de la couche totale sur le point intérieur quelconque N est nulle.

Cette propriété, indépendante du rapport $\frac{a'}{a}$ de similitude des deux ellipsoïdes homothétiques, est encore vraie quand ils sont infiniment voisins.

2. Cela posé, si l'on considère, à la surface d'un ellipsoïde conducteur, une couche d'électricité de densité uniforme limitée extérieurement par un ellipsoïde homothétique infiniment voisin, ou, ce qui revient au même, une distribution électrique dont la densité superficielle μ en chaque point soit proportionnelle à la distance des deux ellipsoïdes, l'électricité ainsi distribuée sera en équilibre, puisque l'action exercée en un point quelconque intérieur au conducteur sera nulle (1).

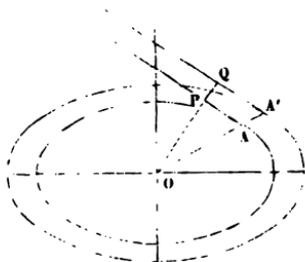


Fig. 38.

Il en résulte que la densité électrique aux extrémités des axes de l'ellipsoïde est proportionnelle à ces axes. En général, la densité électrique en un point quelconque est en raison inverse de la perpendiculaire abaissée du centre sur le plan

tangent en ce point. En effet, l'épaisseur comprise entre les deux ellipsoïdes homothétiques infiniment voisins (c'est-à-dire la distance des plans tangents parallèles menés aux deux

(1) Dans le cas d'un ellipsoïde de révolution, cet énoncé revient à celui qui a été trouvé plus haut (p. 117) par une autre méthode. On démontre, en effet, que la distance d'un ellipsoïde de révolution à l'ellipsoïde homothétique infiniment voisin varie en raison inverse de la distance de cet ellipsoïde à l'ellipsoïde homofocal infiniment voisin.

ellipsoïdes) est, par suite de l'homothétie, proportionnelle à la distance OP de l'un de ces plans tangents au centre d'homothétie O (*fig.* 38).

La longueur de la perpendiculaire OP est, comme on sait,

www.libtool.com.cn

$$(3) \quad p = \frac{1}{\sqrt{\frac{x^2}{a^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{c^4}}}$$

Soit **M** la charge totale, égale au volume compris entre les deux ellipsoïdes ; on a

$$M = \frac{1}{3}\pi(a'b'c' - abc)$$

ou, en posant $\frac{a'}{a} = 1 + \alpha$,

$$M = \frac{1}{3}\pi abc[(1 + \alpha)^3 - 1]$$

et, à la limite,

$$(4) \quad M = 4\pi abc\alpha.$$

Soit maintenant μ la densité électrique au point A ; elle a pour mesure PQ' :

$$(5) \quad \mu = PQ' = OQ - OP = p(1 + \alpha) - p = p\alpha.$$

Remplaçons, dans la valeur de ρ , α et p par leurs valeurs tirées de (3) et (4) :

$$(6) \quad \mu = \frac{M}{4\pi abc} \frac{1}{\sqrt{\frac{x^2}{a^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{c^4}}}$$

Telle est l'expression de la densité électrique au point de l'ellipsoïde dont les coordonnées sont x, y, z .

3. Si l'on suppose que l'un des axes c devienne très petit, l'ellipsoïde se transforme en un disque elliptique infiniment mince, et l'on peut trouver la distribution de l'électricité à sa surface en transformant le radical dans l'expression (6). Il

suffit d'y remplacer $\frac{z^2}{c^2}$ par $1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}$, conformément à l'équation (1), ce qui donne

$$\mu = \frac{M}{4\pi ab} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{c^2 - a^2}{a^4} x^2 + \frac{c^2 - b^2}{b^4} y^2}},$$

et de faire ensuite tendre c vers zéro. On a, à la limite,

$$(7) \quad \lim \mu = \frac{M}{4\pi ab} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}}}.$$

4. Pour une plaque circulaire $a = b$,

$$(8) \quad \lim \mu = \frac{M}{4\pi a^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}}};$$

dans cette dernière expression, r représente la distance du centre au point auquel se rapporte la densité ρ .

Les expressions (7) et (8) indiquent une densité infinie aux bords, c'est-à-dire quand on fait $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$ dans la première ou $r = a$ dans la seconde. Toutefois, on démontre, et nous admettons que la quantité d'électricité distribuée sur une couronne très étroite comprenant le bord n'est qu'une fraction négligeable de la charge totale (1).

5. On n'a pas fait d'expériences sur la distribution de l'électricité sur un ellipsoïde, à cause de la difficulté de construire avec quelque exactitude un ellipsoïde conducteur de dimensions suffisantes; mais Coulomb avait étudié la distribution sur un disque circulaire de faible épaisseur et de 10 pouces de diamètre, et les résultats de ses expériences, publiés par

(1) Si la largeur de la couronne est successivement le $\frac{1}{3}$ et le $\frac{1}{15}$ du rayon, les charges de la couronne sont respectivement les $\frac{2}{3}$ et les $\frac{5}{15}$ de la charge totale (CLAUSIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*, p. 17; Braunschweig, 1879).

Biot (¹), peuvent être comparés à ceux que prévoit la théorie. Voici le résultat de cette comparaison :

Distance au bord de la plaque.	Densité	
	observée.	calculée.
5" (centre).. . . .	1	1
4.....	1,001	1,020
3.....	1,005	1,090
2.....	1,17	1,25
1.....	1,52	1,667
0,5.....	2,07	2,294
0.....	2,90	∞

Le dernier nombre donné par Coulomb ne présente absolument aucun sens, puisque la méthode du plan d'épreuve cesse d'être applicable au voisinage immédiat du bord où le rayon de courbure est extrêmement petit; si l'on fait abstraction de ce nombre, on reconnaîtra que la concordance de la théorie et de l'expérience laisse peu de chose à désirer. On doit d'ailleurs observer, pour l'appréciation exacte de tout ce qui suit, que la théorie de l'électricité, due à Poisson, est de trente ans postérieure aux recherches expérimentales de Coulomb.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ SUR UNE CALOTTE SPHÉRIQUE. —

On doit à Sir W. Thomson (²) une méthode très élégante pour déterminer la distribution de l'électricité sur les deux faces d'un conducteur infiniment mince en forme de calotte sphérique. Nous ne rapporterons que les résultats de cette étude.

Soient μ_1 et μ_2 les densités électriques en deux points correspondants des surfaces extérieure et intérieure de la calotte, V le potentiel auquel elle est portée, R le rayon de la sphère à laquelle elle appartient ; on a d'abord

$$\mu_1 = \mu_2 + \frac{V}{4\pi R}$$

(¹) BIOT, *Traité de Physique expérimentale et mathématique*, t. II, p. 277.

(²) SIR W. THOMSON, *Reprint of papers on electrostatics and magnetism*, p. 178. London, 1872.

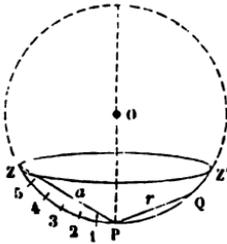
Soient encore (fig. 39) a et r les distances d'un point du bord de la calotte et du point quelconque Q au pôle P; on a

$$\mu_2 = \frac{V}{4\pi^2 R} \left[\sqrt{\frac{R^2}{4} - a^2} - \text{arc tang} \sqrt{\frac{R^2}{4} - a^2} \right].$$

Pour R infini, c'est-à-dire pour un disque plan, on a $\mu_1 = \mu_2$, et il en est de même pour une calotte d'ouverture négligeable; mais dès que l'ouverture de la calotte augmente, l'influence de la courbure se fait très rapidement sentir, et la valeur de μ_2 au pôle P décroît rapidement.

Le Tableau suivant donne les valeurs de μ_1 et de μ_2 au pôle et en cinq autres points, obtenus en divisant l'arc PZ en six parties égales :

Fig. 39.



Points.	Ouverture nulle (disque plan).		PZ = 5°.		PZ = 45°.			
	μ_1	μ_2	μ_1	μ_2	μ_1	μ_2		
P	1,0000	1,0000	1,0685	0,9136	1,5541	0,4459		
1	1,0142	1,0142	1,0826	0,9457	1,5551	0,4469		
2	1,0607	1,0607	1,1289	0,9920	1,5910	0,4828		
3	1,1547	1,1547	1,2227	1,0858	1,6648	0,5566		
4	1,3416	1,3416	1,4091	1,2722	1,8147	0,7065		
5	1,8091	1,8091	1,8755	1,7386	2,2015	1,0933		
			PZ = 90°.		PZ = 135°.		PZ = 170°.	
	μ_1	μ_2	μ_1	μ_2	μ_1	μ_2	μ_1	μ_2
	1,8798	0,1202	1,9865	0,0135	1,9999	0,0001	1,9999	0,0002
	1,8862	0,1266	1,9874	0,0144	1,9999	0,0002	2,0000	0,0002
	1,9014	0,1418	1,9906	0,0176	2,0000	0,0002	2,0001	0,0004
	1,9375	0,1779	1,9983	0,0253	2,0001	0,0004	2,0006	0,0009
	2,0166	0,2570	2,0181	0,0451	2,0006	0,0009	2,0010	0,0042
	2,2555	0,4959	2,0925	0,1195				

Les dernières colonnes du Tableau (PZ = 170°) nous ramènent au cas de la sphère creuse de Biot (p. 79); on voit que même avec un trou de 20° d'ouverture, la densité électrique μ

à l'intérieur de la sphère, est absolument négligeable, sauf au voisinage des bords. Au pôle P, elle n'est que la deux-millième partie de la densité μ_1 correspondante.

DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ SUR DEUX SPHÈRES EN CONTACT. —

L'étude théorique de la distribution de l'électricité sur deux sphères en contact a été faite par Poisson (1) et complétée par Plana (2) et par Roche (3). Nous n'indiquerons pas les méthodes qu'ils ont employées; nous nous bornerons à comparer les résultats des expériences de Coulomb à ceux que prévoit le calcul.

Coulomb a d'abord cherché suivant quel rapport la charge électrique totale se partage entre deux sphères inégales. Il a trouvé que la densité électrique moyenne, celle qu'on observe après la séparation des sphères, est toujours plus grande sur la plus petite des deux sphères. Le Tableau suivant, dressé par Coulomb d'après l'ensemble de ses expériences, donne le rapport des densités moyennes sur les deux sphères; on y a joint le même rapport calculé théoriquement par Poisson :

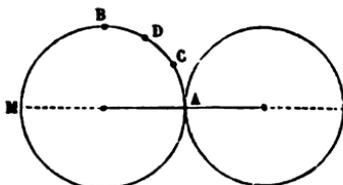
Rapport des rayons des sphères.	Rapport des densités moyennes	
	observé par Coulomb.	calculé par Poisson.
1.....	1	1
2.....	1,08	1,16
4.....	1,30	1,32
8.....	1,65	1,44
∞	2,00	$1,65 = \frac{\pi^2}{6}$

Le dernier nombre proposé par Coulomb est une limite qu'il avait trouvée par induction; mais on doit remarquer que la méthode du plan d'épreuve devient de plus en plus défectueuse pour la plus petite des deux sphères, à mesure que son rayon décroît, que par suite elle doit conduire à une valeur limite inexacte.

(1) POISSON, *Mémoires de l'Institut*, 1811, 1^{re} Partie, p. 1.
 (2) PLANA, *Mémoires de l'Académie des Sciences de Turin*, 2^e série, t. VII, p. 71.
 (3) ROCHE, *Mémoires de l'Académie de Montpellier, Section des Sciences*, t. II, p. 115.
 J. et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique*. (4^e éd., 1890.)

Coulomb a cherché aussi à déterminer par l'expérience la distribution de l'électricité sur les sphères pendant le contact. Considérons d'abord deux sphères égales (fig. 40); on

Fig. 40.



que la charge est nulle au point A de contact et qu'elle est insensible jusqu'au point C, à une distance angulaire θ à partir de ce point, en s'éloignant encore de A, on cherche à trouver une charge électrique appréciable qui augmente rapidement jusqu'au point B, situé à 90° , et diminue ensuite jusqu'au point M opposé au contact. Coulomb a déterminé ces charges avec beaucoup de soin; il avait fait de nombreuses expériences en réunissant deux sphères inégales dont les rayons R , R' étaient dans le rapport de 1 à 2. Il avait noté les densités comparées des couches électriques sur la petite sphère, à partir du contact jusqu'à l'extrémité opposée du diamètre qui joint les centres. Tous ces résultats attendaient pour ainsi dire la théorie mathématique, qui lui servirait d'épreuve. Aussi Poisson calcula-t-il les densités des charges en ces différents points, et la comparaison des résultats de l'expérience et du calcul se trouve dans les Tableaux suivants :

Sphères égales.

Distances angulaires à partir du contact.	Densités électriques	
	observées.	calculées.
20.....	0,000	0,000
30.....	0,208	0,170
60.....	0,799	0,745
90.....	1,000	1,000
180.....	1,657	1,140

Sphères inégales, R = 1, R' = 2.

www.libtool.com.cn

Distances angulaires à partir du contact.	Densités électriques	
	observées.	calculées.
30.....	0,000	0,000
60.....	0,588	0,556
90.....	1,000	1,000
180.....	1,333	1,353

aus le dernier exemple, où les sphères sont inégales, Coulomb avait de plus comparé l'état des deux globes, en plaçant successivement le plan d'épreuve sur l'un et sur l'autre à 90° du point de contact; il avait trouvé que la densité électrique est plus grande sur le petit globe, dans le rapport de 1,25 à 1 : l'calcul a donné 1,24. On voit avec quelle exactitude la théorie mathématique reproduit les conditions expérimentales dans tous les cas où la méthode du plan d'épreuve peut être considérée comme rigoureuse.

EXPÉRIENCES DIVERSES DE COULOMB. — Coulomb a encore étudié la distribution électrique dans un assez grand nombre de cas pratiques qui n'ont pas été traités analytiquement. Il a, par exemple, examiné la distribution de l'électricité sur une lame d'acier qui avait 11 pouces de longueur, 1 pouce de largeur et $\frac{1}{4}$ ligne d'épaisseur; il donna au plan d'épreuve la forme d'un rectangle qui avait 3 lignes de largeur et 1 pouce de longueur, de façon qu'on pouvait l'appliquer sur toute la largeur de la lame à la fois et à diverses distances de ses extrémités. Les expériences furent faites d'abord au milieu, ensuite à 1 pouce de l'extrémité, puis à l'extrémité même, et enfin l'on fit une dernière épreuve en plaçant le plan sur le prolongement de la lame : la densité électrique s'est montrée peu près constante depuis le milieu jusqu'à 1 pouce de l'extrémité; elle augmente ensuite jusqu'à devenir égale à celle de cette extrémité même. Avec des lames plus longues, la densité demeure encore constante jusqu'à 1 pouce de l'extrémité. Quand on place le plan d'épreuve sur le prolongement de la lame, il emporte une charge quatre fois plus grande que celle qu'il prend au milieu; mais cette dernière expé-

rience n'offre pas le sens précis et rigoureux que lui attribua Coulomb (1).

L'augmentation rapide de la densité électrique que nous venons de constater dans le cas d'une lame allongée se retrouve sur le rebord de toutes les plaques. Nous rappellerons à cet égard les résultats obtenus par Coulomb avec un disque circulaire (voir p. 127).

Les prismes, les cylindres allongés donnent lieu à des remarques analogues. Par exemple, Coulomb étudia un cylindre à base circulaire de 2 pouces de diamètre et de 30 pouces de longueur; il était terminé par deux hémisphères, c'est-à-dire tout à fait semblable aux tiges de conducteurs des machines électriques. Voici les résultats obtenus par Coulomb :

	Densité électrique.
Milieu.....	1,00
2 pouces de l'extrémité.....	1,25
1 pouce de l'extrémité.....	1,80
Extrémité.....	2,30

Nous voyons, en résumé, que, sur toutes les parties planes d'un conducteur, la densité électrique est faible; mais, là où le rayon de courbure est très petit, le long des arêtes vives par exemple, la densité augmente rapidement: elle est pratiquement énorme et serait théoriquement infinie à l'extrémité d'une pointe bien aiguë.

Aux variations de la densité électrique que nous venons de constater correspondent des variations analogues et plus accusées encore de la pression électrostatique, qui est proportionnelle au carré de la densité. Cette pression sur les arêtes vives ou sur les pointes est telle que la résistance opposée au mouvement de l'électricité par le milieu gazeux ambiant est en général vaincue: il en résulte de curieux phénomènes

(1) Coulomb fait observer que, dans les expériences précédentes, l'électricité ne se répand que sur la face supérieure du plan d'épreuve, tandis qu'ici elle se répand sur les deux faces opposées: en divisant par 2 le résultat obtenu, on trouve, en effet, le même nombre que quand le plan d'épreuve est posé sur l'extrémité de la lame.

ce nous étudierons plus tard. Bornons-nous pour le moment à tirer une conclusion pratique: c'est qu'on doit terminer par des formes arrondies tous les conducteurs sur lesquels on veut maintenir une charge durable.

Nous renverrons au Mémoire original de Coulomb pour quelques cas de distribution dont l'intérêt ne nous a pas paru suffisant pour les consigner ici.



www.libtool.com.cn

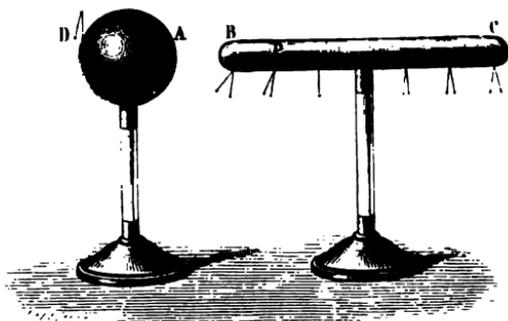
CHAPITRE VI.

PHÉNOMÈNES D'INFLUENCE.

Expérience d'Œpinus. — Influence d'un point sur une sphère. — Force exercée par un point électrisé sur une sphère conductrice. — Images électriques. — Influence de deux sphères. — Attraction des corps légers conducteurs. — Influence sur un corps présentant des cavités intérieures. — Écrans électriques. — Applications diverses.

EXPÉRIENCE D'ŒPINUS. — Plaçons dans le voisinage d'une sphère A, chargée positivement (*fig. 41*) et munie d'un pen-

Fig. 41.



dule électrique, un conducteur BC de forme allongée, isolé par un support en verre et portant une série de doubles pendules. C'est l'expérience d'Œpinus.

1. Aussitôt qu'on a approché BC de A, le pendule placé à la partie postérieure de A se rapproche de la surface, comme si le corps A avait perdu de son électricité; en même temps, les doubles pendules placés aux extrémités de BC divergent. Le corps BC est donc électrisé, sans avoir été frotté, ainsi que nous

L'avons constaté précédemment (p. 76). Nous avons vu qu'il y a en B de l'électricité négative, en C de l'électricité positive. De plus, il y a sur le cylindre une section M sur laquelle la densité électrique est nulle; on la nomme *ligne moyenne*; à partir de cette ligne, les densités électriques croissent avec des signes inverses en s'approchant des extrémités, comme le montre la divergence des pendules. La ligne moyenne est plus rapprochée de B que de C.

Nous avons déjà vu comment la théorie des deux fluides explique ce premier groupe de faits. L'électricité de A exerce en un point quelconque P, intérieur au conducteur BC, une force attractive sur l'électricité négative, répulsive sur l'électricité positive; il y a donc séparation de fluide neutre; l'électricité négative se porte dans la région B, voisine de A, et une quantité équivalente d'électricité positive dans la région éloignée C. Ces électricités séparées exercent à leur tour, en P, une action de sens contraire à celle de A et qui finit par la contre-balancer exactement; alors la décomposition du fluide neutre cesse, l'électricité est en équilibre sur le conducteur BC.

En ce qui concerne la position de la ligne neutre, on remarquera que l'action de A est plus considérable en B qu'en C; il doit en être de même de la force antagoniste exercée par l'électricité libre de BC, laquelle, au voisinage immédiat de la surface électrisée, est proportionnelle à la densité électrique. Cette densité est donc plus grande en B qu'en C; par suite, la ligne neutre est plus voisine de B que de C.

Il ne reste plus à expliquer que la chute du pendule D porté par le corps A. On y parvient sans peine en observant que les électricités séparées en B et C exercent en tout point Q, intérieur à A, une action résultante qui a pour effet d'appeler de l'électricité positive en E, où la densité va croître, de l'électricité négative en D, où la densité diminuera par suite de la combinaison de cette électricité négative avec une quantité équivalente d'électricité positive. Le pendule D doit donc retomber partiellement.

2. Quand on met le corps A en communication avec le sol, tous les pendules de BC retombent. Ce corps est revenu à

l'état neutre. Il y a, toutefois, une cause d'erreur dont il faut tenir compte : c'est la déperdition de l'électricité qui se produit plus activement sur l'électricité positive repoussée en C que sur l'électricité négative de B. On peut donc trouver sur BC une faible charge négative ; mais ce n'est là qu'une perturbation ⁽¹⁾ dont on diminuera l'effet en opérant le plus vite possible.

Voyons comment on peut interpréter le retour de BC à l'état neutre. L'action de A étant supprimée, l'équilibre est détruit en tout point P intérieur à BC. Les actions concourantes de B et de C séparent en P de l'électricité neutre : l'électricité positive se porte en B, la négative en C, jusqu'à ce que l'équilibre soit établi, ce qui ne peut avoir lieu qu'autant que il n'y a plus d'électricité libre.

3. Si l'on fait communiquer BC avec le sol, tandis qu'il est sous l'influence de A, les pendules de C retombent, ceux de B divergent davantage, enfin le pendule D de A s'abaisse sensiblement. Ces phénomènes sont indépendants du point choisi sur BC pour établir la communication avec le sol. Quand on décharge ensuite A, BC demeure chargé négativement.

Dans ces dernières expériences, le corps influencé comprend, outre BC, le fil de communication et la terre elle-même ; BC se trouve tout entier d'un même côté de la ligne neutre et ne conserve que de l'électricité négative, de sorte que l'action compense à elle seule l'action de A ; par suite, la densité électrique en B est plus forte que dans les expériences précédentes ; réciproquement, l'influence de BC sur A se trouve augmentée, d'où l'abaissement constaté sur le pendule D.

En résumé : 1° l'influence de A développe aux extrémités de BC les deux électricités contraires ; l'influence de BC neutralise, par réaction, la distribution de l'électricité sur A : la somme algébrique des charges de tous les points de BC demeure nulle comme avant l'influence, et la charge totale de A ne varie pas non plus ; 2° l'influence cesse quand on décharge

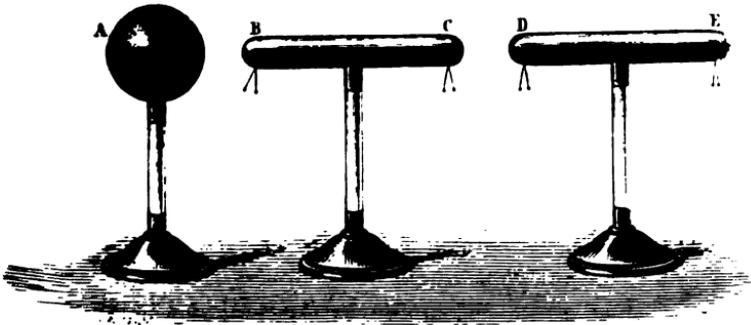
(¹) Cette perturbation suffit pour masquer aux yeux des premiers expérimentateurs, et de Coulomb lui-même, la vraie nature de l'influence.

ou qu'on éloigne le corps A ; 3° on peut charger un corps BC par influence, sans avoir recours au frottement ; il suffit de toucher BC tandis qu'il est soumis à l'influence de A : il se trouve chargé en sens contraire de A.

L'influence permet d'obtenir, au moyen d'une quantité limitée d'électricité positive, une quantité indéfinie d'électricité négative. Après avoir chargé BC, on peut éloigner ce corps, le décharger, le ramener en présence de A, le charger de nouveau en le touchant, l'éloigner encore et répéter indéfiniment, et dans le même ordre, la même série d'opérations. L'expérience n'est limitée que par l'effet de la déperdition éprouvée par A pendant la durée de l'expérience.

Les premiers physiciens qui ont étudié l'influence, ont cherché à reconnaître si l'électricité ainsi développée jouit de toutes les propriétés de l'électricité de frottement, en particulier si elle est susceptible de provoquer elle-même l'influence. Ils ont employé deux ou plusieurs cylindres analogues à BC et isolés (fig. 42). On met d'abord en place le corps A

Fig. 42.



et le second cylindre DE. Celui-ci doit être à une distance suffisante pour que l'influence de A soit peu sensible. On interpose le cylindre BC, et l'on voit aussitôt les pendules de D et de E diverger assez fortement par l'influence de BC. Un corps influencé est donc susceptible de produire lui-même l'influence sur un troisième corps à l'état neutre, et ainsi de suite.

INFLUENCE D'UN POINT ÉLECTRISÉ SUR UNE SPHÈRE. — Il ne nous suffit pas d'avoir interprété d'une manière générale l'expérience d'Æpinus : il faut nous rendre un compte exact de phénomènes, et c'est ce qui ne peut avoir lieu qu'en substituant des calculs précis aux raisonnements généraux, mais un peu vagues, auxquels nous avons dû avoir recours.

La disposition employée par Æpinus est sans doute parfaitement appropriée aux nécessités d'une démonstration expérimentale ; mais elle soulève des difficultés d'analyse que nous ne pouvons aborder. Nous étudierons par le calcul un cas beaucoup plus facile, celui de l'influence exercée par un point électrisé A sur une sphère C.

Nous avons déjà traité ce problème d'une manière synthétique (p. 121). Nous allons en donner une solution différente due à Sir W. Thomson, et analyser en détail toutes les particularités de la distribution électrique, suivant que la sphère est en communication avec le sol, ou bien isolée et à l'état neutre, ou enfin chargée d'une quantité quelconque d'électricité positive ou négative.

1. Considérons d'abord deux points électrisés A et B possédant respectivement des charges de signe contraire + et $-m'$, et supposons $m > m'$. La surface équipotentielle de potentiel zéro est déterminée par la condition

$$(1) \quad \frac{m}{r} = \frac{m'}{r'}$$

Nous avons démontré (p. 109) que c'est une sphère (fig. 4) dont le centre C, situé sur la ligne AB, est à des distances de A et de B ayant pour valeurs respectives

$$(2) \quad \overline{AC} = d = \frac{m^2 \overline{AB}}{m^2 - m'^2}, \quad \overline{BC} = d' = \frac{m'^2 \overline{AB}}{m^2 - m'^2},$$

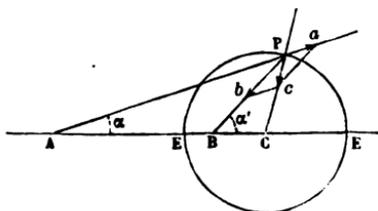
et dont le rayon R est

$$(3) \quad R = \frac{mm' \overline{AB}}{m^2 - m'^2} = \sqrt{\overline{AC} \cdot \overline{BC}} = \sqrt{dd'}.$$

Si l'on supprime le point B, et qu'on substitue à la surface équipotentielle de rayon R une sphère conductrice

communication avec le sol, celle-ci prendra (p. 109), sous l'influence du point A, une charge égale à $-m'$. Nous supposons donné la charge m du point A, la distance $AC = d$ du point A

Fig. 43.



au centre de la sphère et le rayon R de celle-ci. Nous nous proposons d'abord de déterminer la charge $-m'$ de la sphère.

Des équations (2) et (3) on tire

$$\frac{m'}{m} = \frac{R}{d}$$

ou

$$(1) \quad m' = m \frac{R}{d}$$

La charge $-m'$ varie proportionnellement à la masse électrique qui produit l'influence et en raison inverse de sa distance au centre de la sphère. Nous avons déjà constaté d'une manière générale que la charge développée par l'influence est d'autant plus grande que le corps influençant est plus rapproché.

Cherchons maintenant comment la charge $-m'$ est distribuée. Puisque la surface conductrice de la sphère est une surface de niveau, la force résultante en un point quelconque P, très voisin de cette surface, est dirigée normalement à celle-ci. Soit μ la densité électrique au point P; l'unité d'électricité positive placée en P est soumise à une force dont la valeur comptée vers l'extérieur est $4\pi\mu$; on a donc

$$(2) \quad \vec{Pc} = -4\pi\mu.$$

Mais, d'une part, la distribution portée par la sphère produit à l'extérieur le même effet qu'une charge égale concentrée au point B; elle exerce donc sur l'unité d'électricité une force attractive

$$(6) \quad \overline{Pb} = \frac{m'}{\overline{PB}^2}.$$

D'autre part, l'action du point A est répulsive et a pour valeur

$$(7) \quad \overline{Pa} = \frac{m}{\overline{PA}^2}.$$

Pc est la résultante de ces deux forces et, par suite, la droite bc est parallèle à AP et les deux angles APB , Pbc sont égaux. De plus, d'après l'équation (8), on a

$$(1) \quad \frac{m}{\overline{PA}} = \frac{m'}{\overline{PB}}$$

et enfin, d'après (6), (7) et (1),

$$\frac{\overline{Pa}}{\overline{Pb}} = \frac{\frac{m}{\overline{PA}}}{\frac{m'}{\overline{PB}}} = \frac{\overline{PB}}{\overline{PA}}.$$

Les deux triangles APB , Pbc , ayant un angle égal compris entre deux côtés proportionnels, sont semblables, d'où

$$(8) \quad \frac{\overline{Pc}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{Pa}}{\overline{PB}},$$

$$\overline{Pc} = \overline{AB} \frac{\overline{Pa}}{\overline{PB}} = (\overline{AC} - \overline{BC}) \frac{\overline{Pa}}{\overline{PB}}.$$

Il ne reste qu'à substituer, dans l'équation (8), les valeurs

$$\overline{Pc} = -4\pi\rho, \quad \overline{AC} = d, \quad \overline{BC} = \frac{R^2}{d}, \quad \overline{Pa} = \frac{m}{\overline{PA}^2}, \quad \overline{PB} = \frac{m'}{m} \overline{PA}$$

tirées des équations (5), (3), (7) et (1); on obtient

$$(9) \quad \mu = -\frac{1}{4\pi} \frac{d^2 - R^2}{R} \frac{m}{\overline{PA}^3}.$$

La densité électrique est partout de signe contraire à m ; elle varie en raison inverse du cube de la distance au point A.

2. Ainsi se trouve complètement traité le cas de l'influence exercée, sur une sphère en communication avec le sol, par un point électrisé extérieur. Pour passer au cas de l'influence d'un point sur une sphère isolée, on remarquera : 1° qu'une charge électrique quelconque est d'elle-même en équilibre sur une sphère quand sa densité est uniforme; que, de plus, l'influence subie par un conducteur isolé ne modifie pas la *quantité* de la charge qu'il possède, mais seulement la distribution qu'elle affecte; 2° que deux charges séparément en équilibre sur un conducteur sont encore en équilibre quand on les superpose l'une à l'autre.

Soient donc M la charge totale, $-m' = -\frac{mR}{d}$ celle qui serait maintenue sur la sphère par l'influence du point A, si la sphère était en communication avec le sol. La distribution réelle pourra être considérée comme la somme de la distribution $-m'$, dont la densité en chaque point est en raison inverse du cube de la distance au point A, et de la distribution $M + m'$, de densité uniforme.

Si l'on suppose notamment que la sphère est primitivement à l'état neutre, ce qui nous ramène au cas de l'expérience d'Épinus, la densité électrique en un point quelconque aura pour valeur

$$\mu = \frac{m}{4\pi R} \left(\frac{1}{d} - \frac{d^2 - R^2}{\overline{PA}^3} \right).$$

Au point E de la sphère le plus voisin de A, on a

$$\overline{PA} = d - R \quad \text{et} \quad \mu_E = \frac{m}{4\pi} \frac{R - 3d}{d(d - R)^2};$$

R étant plus petit que d , cette densité est négative. Au point E' , diamétralement opposé, on a

www.libtool.com.cn

$$\mu_{E'} = \frac{m}{4\pi} \frac{R + 3d}{d(d+R)^2};$$

la densité est positive. La ligne neutre est déterminée par la relation

$$\frac{1}{d} - \frac{d^2 - R^2}{PA^3} = 0,$$

$$\overline{PA} = \sqrt[3]{d(d^2 - R^2)}.$$

Cette équation représente un cercle dont le plan est perpendiculaire à la ligne BA , et qui divise la sphère en deux zones inégales. La surface de la zone négative est la plus faible; c'est ce que nous avons constaté dans l'expérience d'Épinus; elle tend vers zéro quand le point influençant se rapproche indéfiniment, et vers la moitié de la surface de la sphère quand ce point s'éloigne à l'infini.

Quand la charge M de la sphère est positive, la densité μ est ⁽¹⁾

$$(10) \quad \mu = \frac{1}{4\pi R} \left(\frac{M}{R} + \frac{m}{d} - m \frac{d^2 - R^2}{PA^3} \right).$$

Si l'on suppose M et m donnés et d variable, pour une valeur très grande de d , la densité sera positive en tous les points de la sphère; cette densité s'annulera au point E pour une valeur de d déterminée par l'équation

$$\frac{M}{R} + \frac{m}{d} - m \frac{d+R}{(d-R)^2} = 0,$$

qui n'admet qu'une seule racine positive entre R et $+\infty$. Enfin, pour des valeurs moindres que d , la densité μ sera négative, et il y aura une ligne neutre dont on obtiendra l'équation en égalant à zéro la quantité entre parenthèses dans l'équation (10).

(1) C'est la formule que nous avons obtenue ci-dessus, page 121, par la méthode de M. Robin.

Nous n'avons considéré jusqu'ici que l'influence exercée par un point extérieur. On peut suivre la même marche pour étudier l'influence exercée par un point intérieur à la sphère. Si l'on revient à la considération des deux points A et B possédant les charges $+m$ et $-m'$, et que l'on supprime le point A, l'effet produit sur les points intérieurs à la sphère C ne sera pas changé, à la condition de remplacer cette surface de niveau par une surface sphérique conductrice en relation avec le sol. Celle-ci prendra alors sur sa face interne une charge égale à $+m'$, et l'action exercée à l'extérieur, par l'ensemble du point B et de la distribution portée par la sphère, sera nulle. Cette distribution possède, en chaque point, une densité égale et contraire à celle qui serait produite par l'influence de la charge m placée en A; par suite, sa densité μ est donnée par l'équation (9), mais on peut en obtenir une expression, en fonction de la distance $BC = d'$, à l'aide des mêmes relations qui ont servi à établir l'équation (9); on trouve ainsi

$$(11) \quad \mu = \frac{1}{4\pi} \frac{R^2 - d'^2}{R^3} \frac{m'}{PB^2}.$$

Nous avons supposé le point B chargé négativement. S'il est chargé positivement, il suffit de changer le signe de μ .

L'influence d'un point électrisé sur un plan conducteur indéfini se déduit sans peine des formules précédentes. Soit $e = d - R$ la distance du point A à la surface de la sphère (fig. 43), et supposons que, e demeurant fini, R croisse indéfiniment, c'est-à-dire que la sphère se confonde avec son plan tangent en E; les formules (9) et (10) se réduisent à

$$(12) \quad \mu = - \frac{me}{2\pi PA^3};$$

l'influence s'exerce toujours en raison inverse du cube de la distance.

FORCE EXERCÉE ENTRE UN POINT ÉLECTRISÉ ET UNE SPHÈRE CONDUCTRICE. — 1. Point extérieur. — Pour calculer la force exercée entre le point A extérieur, portant la charge m , et la sphère

conductrice C, portant la charge + M, on peut substituer à cette sphère deux points électrisés, l'un C coïncidant avec son centre et dont la charge est $M + m \frac{R}{d}$, l'autre B, placé à la distance $\frac{R^2}{d}$ en avant du centre et dont la charge est $- m \frac{R}{d}$.

On a donc pour valeur de la force répulsive F

$$(13) \quad \left\{ \begin{aligned} F &= \frac{mM}{d^2} + m^2 \frac{R}{d^3} - \frac{m^2 R d}{(d^2 - R^2)^2} \\ &= \frac{mM}{d^2} \left[1 - \frac{R^2}{d^2} \frac{2 - \frac{R^2}{d^2}}{\left(1 - \frac{R^2}{d^2}\right)^2} \frac{m}{M} \right]. \end{aligned} \right.$$

Si l'on suppose d très grand par rapport à R , on a, en négligeant une quantité du troisième ordre seulement,

$$F = \frac{mM}{d^2},$$

c'est-à-dire qu'on peut, pour le calcul de la force, remplacer la sphère conductrice par un seul point électrisé coïncidant avec son centre et portant la charge M (1).

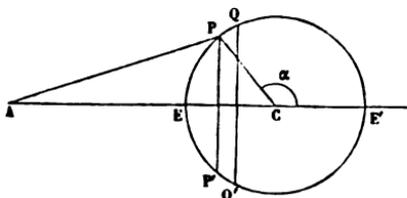
On serait d'ailleurs très mal fondé si, remarquant que cette substitution revient à négliger la variation de distribution produite par l'influence du point A, on considérait l'influence comme étrangère à la production de la force F. Nous savons en effet, d'une part que la force exercée sur un conducteur électrisé est la résultante des pressions électrostatiques à sa surface (p. 99), et d'autre part que la résultante des pressions électrostatiques sur une sphère portant une distribution électrique uniforme est rigoureusement nulle (p. 99). *Ce n'est donc que par suite de l'influence, c'est-à-dire, grâce à une distribution électrique non uniforme, que la force F peut s'exercer.*

Le paradoxe apparent que nous venons de signaler se résout aisément en calculant la résultante des pressions électrostatiques. Nous décomposerons la sphère C en zones élémentaires

(1) C'est ce que nous avons admis dans l'étude des attractions électriques par la méthode de Coulomb (p. 52).

PQP'Q' par des plans perpendiculaires à BC (fig. 44) et nous prendrons pour variable indépendante l'angle $\alpha = PCE'$. En

Fig. 44.



désignant par dS la surface de l'une quelconque de ces zones, la force F a pour expression

$$F = \int_0^\pi 2\pi\mu^2 dS \cos \alpha.$$

On a d'ailleurs

$$(14) \quad dS = 2\pi R^2 \sin \alpha d\alpha.$$

$$(15) \quad PA = (d^2 + R^2 + 2dR \cos \alpha)^{\frac{1}{2}}.$$

$$(16) \quad \mu = \frac{1}{4\pi R} \left[\frac{M}{R} + \frac{m}{d} - m \frac{d^2 - R^2}{(d^2 + R^2 + 2dR \cos \alpha)^{\frac{3}{2}}} \right].$$

Remplaçant, dans la valeur de F , dS et μ par leurs expressions (14) et (16), il vient

$$(17) \quad \left. \begin{aligned} F = \frac{1}{4} & \left[\left(\frac{M}{R} + \frac{m}{d} \right)^2 \int_0^\pi \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \right. \\ & - 2m \left(\frac{M}{R} + \frac{m}{d} \right) (d^2 - R^2) \int_0^\pi \frac{\cos \alpha \sin \alpha d\alpha}{(d^2 + R^2 + 2dR \cos \alpha)^{\frac{3}{2}}} \\ & \left. + m^2 (d^2 - R^2)^2 \int_0^\pi \frac{\cos \alpha \sin \alpha d\alpha}{(d^2 + R^2 + 2dR \cos \alpha)^{\frac{3}{2}}} \right] \end{aligned} \right\}$$

La première intégrale, relative à une distribution uniforme,

est nulle; les deux autres ont respectivement pour valeurs, quand on suppose $d > R$,

$$(18) \quad \left\{ \begin{aligned} \int_0^\pi \frac{\cos \alpha \sin \alpha d\alpha}{(d^2 + R^2 + 2dR \cos \alpha)^{\frac{3}{2}}} &= \frac{-2R}{d^2(d^2 - R^2)}, \\ \int_0^\pi \frac{\cos \alpha \sin \alpha d\alpha}{(d^2 + R^2 + 2dR \cos \alpha)^3} &= \frac{-4dR}{(d^2 - R^2)^4}. \end{aligned} \right.$$

En substituant ces expressions dans (17), on retombe sur la valeur (12) de F , ci-dessus calculée.

Il y a lieu de remarquer que le premier terme de l'expression (17) est identiquement nul quel que soit d . Mais des deux autres termes, provenant l'un et l'autre de l'influence, le dernier seul tend vers zéro avec $\frac{R}{d}$; l'autre tend vers la valeur finie $\frac{Mm}{d^2}$, qui est la valeur limite de F .

Pour des distances d comparables à R , il y a trois cas à examiner :

1° Si la sphère C est à l'état neutre ($M = 0$),

$$(19) \quad F = -\frac{m^2 R^3}{d^2 d^3} \left(\frac{1 - \frac{R^2}{d^2}}{1 - \frac{R^2}{d^2}} \right)^{\frac{3}{2}};$$

F est négatif, la force est toujours attractive; elle croit de plus en plus à mesure que d diminue. Pour $d = R$, c'est-à-dire au contact, l'expression de F devient illusoire, ce qui tient à l'hypothèse inadmissible d'une charge m finie portée par un corps A de dimensions infiniment petites.

2° Si la charge M de C est négative, F est encore négatif, c'est-à-dire que la force est attractive pour toutes les valeurs de d .

3° Si M est positif, F est la somme de deux termes de signe contraire; pour une valeur de d suffisamment grande, F est positif, la force est répulsive; au contact ($d = R$), elle est attractive. Il y a donc pour la sphère une position d'équilibre :

celle-ci correspond à une racine plus grande que R , de l'équation

$$R^3(2d^2 - R^2)m = d(d^2 - R^2)^2M$$

2. *Point intérieur.* — Si un conducteur sphérique infiniment mince portant la charge $+M$ est soumis à l'influence du point B intérieur (*fig. 43*), dont la charge est $-m'$, nous savons que le conducteur possède : 1° sur sa surface extérieure une distribution uniforme comprenant une quantité $M - m'$, laquelle est sans action sur tout point intérieur.

2° Sur sa surface interne une distribution dont la quantité totale est $+m'$, dont la densité μ est donnée par la formule (19) et qui agit comme une charge $\frac{m'R}{d'}$, placée à l'extérieur de la sphère, à la distance $\frac{R^2}{d'}$ du centre.

La force F exercée se réduit donc à

$$(20) \quad F = -\frac{m'^2R}{d'} \frac{d'^2}{(R^2 - d'^2)^2} = \frac{-m'^2Rd'}{(R^2 - d'^2)^2}.$$

Le côté E de la sphère le plus voisin du point B est attiré par ce point. Pour $d' = 0$, c'est-à-dire quand le point B est au centre, la force est nulle; pour $R = d'$, c'est-à-dire au contact, la formule devient illusoire, comme dans le cas d'un point extérieur.

La considération des pressions électrostatiques conduit immédiatement au même résultat.

3. *Plan indéfini.* — Dans le cas d'un plan indéfini, les formules (13) et (20) se confondent et donnent simplement

$$(21) \quad F = -\frac{m^2}{4e^2}.$$

On pourrait supposer que le plan conducteur porte, au lieu d'une charge finie M , une densité électrique μ_1 uniforme sur ses deux faces. La densité résultante sur la face interne est alors

$$\mu = \mu_1 - \frac{m'e}{2\pi PA};$$

la densité sur la face externe se réduit à μ_1 . Le calcul de la force exercée, fondé sur la considération des pressions électrostatiques, donne

$$(21') \quad F = 4\pi\mu_1 m - \frac{m^2}{4e^2}.$$

La portion $4\pi\mu_1 m$ de la force due à la charge du plan est indépendante de la distance e du point au plan.

IMAGES ÉLECTRIQUES. — Deux points A et B tels que leurs distances d, d' au centre d'une sphère de rayon R satisfont à la relation

$$(22) \quad dd' = R^2$$

sont dits *conjugués par rapport à la sphère*. Sir W. Thomson⁽¹⁾ appelle le point B l'*image électrique* du point A, et inversement.

La considération des images électriques permet de transformer un certain nombre de problèmes d'électricité; un corps électrisé quelconque extérieur à une sphère peut, en effet, être remplacé, au point de vue de l'influence, par un autre, intérieur à la sphère, et qui sera l'image du premier. Sir W. Thomson a fait les applications les plus élégantes de cette méthode; nous signalerons en particulier celle qu'il a faite relativement à la distribution de l'électricité sur deux sphères orthogonales.

Soient O et O' les deux sphères (*fig. 45*), R, R' leurs rayons, PC = h le rayon du cercle d'intersection. Plaçons en O et O' des quantités d'électricité positive R et R', en C une quantité d'électricité négative égale à $-h$. On voit immédiatement que C est à la fois l'image électrique du point O' par rapport à la sphère O et du point O par rapport à la sphère O'.

Cela posé, il est aisé de voir que le système des deux sphères est une surface équipotentielle du système des trois points. Elle correspond au potentiel 1. Considérons en effet un point

(1) W. THOMSON, *Reprint of papers on Electricity and Magnetism (Geometrical investigations with reference to the distribution of electricity on spherical conductors)*, p. 52 et suiv. London, 1872.

quelconque M sur la sphère O : le potentiel résultant des points O' et C est nul ; il reste le potentiel de la charge R placé en O qui est égal à 1. De même, en un point N de O' le potentiel de

Fig. 45.

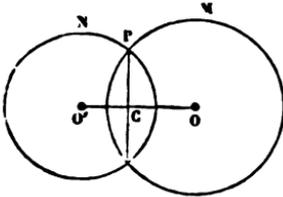
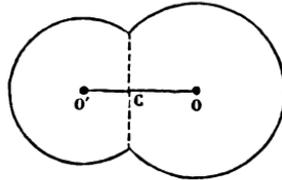


Fig. 46.



O et de C est nul, et le potentiel de la charge R' en O' est égal à 1. Le potentiel en tous les points de la double surface est donc égal à 1.

Soit donc un conducteur (fig. 46) limité par la surface qui a pour méridienne NPM . La densité μ de l'électricité en équilibre en M sera égale à la somme des densités correspondant au système $O'C$ et à O' . La première a été déterminée ci-dessus formule (9), page 141, et grâce à la position particulière de O' se réduit à

$$\mu_1 = -\frac{1}{4\pi} \frac{R^2}{O'M^3}.$$

La seconde a pour valeur

$$\mu_2 = +\frac{1}{4\pi R};$$

on a donc

$$\mu = \frac{1}{4\pi R} \left(1 - \frac{R^2}{OM^3} \right).$$

De même en N on aurait

$$\mu' = \frac{1}{4\pi R'} \left(1 - \frac{R'^2}{O'N^3} \right).$$

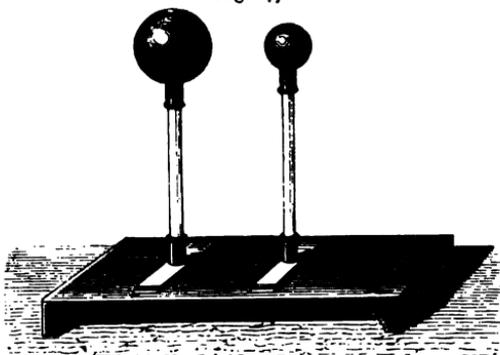
C'est encore par une application de la méthode des images électriques que Sir W. Thomson a résolu le problème de la distribution de l'électricité sur une calotte sphérique (voir p. 127) et enfin la question beaucoup plus difficile de l'in-

fluence réciproque entre deux sphères, qui n'avait été traitée par Poisson (1) qu'à l'aide d'une analyse extrêmement laborieuse.

INFLUENCE RÉCIPROQUE DE DEUX SPHÈRES ÉLECTRISÉES. — Coulomb avait compris toute l'importance de l'étude expérimentale de l'influence entre corps électrisés et s'était précisément arrêté au cas des conducteurs sphériques; il se trouve ainsi que l'on peut comparer les résultats de ses expériences à ceux des calculs de Poisson et de Sir W. Thomson, et vérifier une fois de plus l'exactitude des principes qui servent de base à la théorie de l'électricité. Nous allons d'ailleurs retrouver dans les résultats des expériences de Coulomb les conditions générales que nous a révélées l'étude approfondie de l'influence d'un point électrisé sur une sphère.

Coulomb plaçait les conducteurs sphériques à étudier sur un appareil représenté (*fig. 47*), qui permet d'écartier, en le

Fig. 47.



faisant glisser sur une rainure, le pied de l'isoloir qui supporte l'une des sphères; on mesurait les distances sur une

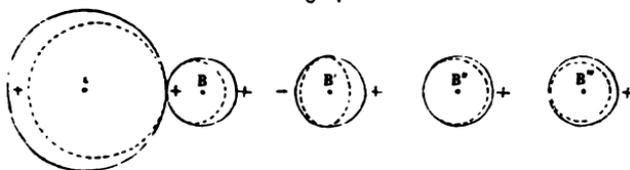
(1) POISSON, *Mémoires de l'Institut*, 1811, p. 1 et 163. L'équation de Poisson a été résolue par M. Cayley d'une manière simple (voir *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VII, p. 202; 1878).

Riemann, à son tour, a développé une méthode mixte, dans laquelle l'analyse de Poisson se trouve extrêmement simplifiée par la considération des images électriques (RIEMANN, *Schwere, Electricität und Magnetismus*; bearbeitet von Hattendorff, p. 189 et suiv.; Hannover, 1876).

règle graduée, et l'on constatait la nature de l'électricité répandue sur les sphères en touchant leurs différents points avec un plan d'épreuve que l'on présentait ensuite à un électroscope chargé.

Le premier et le plus simple des cas examinés par Coulomb est celui où les deux sphères, de dimensions inégales, sont d'abord mises au contact et chargées en commun (*fig. 48*). On sait déjà qu'à ce moment il n'y a pas d'électricité libre aux points qui se touchent (¹). On éloigne ensuite la petite sphère B, et alors, on voit de l'électricité négative apparaître en B' sur la partie qui regarde A, tandis que la densité électrique positive augmente au point opposé. La distance continuant à

Fig. 48.



augmenter, la petite sphère arrive à une position déterminée B' où elle n'a plus que de l'électricité positive : la densité électrique est nulle au point le plus voisin de A, comme au moment où le contact avait lieu. Quand, enfin, elle est en B' et au delà, elle est chargée positivement en tous ses points.

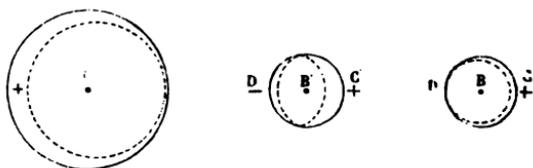
Coulomb a mesuré la distance de A à B', et il a vu qu'elle diminuait jusqu'à devenir nulle quand la sphère B augmentait jusqu'à devenir égale à A : les mesures qu'il a obtenues pourront servir d'épreuves à la théorie mathématique.

Dans le deuxième cas, les deux sphères ont reçu séparément, sans être mises au contact, des quantités quelconques d'électricité de même nom ; dès lors, l'une d'elles en possède moins qu'elle n'en prendrait si on les faisait toucher : supposons que ce soit B. Il y a toujours une position B (*fig. 49*)

(¹) Dans cette figure, ainsi que dans les quatre suivantes, on a représenté aux yeux les densités électriques, positives ou négatives, par une couche plus ou moins épaisse comprise entre la surface de conducteur (marquée en traits pleins) et une surface intérieure (en pointillé).

pour laquelle la densité électrique est nulle au point D le plus distant de A. Quand la distance diminue jusqu'en B', de l'électricité négative apparaît en D' et la densité électrique positive en C' augmente.

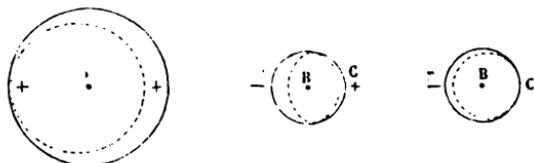
Fig. 49.



Cet effet devient de plus en plus marqué à mesure que les sphères se rapprochent. Enfin, au contact, l'électricité négative libre en D' s'unit à une quantité égale d'électricité positive recouvrant la sphère A dans les régions voisines du point de contact; il n'y a plus alors sur les deux sphères que de l'électricité positive dont la quantité totale est égale à la somme des charges primitivement communiquées aux deux sphères. Si l'on vient alors à les séparer, on est ramené au cas précédent.

Il y a enfin à examiner le troisième cas où les deux sphères seraient chargées d'électricités contraires en quantité quelconque. Nous supposons la charge positive de A plus grande que la charge négative de B; à mesure qu'on rapproche les deux sphères, les électricités opposées s'accumulent sur les faces en regard, et il y a une position B (fig. 50) pour laquelle

Fig. 50.



la densité électrique en C est nulle. En rapprochant la sphère B, de l'électricité positive apparaîtra en C'; enfin, au contact, la totalité de l'électricité négative de B' se réunira avec une quantité égale d'électricité positive empruntée à la sphère A,

et les deux sphères resteront chargées positivement. La somme de leurs charges sera égale à la somme algébrique des charges initiales.

Coulomb s'est contenté de constater ces faits généraux, tous en parfait accord avec la théorie, sans tenter de mesures numériques.

EXPLICATION DE L'ATTRACTION DES CORPS LÉGERS CONDUCTEURS. —

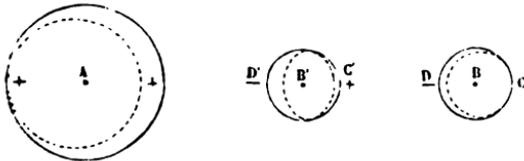
Le premier phénomène électrique que nous avons étudié est l'attraction des corps légers ; nous l'avons accepté comme un fait et nous n'en avons fourni d'abord aucune explication. En étudiant dans ce Chapitre l'influence d'un point électrisé sur une sphère et la force développée, nous avons constaté que, quand la charge de la sphère est nulle, cette sphère est cependant attirée par le point électrisé. L'attraction résulte de la distribution électrique produite sur la sphère par l'influence du point électrisé.

La même explication convient au cas général de l'attraction des corps légers conducteurs, et une étude attentive permet d'y retrouver toutes les conditions que nous a révélées le cas particulier du point et de la sphère.

Nous disposerons le corps léger sous la forme d'un pendule électrique et nous distinguerons trois cas : le premier, où il est chargé d'électricité contraire à celle de l'inducteur ; le deuxième, où il possède la même électricité ; le troisième, où il est à l'état naturel.

Le corps fixe étant en A (fig. 51) et positif, le pendule

Fig. 51.

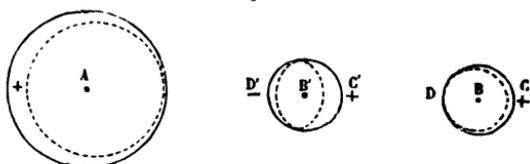


étant en B et négatif, les électricités de nom contraire s'accumuleront sur les faces qui se regardent. Le pendule est attiré ; à mesure qu'il se rapproche, la distribution change, l'accumulation des électricités contraires s'accroît sur les parties les

plus voisines, et l'attraction augmente rapidement jusqu'au contact. Alors le pendule B ne conserve qu'une charge positive et il est repoussé.

Représentons toujours par A et B (fig. 52) le corps induc-

Fig. 52.



teur et le pendule, mais supposons-les cette fois chargés de la même électricité : leurs charges se repousseront tout d'abord et s'accumuleront sur les surfaces les plus éloignées des deux conducteurs. Abandonné à lui-même, le pendule serait repoussé, mais si l'on force le pendule à se rapprocher jusqu'en B', de l'électricité négative apparaîtra en D', et l'on ne peut plus prévoir sans calcul le sens de la force exercée à une distance donnée. L'électricité positive repoussée est en plus grande abondance que l'électricité négative attirée ; mais, d'un autre côté, les masses négatives sont les plus proches, et il y aura une position pour laquelle, attraction et répulsion devenant égales, le pendule sera en équilibre. A partir de là, si le rapprochement continue, la répulsion se change en attraction.

L'expérience confirme entièrement cette conséquence importante ; car, si nous touchons un pendule conducteur isolé avec un bâton de verre électrisé, il est d'abord repoussé : en approchant lentement le bâton, nous voyons d'abord le pendule se relever de plus en plus, mais sa distance au bâton diminue et bientôt il se précipite sur le verre, après quoi la répulsion recommence plus vive qu'auparavant. On conçoit que, si cette inversion dans l'effet observé avait été décrite au commencement, elle aurait pu nous laisser des doutes sur les lois de répulsion que nous avons admises, tandis que maintenant elle les confirme.

Il nous reste à examiner le cas où le pendule est à l'état naturel. L'influence du corps inducteur appelle alors sur les

deux faces du pendule des quantités égales d'électricité de nom contraire; toutes deux sont en égale quantité, mais la plus rapprochée, qui est de signe contraire à celle de l'inducteur, étant plus attirée que l'autre, entraînera le pendule. Il sera attiré quelle que soit la distance.

INFLUENCE SUR UN CORPS PRÉSENTANT DES CAVITÉS INTÉRIEURES. — ÉCRANS ÉLECTRIQUES. — 1. Soit un conducteur fermé en relation avec le sol et présentant à son intérieur une ou plusieurs cavités. La surface interne de l'une quelconque d'entre elles est au potentiel zéro comme le conducteur lui-même, et la force électrique qui s'exerce en tout point de la masse conductrice est nulle. Il en résulte que, s'il y a des masses électriques dans l'une des cavités, leur action en un point du conducteur est exactement contre-balancée par la distribution électrique appelée par influence sur la surface de la cavité.

Nous avons démontré précédemment (p. 102) que cette distribution a une quantité M_1 égale et un signe contraire à la somme algébrique M des masses contenues dans la cavité.

Passons maintenant au cas d'un conducteur isolé. Un raisonnement analogue au précédent établit que la paroi interne de chaque cavité doit porter une distribution dont la quantité $-M$ est égale et contraire à la somme des masses électriques intérieures. On sait d'ailleurs que l'influence ne modifie pas la charge d'un conducteur isolé : si celui que nous considérons possédait primitivement une charge N en équilibre sur sa face externe, il doit conserver une charge totale N , et, comme l'ensemble des surfaces des cavités porte la charge $\Sigma(-M)$, la charge en équilibre sur la surface externe est

$$N + \Sigma M.$$

Si l'influence exercée sur le conducteur, isolé ou non, est produite par des masses électriques extérieures, l'électricité se distribue sur sa surface externe, de telle sorte que la force exercée en tout point intérieur soit nulle : elle est donc nulle aussi à l'intérieur des cavités que le corps peut présenter. Cette propriété a été vérifiée directement par Faraday. Il s'enferme à l'intérieur d'une grande cage métallique isolée, en

communication avec le conducteur d'une machine électrique en activité, et put y réaliser les expériences d'électricité les plus délicates avec la même facilité que dans son laboratoire ordinaire.

On utilise souvent la propriété que nous venons d'étudier pour protéger contre l'influence des corps électrisés extérieurs les appareils délicats tels qu'électromètres, etc. Il suffit de les entourer d'une feuille d'étain, qu'on jette dessus n'importe comment, pourvu qu'elle les environne de toutes parts. Cette enveloppe métallique s'appelle un *écran électrique*.

APPLICATIONS DIVERSES. — Soit un conducteur creux A, presque fermé, comme, par exemple, la sphère de Biot (p. 79). Un tel conducteur ne jouit pas rigoureusement, mais il jouit physiquement des propriétés d'un conducteur présentant une cavité intérieure : nous savons (p. 79 et 128) que l'électricité qu'on lui communique se porte, à très peu près, entièrement sur sa surface extérieure; et, s'il y a des masses électriques dans son intérieur, elles appellent sur la surface qui les enveloppe une quantité égale d'électricité contraire, qui neutralise leur effet au dehors.

Supposons que la capacité électrique du corps A soit connue et qu'on ait le moyen de mesurer son potentiel et, par suite, sa charge *libre*. On pourra déterminer la charge que possède un corps P quelconque, conducteur ou non, susceptible d'être introduit dans son intérieur. Nous supposerons A isolé et à l'état neutre. Le corps P appellera par influence sur la cavité intérieure de A une charge égale et de signe contraire à la sienne, tandis qu'une quantité égale et de même signe se distribuera à la surface externe et produira un potentiel qu'on pourra mesurer.

Quand le corps P est conducteur, on peut aussi l'amener en contact avec la surface interne de A; la charge qui s'y trouve appelée par influence neutralise la charge de P, et il ne reste sur A que la charge égale à celle de P, qui était distribuée librement à la surface extérieure. Dans le langage ordinaire, on résume ce phénomène complexe en disant que l'électricité de P s'est portée à la surface extérieure de A.

On peut profiter de la même propriété pour ajouter algè-

briquement les charges électriques de corps quelconques. On les plonge simultanément dans l'intérieur de A, et alors une quantité d'électricité égale à la somme algébrique de leurs charges apparaît à la surface extérieure de ce corps; en particulier, si cette somme est nulle, la surface de A demeurera à l'état neutre. Ce dernier cas se présentera, par exemple, avec deux corps isolés que l'on a frottés l'un contre l'autre pour les électriser (1).

On peut donner au corps A la forme d'un cylindre très allongé, ouvert aux deux bouts. Physiquement, ce cylindre peut être considéré comme un conducteur fermé, dès que sa longueur dépasse quatre ou cinq fois son diamètre. Nous utiliserons ultérieurement cette curieuse propriété.

(1) C'est même la manière la plus exacte de montrer que les deux électricités contraires se produisent en quantités équivalentes; il n'est pas nécessaire de faire de mesure, il suffit de constater, à l'aide d'un électroscope sensible, que la surface extérieure de A est et demeure à l'état neutre.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE VII.

CAPACITÉS ÉLECTRIQUES.

Sources constantes d'électricité. — Potentiel du sol. — Définition expérimentale du potentiel à l'intérieur d'un conducteur. — Capacités électriques. — Partage des charges électriques entre des conducteurs en communication lointaine. — Mesure des capacités et des potentiels. — Analogie du potentiel et de la température, des capacités électriques et calorifiques. — Coefficients d'induction.

SOURCES CONSTANTES D'ÉLECTRICITÉ. — Nous savons que l'électricité peut être développée à la suite d'actions mécaniques, telles que le frottement ; nous verrons plus tard qu'elle peut aussi apparaître sous l'influence de la chaleur, ou encore des actions chimiques qui se produisent dans les bœaux de piles. Les deux électricités prennent toujours naissance en quantités égales, conformément au principe de la conservation de l'électricité (p. 58), sur deux corps qu'on appelle les deux pôles de la source ; et si la cause qui entretient la production d'électricité est permanente, comme dans une machine électrique en mouvement ou dans une pile, l'électricité se reproduit à mesure qu'on lui fournit un écoulement, et l'équilibre n'est atteint que lorsque chaque pôle de la source a été ramené à un état d'électrisation constant.

On pourrait le démontrer en touchant, avec une petite sphère d'épreuve, un point déterminé d'un conducteur en relation avec l'un des pôles d'une pile puissante isolée. On reconnaîtrait, à l'aide de la balance de Coulomb, que, pour un état atmosphérique invariable et des communications bien établies, la petite sphère reçoit toujours la même charge quelles que soient les pertes d'électricité que la pile ait subies dans l'intervalle des mesures en chargeant des conducteurs, produisant des courants, etc.

de toucher directement un point d'une source électrique la sphère d'épreuve, il est préférable de mettre en communication lointaine avec l'un des pôles de la source un fil assez délié pour n'avoir par lui-même qu'une influence négligeable sur la distribution électrique en équilibre avec la source. Dans ces conditions, on observe que la charge de la sphère la même en quelque point du pôle considéré que dans le cas du contact direct de la sphère d'épreuve.

Si la sphère et le pôle de la source, réunis par le fil, sont traités comme un conducteur unique en équilibre électrique, sur lequel le potentiel doit être constant, on voit que le potentiel du pôle de la source est égal à celui de la sphère et qu'il suffit de déterminer celui-ci pour connaître

l'intensité de la source nous apprendra que toute source électrique peut être caractérisée par une valeur particulière de la différence de potentiel maximum qui peut s'établir entre ses deux pôles : les piles électriques communes sont des sources à différence de potentiel très élevée ; les piles, des sources à différence de potentiel très faible.

POTENTIEL DU SOL. — Quand on veut évaluer la différence de potentiel caractéristique d'une source, et plus généralement mesurer une mesure électrique quelconque, on fait généralement usage de communications avec le sol. On prend pour l'origine des potentiels le *potentiel du sol*, qu'on fait généralement égal à zéro. Cette pratique et cette convention ont besoin d'être justifiées et expliquées.

On sait que nous savons rien, en général, de l'état d'électrification du sol. Le sol est donc celui-ci comprend parfois dans une faible étendue des corps de la nature la plus différente, que ceux-ci fonctionnent normalement ou par accident, fonctionnent les uns comme les autres comme des sources d'électricité et se trouvent à des potentiels plus ou moins différents, il est indispensable que la communication avec le sol soit établie de la même manière pour tous les corps que l'on veut comparer. On convient d'ordinaire de la réaliser à l'aide de fils métalliques que l'on rattache aux tuyaux d'eau et de gaz ou

à la charpente métallique des édifices. Ces conducteurs ayant une surface énorme, leur potentiel ne peut être modifié d'une manière appréciable par des causes locales et accidentelles, lorsque celles-ci mettent en jeu de faibles quantités d'électricité. En particulier, ce potentiel ne peut varier sensiblement par la décharge de nos appareils électriques de laboratoire.

D'ailleurs, les murs d'un laboratoire peuvent presque toujours être assimilés à un vaste conducteur creux. Quand on fait une expérience dans une salle close et qu'on établit la communication d'un conducteur avec ses parois, si ce conducteur n'est soumis à l'influence d'aucun autre conducteur isolé, d'aucune masse électrique libre à l'intérieur de la salle, *il se trouvera complètement déchargé*. Les surfaces extérieures des murs pourront d'ailleurs être revêtues de couches électriques de densité considérable, par exemple au cours d'un orage. Le potentiel correspondant, positif ou négatif, partagé par tous les conducteurs non isolés du laboratoire, pourra être fort élevé. Cependant l'expérimentateur, dans cette sorte de cage de Faraday, peut faire abstraction de ce potentiel. Il réalisera les expériences d'électricité les plus délicates dans les mêmes conditions et avec les mêmes résultats que si les parois extérieures des murs étaient à l'état neutre.

Ainsi se trouve justifié *a posteriori* l'usage que nous avons fait jusqu'ici des communications avec le sol.

DÉFINITION EXPÉRIMENTALE DU POTENTIEL A L'INTÉRIEUR D'UN CONDUCTEUR. — Le potentiel d'une sphère conductrice de rayon R portant une charge M est

$$(1) \quad V = \frac{M}{R}.$$

Pour $R = 1$, le potentiel est numériquement égal à la charge.

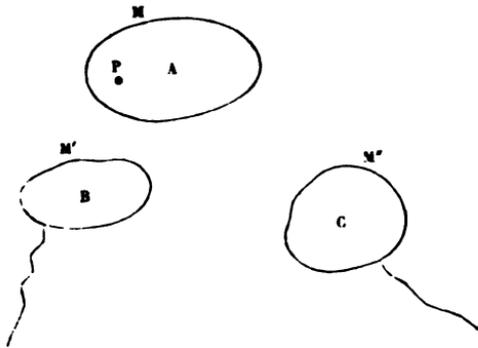
Ainsi le potentiel de l'un des pôles d'une source électrique constante a pour mesure la charge qu'elle donne à une sphère de rayon 1 que l'on met en communication lointaine avec ce pôle par un fil conducteur de masse négligeable. La condition de communication lointaine et celle qui se rapporte au fil conducteur sont indispensables pour qu'on puisse négliger les

masses électriques portées par la source et par le fil dans l'évaluation du potentiel de la sphère.

De même, le potentiel d'un conducteur électrisé est mesuré par la charge qu'il faut donner à une sphère de rayon r pour que, mise en communication lointaine avec le conducteur, la sphère ne lui fournisse pas d'électricité et n'en reçoive pas de lui.

CAPACITÉ ÉLECTRIQUE ('). — Quand un conducteur A isolé est extrêmement éloigné de tout autre corps électrisé, ou qu'il n'y a dans le voisinage que des conducteurs B, C, ... en communication avec le sol (fig. 53), il y a un rapport constant entre la charge M que possède ce conducteur A et son potentiel V, à la condition expresse que tous les conducteurs considérés conservent une situation relative invariable.

Fig. 53.



Soient en effet μ , μ' , ... les densités électriques sur les divers corps du système. La charge de A a pour valeur

$$M = \int \mu dS.$$

Le potentiel V en un point P intérieur à A est

$$V = \int \frac{\mu dS}{r} + \int \frac{\mu' dS'}{r'} + \int \frac{\mu'' dS''}{r''} + \dots,$$

(') La notion de capacité électrique est due à Volta (*Journal de Physique* de l'abbé de Rozier, avril 1779).

J. et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique*. — (4^e éd., 1890.)

r, r', r'', \dots représentant les distances d'un point q des surfaces A, B, C au point P.

L'équilibre étant établi, on peut multiplier par facteur arbitraire p les densités μ, μ', μ'', \dots , l'équilibre sera. La nouvelle distribution électrique n'est en fait que la réunion de p distributions identiques qui seraient en équilibre et qu'on a, par suite, le droit de supposer.

Or dans cette opération la charge M devient pM , le potentiel V se transforme en pV . Le rapport du potentiel à la charge n'est donc pas altéré. On peut donc écrire

$$(2) \quad M = CV.$$

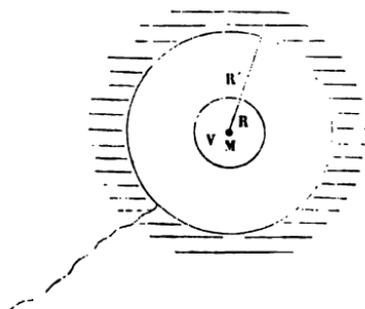
La constante C dépend de la forme de tous les conducteurs du système et de leurs positions relatives. On l'appelle la *capacité du conducteur A* dans les circonstances données. *C'est la charge que prend le corps quand on le porte au potentiel 1.*

Soit, par exemple, une sphère isolée très éloignée de tout autre conducteur. On a

$$V = \frac{M}{R}, \quad M = RV.$$

La capacité d'une sphère isolée est donc égale à son rayon. Considérons en second lieu le système formé par un

Fig. 54.



de rayon R , isolée, au potentiel V , et un conducteur en communication avec le sol dont la cavité est une s

on R' concentrique à la sphère R (*fig.* 54). Nous avons vu (103) que les parois internes de la cavité portent une charge égale et opposée à la somme des masses électriques intérieures, c'est-à-dire à la charge M de la sphère R . Le potentiel V , évalué au centre de R , se compose de deux termes pris respectivement par les charges de R et de R' , et l'on a

$$V = \frac{M}{R} - \frac{M}{R'}, \quad M = \frac{RR'}{R' - R} V.$$

La capacité de la sphère R a pour valeur

$$C = \frac{RR'}{R' - R};$$

elle est supérieure à la capacité d'une sphère égale isolée et égale à celle de tout conducteur dans le rapport $\frac{R'}{R' - R}$.

Quand un conducteur a la forme d'une surface équipotentielle connue, il est facile de déterminer sa capacité électrique.

Soit, par exemple, l'une des surfaces équipotentielles correspondant au système de deux points électrisés m, m' de signes contraires (*Pl. I, fig.* 4) et entourant à la fois les deux points. Une charge

$$M = m + m'$$

se répartit en équilibre sur un conducteur de cette forme et de ces dimensions, si la charge M avait partout la densité

$$\mu = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n}.$$

Le potentiel V ainsi produit serait celui qui caractérise la surface équipotentielle considérée. On calculerait donc la capacité en appliquant la formule

$$C = \frac{M}{V},$$

car les deux termes se trouvent connus.

Par exemple, pour $m = m'$ et pour la surface en forme de α , on aura, en posant $AB = 2a$,

$$V = \frac{2m}{a}, \quad M = 2m,$$

$$C = \frac{M}{V} = a;$$

la capacité de la surface considérée est égale à celle d'une sphère de rayon a (fig. 55).

Soit de même un ellipsoïde de révolution ayant pour foyers A et B. Nous avons vu qu'un tel ellipsoïde est une surface équipotentielle correspondant à une électrisation uniforme de

Fig. 55.

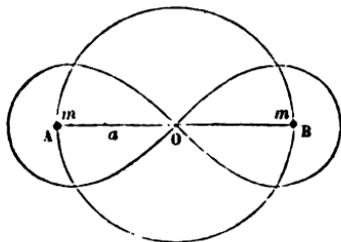
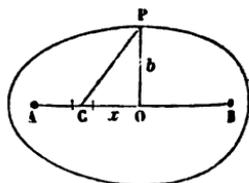


Fig. 56.



la droite AB. Soient μ la charge de AB par unité de longueur, $2a$ la distance AB, $2b$ le deuxième axe de l'ellipse méridienne. La charge

$$M = 2a\mu,$$

convenablement distribuée sur l'ellipsoïde, y produit le potentiel qui serait développé en un quelconque de ses points par la droite électrisée elle-même. Ce potentiel, évalué en P (fig. 56), a pour valeur

$$V = 2\mu \int_0^a \frac{da}{\sqrt{b^2 + a^2}} = 2\mu \log \frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{b},$$

et, par suite, la capacité est

$$C = \frac{M}{V} = \frac{a}{\log \frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{b}}.$$

manière générale, la capacité C , quotient de deux charges représentant l'une une charge, l'autre un potentiel, se mesure par une longueur ou par une expression du degré de variation de la longueur. La valeur numérique d'une capacité dépend du choix de l'unité d'électricité, et, par suite, de la longueur, du temps et de la masse dont celle-ci dérive.

MESURE DES CHARGES ÉLECTRIQUES ENTRE DES CONDUCTEURS TRÈS ÉLOIGNÉS.

— Soient V, V', \dots les potentiels, C, C', \dots les capacités électriques de corps assez éloignés pour que la charge d'un corps (ou des conducteurs de son système en communication avec le sol) ne fournisse que des termes négligeables dans le potentiel des autres. Leurs charges sont $CV, C'V', \dots$. Si l'on établit entre eux des communications lointaines, par des fils de masse négligeable, ils prendront tous un même potentiel U , et, comme la charge totale demeure invariable, on a la capacité de chacun des corps, on a

$$\left\{ \begin{aligned} (C + C' + \dots)U &= CV + C'V' + \dots, \\ U &= \frac{CV + C'V' + \dots}{C + C' + \dots}. \end{aligned} \right.$$

MESURE DES CAPACITÉS ET DES POTENTIELS.

— Il résulte de la méthode générale pour la mesure des capacités, des potentiels et des charges électriques.

Préparons seulement deux corps : une petite sphère à l'extérieur et le corps que l'on veut étudier. La capacité de la petite sphère est r , sa charge et son potentiel initiaux sont nuls. On charge le corps que l'on veut étudier d'une charge M et on le met en communication avec la petite sphère. On mesure le potentiel final U de la petite sphère, on détermine sa charge rU au moyen de la balance de Coulomb. L'équation (4) ne renferme plus que deux quantités inconnues, C et V :

$$(C + r)U = CV;$$

Si le corps est de petites dimensions, on pourra mesurer sa capacité initiale dans la balance de Coulomb. Quand on connaît la charge initiale $M = CV$, l'équation (4) permet de dé-

terminer la capacité C , et, par suite, le potentiel initial V ; même, si l'on connaît C ou V , on pourra déterminer M .

2° Si le corps est de très grandes dimensions, sa capacité est très grande par rapport à la capacité r de la sphère; par suite, U est très voisin de V ; à la limite, c'est-à-dire pour $C = \infty$, on a $U = V$: on peut prendre le potentiel final de la sphère pour mesure du potentiel initial du conducteur. Un corps de capacité infinie possède donc la propriété des sources électriques constantes.

3° Si l'on ne connaît pas la charge initiale M du corps et que ses dimensions ne sont pas très grandes, on pourra, après l'avoir mis en relation une première fois avec la sphère d'épreuve, décharger celle-ci (en la mettant en communication avec le sol), rétablir la communication avec le corps et déterminer son potentiel U_1 ; on aura

$$(5) \quad (C + r)U_1 = CU.$$

L'équation (5), dans laquelle U et U_1 sont connus, détermine la capacité C ; l'équation (4) détermine alors le potentiel initial V et, par suite, la charge initiale M .

Au lieu de mettre directement le corps en relation avec la sphère d'épreuve, ce qui ne donnerait de résultats exacts que pour des corps de faibles dimensions, on peut employer une sphère R de grand rayon, dont on détermine à chaque fois le potentiel au moyen de la sphère d'épreuve, etc.

ANALOGIE DU POTENTIEL AVEC LA TEMPÉRATURE ET DE LA CAPACITÉ ÉLECTRIQUE AVEC LA CAPACITÉ CALORIFIQUE. — Si l'on considère dans l'équation (3), les lettres V et C comme représentant respectivement des températures, les dernières des capacités calorifiques, on reconnaît que cette équation détermine la température finale U d'un système de corps de capacités calorifiques C, C', \dots et de températures initiales V, V', \dots . On peut, en effet, écrire l'équation (3)

$$\Sigma C(V - U) = 0;$$

elle exprime alors que la somme des quantités de chaleur gagnées par les corps dont la température initiale V est inférieure à U est égale à la somme des quantités de chaleur perdues :

les autres, de sorte qu'il n'y a de chaleur ni reçue, ni perdue par le système.

Toutefois, cette analogie remarquable ne subsiste que sous un certain point de vue. Nous savons, en effet : 1° que les capacités calorifiques ne sont pas rigoureusement indépendantes de la température, tandis que les capacités électriques, par leur définition même, sont indépendantes du potentiel; 2° que la capacité calorifique d'un corps est proportionnelle à son volume, c'est-à-dire, pour des solides semblables, au cube des dimensions homologues; la capacité électrique varie proportionnellement à la première puissance de ces dimensions; de plus, elle est la même pour des conducteurs de même surface extérieure, qu'ils soient pleins ou creux; 3° que la capacité calorifique est proportionnelle à un coefficient spécifique, variable avec la *matière*, non avec la *forme* du corps, tandis que la capacité électrique d'un conducteur est indépendante de sa *matière* et proportionnelle à un coefficient spécifique, caractéristique de sa *forme* extérieure; 4° enfin, que la capacité calorifique d'un corps ne dépend pas de la position qu'il occupe par rapport à d'autres; au contraire, nous avons déjà vu que la capacité électrique d'un conducteur est modifiée par le voisinage d'autres conducteurs en communication avec le sol, et nous ne tarderons pas à reconnaître que, s'il y a des conducteurs isolés voisins, il faut modifier la notion même de capacité telle qu'elle a été définie ci-dessus.

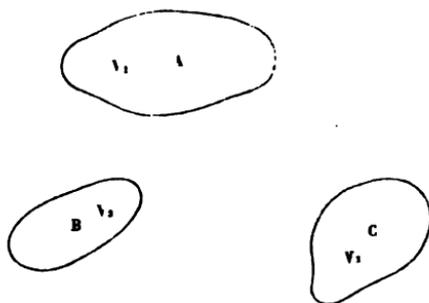
Ces restrictions établies, on pourra, en toute sûreté, traiter par analogie les questions d'électricité, en appliquant les théorèmes analogues démontrés pour la chaleur. La sphère d'épreuve, établie en communication lointaine avec un corps, jouera le rôle d'un *thermomètre à potentiels*, et, quand elle sera choisie assez petite, elle donnera directement les potentiels, comme le thermomètre donne les températures et pour les mêmes motifs.

On voit de même que, quand deux corps sont au même potentiel (même température électrique), il ne peut passer d'électricité de l'un sur l'autre par voie de communication lointaine; que, s'ils sont à des potentiels différents, l'électricité passera du corps à haut potentiel sur le corps à faible potentiel.

COEFFICIENTS D'INDUCTION. — La notion de capacité électrique doit être élargie dans le cas général de n corps conducteurs dont plusieurs sont isolés, et qui sont tous situés à des distances finies les uns des autres.

Soient (*fig. 57*) n conducteurs A, B, C, ... possédant les charges M_1, M_2, M_3, \dots et dont les potentiels sont respec-

Fig. 57.



tivement V_1, V_2, V_3, \dots . Nous nous proposons de trouver la forme de la relation qui lie les charges aux potentiels.

A cet effet nous considérerons l'équilibre électrique des conducteurs A, B, C, ... comme la superposition de plusieurs états d'équilibre distincts.

Premier état d'équilibre. — Le corps A est au potentiel V_1 , les corps B, C, ... sont au potentiel 0. Ce cas d'équilibre a déjà été étudié (p. 161); les charges de A, B, C, ... sont proportionnelles au potentiel V_1 et l'on a

Corps.....	A,	B,	C.	...
Potentiels.	$V_1,$	0,	0,	...
Charges...	$C_{11} V_1,$	$C_{21} V_1,$	$C_{31} V_1,$...

C_{11} est ce que nous avons appelé la capacité de A en présence de B, C, ...; C_{21}, C_{31} sont des coefficients analogues qui multiplient non les potentiels de B, C, ... nuls par hypothèse mais le potentiel de A.

Deuxième état d'équilibre. — B est au potentiel V_2 ; A, C, ...

sont au potentiel zéro. On a de même

Corps.....	A,	B,	C,	...
Potentiels.	o,	V_2 ,	o,	...
Charges...	$C_{12} V_2$,	$C_{22} V_2$,	$C_{32} V_2$,	...

On considérera de même un troisième, un quatrième, un $n^{\text{ième}}$ cas d'équilibre.

Superposons actuellement toutes les distributions électriques considérées. Les densités électriques s'ajouteront et par suite la charge M de l'un quelconque des corps du système sera la somme des n charges correspondant à chacun de ces équilibres. Les potentiels s'ajouteront de même; mais dans tous les équilibres, sauf le $p^{\text{ième}}$, le potentiel du corps d'ordre p est égal à zéro, et dans le $p^{\text{ième}}$ il est égal à V_p ; on aura donc V_p comme potentiel résultant. En définitive, les charges M_1, M_2, \dots seront données par les équations

$$(6) \quad \begin{cases} M_1 = C_{11} V_1 + C_{12} V_2 + C_{13} V_3 + \dots \\ M_2 = C_{21} V_1 + C_{22} V_2 + C_{23} V_3 + \dots \\ \dots \dots \dots \end{cases}$$

La charge de l'un quelconque des corps considérés est une fonction linéaire des potentiels V_1, V_2, \dots de tous les corps du système. Le sens physique des coefficients d'induction C_{11}, C_{12}, \dots est suffisamment précisé par ce qui précède.

On peut résoudre les équations (6) par rapport aux potentiels. D'après une propriété bien connue des équations linéaires, les potentiels V_1, V_2, \dots seront des fonctions linéaires de toutes les charges

$$(7) \quad \begin{cases} V_1 = K_{11} M_1 + K_{12} M_2 + K_{13} M_3 + \dots \\ V_2 = K_{21} M_1 + K_{22} M_2 + K_{23} M_3 + \dots \\ \dots \dots \dots \end{cases}$$

Il est facile de préciser le sens physique des coefficients K_{11}, K_{12}, \dots . Si l'on fait $M_1 = 1, M_2 = M_3 = \dots = 0$, elles se réduisent respectivement à

$$V_1 = K_{11}, \quad V_2 = K_{21}, \quad V_3 = K_{31}, \quad \dots$$

Les coefficients $K_{11}, K_{21} \dots$ représentent donc les potentiels que prennent les n corps quand le premier possède une charge 1 et que tous les autres possèdent une charge nulle, c'est-à-dire sont isolés et étaient à l'état neutre avant de subir l'influence. Les coefficients K_{12}, K_{22}, \dots offrent une signification analogue.

THÉOREME I. — *Le coefficient K_{pq} de la charge M_q dans l'expression du potentiel V_p est égal au coefficient K_{qp} de M_p dans l'expression de V_q .*

La détermination des n potentiels V_1, V_2 parait, d'après les équations (6), dépendre de n^2 coefficients. Mais nous allons établir que l'on a en général

$$K_{pq} = K_{qp},$$

ce qui réduit le nombre des coefficients distincts à $\frac{n(n-1)}{2}$.

Nous emprunterons à M. Bertrand (1) la démonstration de cet important théorème. Elle s'appuie sur le lemme suivant.

1. Considérons deux systèmes formés de corps conducteurs électrisés, et désignons par

m la charge d'un point quelconque du premier,

m' celle d'un point quelconque du second,

r la distance de ces deux points,

V le potentiel du premier système en m' ,

V' celui du second système en m .

On a, par définition, $V = \sum \frac{m}{r}$, $V' = \sum \frac{m'}{r}$. Proposons-nous de former la quantité $\sum \frac{mm'}{r}$. A cet effet, nous pouvons d'abord réunir tous les termes qui se rapportent à un point du premier système et mettre m en facteur : on obtient ainsi une somme partielle $m \sum \frac{m'}{r} = mV'$; il faut alors réunir en une somme unique les sommes partielles produites par chacun

(1) BERTRAND, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 73; 1874.

des points, et l'on a la somme générale $\sum mV'$. Mais, en formant cette somme, nous avons pris chaque élément, tel que $\frac{mm'}{r}$, deux fois, une fois avec m , une fois avec m' , en facteur. Il faut donc diviser par 2 le résultat obtenu :

$$(8) \quad \sum \frac{mm'}{r} = \frac{1}{2} \sum mV';$$

mais on peut aussi procéder dans un ordre inverse, réunissant d'abord tous les termes qui se rapportent à un point du second système, ce qui donne une somme partielle $m'V$, puis ajoutant les sommes elles-mêmes :

$$(9) \quad \sum \frac{mm'}{r} = \frac{1}{2} \sum m'V.$$

De la comparaison de (9) et (10) il résulte

$$(10) \quad \sum mV' = \sum m'V,$$

et cette équation n'exprime qu'une identité.

Rien n'empêche que les deux systèmes considérés ne soient formés des mêmes conducteurs dans deux états d'électrisation différents. Nous supposerons que dans le premier système les corps 1, 2, ... possèdent respectivement les charges M_1, M_2, \dots et les potentiels V_1, V_2, \dots , qui sont constants à l'intérieur de chacun des conducteurs; que dans le second les corps 1, 2, ... possèdent les charges M'_1, M'_2, \dots , et les potentiels V'_1, V'_2, \dots . En formant les sommes $\sum mV'$, on peut mettre en facteur le potentiel V' dans tous les termes qui se rapportent à un même conducteur, et l'on obtient une somme partielle MV' : M est la charge que possède dans le premier système le corps dont le potentiel est V' dans le second. Le nombre des sommes partielles est égal à celui des corps du système. On a donc

$$\sum mV' = M_1V'_1 + M_2V'_2 + \dots,$$

et de même

$$\sum m'V = M'_1V_1 + M'_2V_2 + \dots$$

Enfin l'équation (10) prend la forme particulière

$$(11) \quad M_1 V_1 + M_2 V_2 + \dots = M'_1 V_1 + M'_2 V_2 + \dots$$

L'équation (10) exprime une propriété purement analytique, puisque les deux systèmes considérés, formés des mêmes conducteurs en des états d'électrisation différents, ne peuvent coexister.

2. Nous sommes maintenant en mesure de démontrer le théorème énoncé ci-dessus. A cet effet, nous supposons que dans le premier système les charges de tous les corps soient nulles, à l'exception de M_p , et que dans le second les charges soient nulles, à l'exception de M'_q ; les potentiels des n corps dans le premier et dans le second système sont respectivement, d'après les équations (7),

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{ll} V_1 = K_{1p} M_p, & V'_1 = K_{1q} M'_q, \\ V_2 = K_{2p} M_p, & V'_2 = K_{2q} M'_q, \\ \dots\dots\dots, & \dots\dots\dots \\ V_q = K_{qp} M_p, & V'_p = K_{pq} M'_q, \\ \dots\dots\dots, & \dots\dots\dots \end{array} \right.$$

Formons maintenant l'équation (10); toutes les charges étant nulles dans le premier système à l'exception de M et dans le second à l'exception de M'_q , chacun des membres de l'équation (11) se réduit à un seul terme

$$M_p V'_p = M'_q V_q,$$

ou, en remplaçant V'_p et V_q par leurs valeurs,

$$(13) \quad K_{pq} M_p M'_q = K_{qp} M'_q M_p, \\ K_{pq} = K_{qp}.$$

C'est la proposition que nous voulions démontrer.

THÉOREME II. — *Le coefficient C_{pq} du potentiel V_q dans l'expression de M_p est égal au coefficient C_{qp} de V_p dans l'expression de M_q .*

Pour démontrer cette proposition, on emploiera la méthode qui nous a servi pour les coefficients K , en faisant dans le premier système tous les potentiels nuls, à l'exception de V_p , et dans le second tous les potentiels nuls, à l'exception de V_q .



www.libtool.com.cn

CHAPITRE VIII.

CONDENSATEURS A LAME D'AIR.

Historique. — Condensateur d'Œpinus. — Théorie élémentaire.

Théorie générale : 1° Condensateur sphérique fermé; 2° Condensateurs fermés quelconques; 3° Décharge des condensateurs; Loi des charges résiduelles.

Étude expérimentale des condensateurs à lame d'air.

HISTORIQUE. — En 1745, von Kleist (1), évêque de Poméranie ayant versé du mercure dans une bouteille de verre qu'il tenait d'une main, mit ce mercure en communication métallique avec le conducteur d'une machine électrique en activité et toucha par hasard le conducteur avec l'autre main. Il reçut une commotion violente, hors de comparaison avec celles qu'il pouvait produire l'étincelle de sa machine. L'année suivante la même expérience fut faite par Cuneus et par Musschenbrock (2) à Leyde, d'où les noms d'*expérience de Leyde*, de *bouteille de Leyde*, etc. L'expérience fut faite dans des conditions variées, et les effets des décharges obtenues confondirent de surprise tous ceux qui les observaient pour la première fois.

On ne tarda pas à reconnaître qu'on peut faire des bouteilles de Leyde de toutes les formes, et que les propriétés caractéristiques de cet appareil subsistent toujours, à la condition qu'il soit essentiellement composé de deux conducteurs voisins, les deux *armatures*, que l'on sépare par une lame isolante. Pour charger la bouteille de Leyde, on met d'ordinaire l'une des armatures en communication avec la machine élec-

(1) *Versuche und Abhandlungen der naturforschenden Gesellschaft Dantzig*, t. II, p. 408.

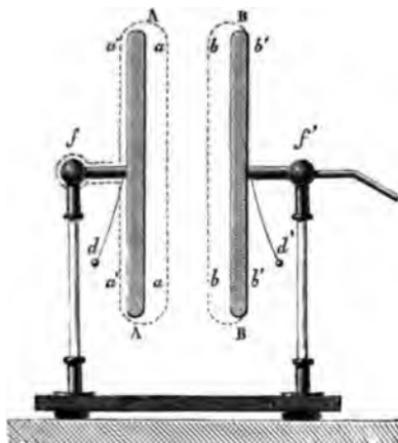
(2) Annoncée en France par une lettre de Musschenbrock à Réaumur (*Mémoires de l'Académie*, 1746, p. 2).

trique, l'autre avec le sol; il suffit pour la décharger de réunir les deux armatures avec la main ou à l'aide d'un conducteur métallique.

Franklin fit d'importantes expériences pour établir le rôle du verre dans la bouteille de Leyde; Œpinus et Wilke essayèrent de le supprimer et réalisèrent ainsi le plus simple des condensateurs, le condensateur à lame d'air; toutefois ils ne purent en donner la théorie exacte, qui paraît avoir été trouvée par Volta en 1782.

CONDENSATEUR D'ŒPINUS. — THÉORIE ÉLÉMENTAIRE. — Considérons deux plateaux métalliques A et B (*fig. 58*) circulaires,

Fig. 58.



de même diamètre, prolongés par deux conducteurs partant de leur centre et pouvant se mettre en communication, l'un avec le sol, l'autre avec la machine électrique. Supposons en outre que ces plateaux soient soutenus par des isoloirs, qu'on puisse les éloigner ou les rapprocher l'un de l'autre autant qu'on le voudra, et qu'enfin tous deux soient munis de pendules *d* et *d'*, qui nous permettront d'étudier l'état électrique de leurs faces postérieures.

L'expérimentateur éloigne d'abord le conducteur B, et met A en communication directe avec la machine jusqu'à ce que

ce conducteur soit chargé à refus; la quantité d'électricité qu'il reçoit est égale au produit du potentiel V de la machine par la capacité C du plateau; elle se distribuera sur sa surface et l'on peut admettre, sans erreur sensible, qu'il y en aura autant sur la face antérieure aa que sur la face postérieure $a'a'$; cela étant, après avoir séparé A de la machine, approchons le conducteur B : alors tous les phénomènes connus sous l'influence vont se manifester. Une certaine quantité d'électricité neutre de B sera décomposée, l'électricité négative s'accumulera sur la face bb , la positive sur $b'b'$ et sur f il y aura une ligne moyenne qui séparera les deux faces opposées; conséquemment le pendule d s'élèvera: c'est l'effet, ce que l'expérience montre. D'un autre côté, la charge du plateau A cessera d'être uniformément distribuée sur deux faces, s'accumulera sur aa , et le pendule d devra s'abaisser: ce qui est encore conforme à l'expérience.

Cela étant, mettons la sphère f' en communication avec le sol; l'électricité positive disparaît et une nouvelle décomposition se fait, qui ramène une nouvelle quantité d'électricité négative sur bb . A ce moment le plateau B ne contient plus d'électricité positive libre, il a une charge maximum négative en bb , une charge insensible sur la face opposée $b'b'$, et devient entièrement nulle à partir d'un point déterminé sur le fil abducteur qui fait communiquer ce plateau avec le sol. Aussi le pendule d , qui précédemment était soulevé par sa charge positive, retombe en contact avec la face $b'b'$.

Puisque l'électricité positive a disparu de B , et qu'elle est remplacée par une nouvelle charge négative qui s'est cumulée sur bb , la réaction exercée sur le plateau A a été considérablement accrue, une nouvelle quantité d'électricité positive s'est transportée sur aa et a abandonné la face $a'a'$ qui trouve ainsi presque entièrement déchargée, ainsi que le pendule f , et le pendule d s'est abaissé presque jusqu'à être vertical.

Aucune de ces actions ne diffère de celles que nous avons précédemment étudiées en traitant de l'influence électrique; c'est la même expérience, ce sont les mêmes phénomènes; il n'y a à invoquer, pour les expliquer, aucun autre principe.

ue celui qui a été posé par Poisson. Ce principe suffirait pour alculer la densité électrique en chaque point des conducteurs, si leur forme était géométriquement définie et si leur situation réciproque était connue.

Mais s'il n'y a là rien qui diffère du cas général de l'influence, il y a une conséquence particulière sur laquelle il convient d'insister. Le conducteur A avait primitivement été chargé jusqu'à refus par la machine électrique; mais, après que l'on a approché et mis en rapport avec le sol le plateau B, la plus grande partie de la charge positive de A s'est transportée sur la face aa et a abandonné la face $a'a'$; le bouton f est donc presque complètement revenu à l'état naturel, et, si on le met de nouveau en communication avec la machine, il en pourra recevoir une nouvelle quantité d'électricité. La capacité du plateau A a donc augmenté par suite de l'approche du plateau B. Supposons qu'on donne à A une seconde charge, elle éprouvera le même sort que la première, elle déterminera une nouvelle décomposition sur B, elle amènera en bb une nouvelle quantité d'électricité négative et, par la réaction de celle-ci, elle viendra s'accumuler en partie sur la face aa . On pourra donc recommencer la même opération un nombre infini de fois; chaque charge successive se partagera en deux parties inégales: l'une, la plus considérable, qui se portera en aa ; l'autre qui restera sur le bouton f et sur la face $a'a'$, et, cette dernière partie s'ajoutant à chaque opération, le pendule d s'élèvera progressivement jusqu'à la hauteur où il arrive quand le plateau A est directement chargé par la machine, sans subir l'action de B; à ce moment, la limite est atteinte, et le plateau A est revenu à son potentiel primitif qui est celui de la machine. Sa charge demeure proportionnelle à ce potentiel, mais elle a augmenté dans le rapport F de sa nouvelle capacité à sa capacité primitive. Le rapport F est désigné quelquefois sous le nom impropre de *force condensante*.

Si, au lieu de charger l'appareil par des opérations successives, on maintient le bouton f en communication constante avec la source et f' en relation avec le sol, les charges électriques augmenteront continuellement sur chaque point des deux appareils, et l'équilibre final sera le même que dans le cas précédent. Le rapport F aura conservé sa valeur.

On voit, en résumé, que quand l'équilibre sera établi, la distribution des électricités sera représentée à peu près par les lignes ponctuées de la *fig.* 58. Sur le conducteur B il n'y aura qu'une quantité insensible ou nulle d'électricité négative en $b'b'$; il y en aura sur les contours, et l'épaisseur sera très grande sur la face bb ; sur le conducteur A, régnera une densité électrique très considérable en aa , beaucoup moindre sur $a'a'$, et il n'y aura sensiblement sur f que la quantité d'électricité qui serait directement fournie par la source, si le plateau B n'existait pas.

On voit tout de suite quel avantage on pourra tirer de ces appareils, puisqu'ils fournissent un moyen d'accroître dans un rapport considérable la capacité d'un conducteur de petites dimensions, et d'accumuler ainsi sur des conducteurs voisins de très grandes charges; c'est précisément pourquoi l'on nomme *condensateurs* les instruments fondés sur cette propriété.

THÉORIE GÉNÉRALE. — Il est évident que, si l'on connaît la forme d'un condensateur et le potentiel des sources en relation avec ses armatures, on pourra théoriquement, et sans introduire de principes nouveaux, déterminer la densité électrique en un point quelconque de ces deux armatures, ainsi que la force condensante.

Nous allons, à titre d'exemple, réaliser le calcul complet des densités électriques et des charges pour quelques condensateurs de forme simple. Nous indiquerons ensuite, d'une manière générale, les résultats de la théorie pour un condensateur quelconque.

1. *Condensateur sphérique fermé.* — Considérons deux armatures sphériques A et B, très minces, concentriques, de rayons R et R + c . Nous mettons l'armature interne A en communication lointaine avec une source au potentiel V_1 , l'armature B avec une source au potentiel V_2 , qui, comme cas particulier, pourra être nul. D'après les principes généraux démontrés ci-dessus, on a, en désignant par M_1 et M_2 les charges des deux armatures,

$$(1) \quad \begin{cases} V_1 = K_{11}M_1 + K_{12}M_2, \\ V_2 = K_{21}M_1 + K_{22}M_2; \end{cases}$$

k_{11} , k_{22} , k_{12} , k_{21} sont les coefficients d'induction dont il est facile, dans le cas actuel, de calculer la valeur.

Remarquons d'abord que, par raison de symétrie, les charges M_1 et M_2 sont distribuées uniformément sur les armatures. Par suite, le potentiel de chacune de ces charges a dans l'intérieur de la sphère correspondante une valeur constante égale à celle qu'il possède au centre commun des sphères; à l'extérieur cette charge a un potentiel égal à celui que fournirait une charge égale placée au centre. Il en résulte que le potentiel total V_1 de l'armature interne, somme des potentiels partiels produits au centre de la sphère par les charges M_1 et M_2 des deux armatures, a pour expression

$$(2) \quad V_1 = \frac{M_1}{R} + \frac{M_2}{R+e};$$

tandis que le potentiel V_2 de l'armature externe, somme des potentiels des charges M et M' en un point situé à une distance $R - e$ du centre, est

$$(2 \text{ bis}) \quad V_2 = \frac{M_1}{R+e} + \frac{M_2}{R+e}.$$

La comparaison des équations (1), (2) et (2 bis) donne

$$(3) \quad \begin{cases} k_{11} = \frac{1}{R}, \\ k_{22} = \frac{1}{R+e}, \\ k_{12} = k_{21} = \frac{1}{R+e}. \end{cases}$$

Résolues par rapport aux charges M_1 et M_2 , les équations (2) et (2 bis) donnent

$$(4) \quad \begin{cases} M_1 = \frac{R+e}{e} R(V_1 - V_2), \\ M_2 = \frac{R+e}{e} [(R+e)V_2 - RV_1]. \end{cases}$$

Nous ferons, relativement à ces équations, les remarques suivantes :

1° La charge M_1 de l'armature interne ne dépend que de la différence $V_1 - V_2$ des potentiels communiqués aux deux armatures, et non de la valeur absolue de ces potentiels. Ainsi, quand on chargera un condensateur sphérique à l'aide d'une machine de Holtz ou de Nairne, il sera indifférent de mettre en communication chacun des pôles de la machine avec l'une des armatures du condensateur ou d'attacher seulement l'un des pôles à l'armature interne, en faisant communiquer au sol à la fois l'autre pôle et l'armature externe.

2° La charge M_2 de l'armature externe diffère de $-M_1$ d'une quantité $m' = (R + e)V_2$, précisément égale à celle que cette armature recevrait de la source au potentiel V_2 si l'armature interne n'existait pas. La charge totale M_2 de l'armature peut donc être considérée comme formée : 1° d'une couche $-M_1$ répartie uniformément sur la surface interne de l'armature extérieure, où elle est maintenue par l'influence de M_1 d'après les principes exposés précédemment ; 2° de la couche

$$m' = (R + e)V_2,$$

répartie uniformément sur la surface extérieure de l'armature.

3° Quand les deux armatures sont au même potentiel ($V_1 = V_2$), l'armature interne ne reçoit aucune charge. Nous savons, en effet, qu'il ne peut y avoir d'électricité libre à l'intérieur d'une masse conductrice.

4° Le rapport de la charge de l'armature interne à la charge $R(V_1 - V_2)$ qu'elle recevrait, d'après sa capacité, d'une source au potentiel $V_1 - V_2$ si l'armature externe n'existait pas, a pour valeur

$$(5) \quad F = \frac{R - e}{e}.$$

Quand on fait décroître e sans modifier R , le rapport F croît indéfiniment.

5° Lorsque e est suffisamment petit pour qu'on puisse le négliger par rapport à R , les équations (4) deviennent

$$(6) \quad M_1 = -M_2 = (V_1 - V_2) \frac{R^2}{e} = \frac{(V_1 - V_2)S}{4\pi e}.$$

S est la surface $4\pi R^2$ de l'une des armatures. Nous verrons que la formule (6) s'applique, avec le même degré d'approximation,

mation, à un condensateur fermé quelconque dont les deux armatures sont partout très rapprochées et équidistantes.

II. *Condensateur cylindrique.*— Soit un condensateur formé par deux cylindres concentriques de rayons R et $R + e$ et de hauteur indéfinie. Portons le cylindre intérieur au potentiel V_1 , le cylindre extérieur au potentiel V_2 (fig. 59).

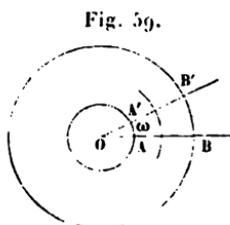


Fig. 59.

Dans l'espace qui sépare les deux cylindres, les surfaces équipotentielles sont des cylindres concentriques, par raison de symétrie; les lignes de force sont des rayons. Considérons un tube de force limité par deux plans perpendiculaires à l'axe, situés à une distance égale à r , deux plans diamétraux formant un angle ω , enfin les surfaces des deux cylindres. Le flux de force a , dans l'intérieur de ce tube, a une valeur constante égale à $4\pi\mu R\omega$, μ désignant la densité électrique uniforme sur le cylindre intérieur; ce flux, évalué à la distance r du centre, a d'ailleurs pour expression générale $-\frac{dV}{dr}r\omega$. On a donc pour déterminer V la relation

$$(7) \quad -\frac{dV}{dr}r = 4\pi\mu R.$$

Intégrée entre $r = R$ et $r = R + e$, cette équation donne

$$(8) \quad V_1 - V_2 = 4\pi\mu R \log \frac{R + e}{R}.$$

La formule (8) permettra de calculer μ quand on donne $V_1 - V_2$ (1).

(1) On pourrait traiter d'une manière analogue le cas du condensateur sphérique. L'équation (7) serait remplacée par

$$-\frac{dV}{dr}r^2 = 4\pi\mu R^2.$$

qui, intégrée entre $r = R$ et $r = R + e$, donne

$$V_1 - V_2 = 4\pi\mu R^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + e} \right) = M_1 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + e} \right),$$

formule identique à la première des formules (4).

posée seule dépend essentiellement de sa forme. La détermination de la force condensante $F = \frac{S}{4\pi eC}$ ne peut donc offrir qu'un intérêt purement pratique.

Bien qu'un condensateur rigoureusement fermé soit irréalisable, on peut admettre que la théorie qui précède se rapproche beaucoup de celle des condensateurs réels. Les irrégularités produites soit par l'ouverture pratiquée dans l'armature externe d'un condensateur fermé pour laisser passer le conducteur aboutissant à l'armature interne, soit par les bords du condensateur à plateaux, etc., sont d'importance médiocre eu égard aux perturbations bien plus graves résultant, dans les bouteilles de Leyde ordinaires, de l'emploi des milieux isolants ou *délectriques*, dont le rôle, très complexe et imparfaitement connu, sera étudié avec tous les détails nécessaires dans le Chapitre suivant.

DÉCHARGE DES CONDENSATEURS. — LOI DES CHARGES RÉSIDUELLES.

— Quand on réunit les deux armatures d'un condensateur fermé, la charge M_1 de l'armature interne A se réunit à la charge $-M_1$ maintenue par influence sur la face interne de B, et il ne reste d'électricité libre que la charge m' répandue, après comme avant la décharge, à la surface externe de B. Le calcul de m' et par conséquent de $M_2 = -M_1 + m'$ est donc dénué d'intérêt, au point de vue des applications.

Au lieu de décharger brusquement un condensateur par la réunion de ses armatures, on peut mettre celles-ci alternativement en communication avec le sol. A chaque nouveau contact on obtient une faible étincelle, et l'opération peut être répétée indéfiniment. Nous examinerons successivement le cas d'un condensateur-sphérique, d'un condensateur fermé de forme arbitraire et d'un condensateur quelconque.

1° *Condensateur sphérique fermé.* — Supposons qu'on mette d'abord l'armature intérieure A au sol et soient $\mathfrak{A}_1, \mathfrak{A}_2, \dots$ les charges qu'elle possède après avoir été touchée 1, 2, ... fois. Soient de même $\mathfrak{A}'_1, \mathfrak{A}'_2, \dots$ les charges de l'armature B quand elle a été touchée 1, 2, ... fois. Nous déterminerons les résidus $\mathfrak{A}_1, \mathfrak{A}_2, \dots, \mathfrak{A}'_1, \mathfrak{A}'_2, \dots$ par autant d'équations qu'il y a de contacts, en écrivant que le potentiel de l'armature touchée en dernier lieu est nul.

Nous aurons ainsi successivement :

www.libtool.com.cn

Armature
touchée.

$$A \dots \left| \frac{\alpha_1}{R} + \frac{M_2}{R+e} = 0, \right.$$

$$B \dots \left| \frac{\alpha_1 + \alpha'_1}{R+e} = 0, \right.$$

$$A \dots \left| \frac{\alpha_2}{R} + \frac{\alpha'_1}{R+e} = 0, \right.$$

$$B \dots \left| \frac{\alpha_2 + \alpha'_2}{R+e} = 0, \right.$$

.....
.....

Il en résulte

$$(10) \left\{ \begin{array}{l} \alpha'_1 = -\alpha_1, \\ \alpha'_2 = -\alpha_2, \\ \dots \end{array} \right| \begin{array}{l} \alpha_2 = -\frac{R}{R+e} \alpha'_1 = \frac{R}{R+e} \alpha_1, \\ \alpha_3 = -\frac{R}{R+e} \alpha'_2 = \frac{R}{R+e} \alpha_2 = \left(\frac{R}{R+e}\right)^2 \alpha_1, \\ \dots \end{array}$$

Les charges conservées par chacune des armatures à partir de α_1 et α'_1 (c'est-à-dire après que toutes deux ont été une fois en communication avec le sol) décroissent suivant une progression géométrique dont la raison est $\frac{R}{R+e}$.

Quand on commence par toucher l'armature interne A, les charges des deux armatures sont égales entre elles après un nombre égal de contacts effectués sur chaque armature, inégales après un nombre inégal de contacts.

Le premier contact de l'armature A lui enlève une quantité d'électricité

$$(11) \quad \alpha_1 = M_1 - \alpha_1 - RV.$$

C'est la quantité d'électricité que la source au potentiel V communiquerait à l'armature interne si l'armature externe ou bien n'existait pas, ou bien était isolée ($M_2 = 0$).

et de même

$$(19 \text{ bis}) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{A}'_2 = \frac{K_{12}}{K_{22}} \mathcal{A}'_1 + \frac{(K_{12})^2}{K_{11} K_{22}} \mathcal{A}'_1, \\ \mathcal{A}'_3 = \left[\frac{(K_{12})^2}{K_{11} K_{22}} \right]^2 \mathcal{A}'_1, \\ \dots \end{array} \right.$$

Les charges conservées à partir de \mathcal{A}'_1 et de \mathcal{A}'_1 forment encore deux progressions géométriques dont la raison $\frac{(K_{12})^2}{K_{11} K_{22}}$ [qui, d'après l'équation (17), est < 1] est la même : mais les charges des deux armatures, après un nombre quelconque de contacts, ne peuvent être égales que si l'armature extérieure est fermée autour de l'armature intérieure.

L'équation (15) subsiste toujours et s'interprète comme dans le cas précédent.

Le cas particulier où les deux armatures du condensateur sont parfaitement égales et placées symétriquement par rapport à un plan (c'est le cas du condensateur à plateaux) n'offre d'autre particularité que l'égalité des coefficients K_{11} , K_{22} . La raison de la progression suivant laquelle décroissent les charges résiduelles d'un même plateau devient $\left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2$; les charges successives des deux plateaux appartiennent alors à une progression géométrique unique dont la raison est $\frac{K_{12}}{K_{11}}$. Elles ne peuvent jamais être égales.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES CONDENSATEURS A LAME D'AIR. —

Riess (1) étudia expérimentalement un condensateur construit à peu près comme celui que nous avons décrit (fig. 53). Mais il s'est laissé guider dans ses expériences par des principes inexacts ; ainsi, pour mesurer la force condensante, il a opéré de deux manières, qui ni l'une ni l'autre ne sont rigoureuses.

Dans la première, il chargeait le plateau collecteur A (fig. 58) avec une source électrique donnée, touchait la

(1) *Reibungselektricität*, t. I, p. 367, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLII, p. 376 ; 1854.

boule f avec un plan d'épreuve et mesurait, dans la balance de torsion, la force répulsive pour un écart constant. Après cela, il approchait le plateau condensateur B en communication avec le sol, touchait encore f et déterminait la nouvelle force répulsive correspondant au même écart. Il obtenait ainsi le rapport des densités électriques en f , avant et après l'approche du plateau B, et admettait, sans preuve suffisante, l'identité de ce rapport et de la force condensante. Nous allons démontrer que cette identité subsiste dans le seul cas où la boule f est infiniment éloignée du plateau. Dans ce cas, le rapport des deux densités que l'on mesure est celui du potentiel V de la source au potentiel V_1 produit sur le plateau A dans la seconde partie de l'expérience.

Soient

C_1 la capacité du plateau collecteur seul ;

K_{11} et K_{12} les coefficients d'induction de l'un des plateaux sur lui-même et sur l'autre ;

m la charge du plateau collecteur ;

m' la charge appelée par influence sur le plateau condensateur.

On a, pour évaluer V et V_1 , les relations

$$(10) \quad \begin{cases} V = C_1 m, \\ V_1 = K_{11} m + K_{12} m', \\ K_{12} m + K_{11} m' = 0. \end{cases}$$

Éliminons m et m' entre ces trois relations ; il vient :

$$(11) \quad \frac{V}{V_1} = \frac{C_1}{K_{11}} \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2}.$$

Soient maintenant M et M' les charges que prennent les plateaux A et B si le premier était au potentiel V , le second au potentiel zéro ; on a, pour déterminer ces charges,

$$(12) \quad \begin{cases} V = K_{11} M + K_{12} M', \\ K_{12} M + K_{11} M' = 0. \end{cases}$$

Quant à la force condensante $F = \frac{M}{m}$, on l'obtient en tirant de ces deux dernières équations et m de la première équation (20). On trouve

$$(23) \quad F = \frac{M}{m} = \frac{C_1}{K_{11}} \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{12}}{K_{11}}\right)^2} = \frac{V}{V_1}.$$

Mais, dans les conditions où a opéré Riess, la boule est trop rapprochée du plateau pour que l'influence de ce dernier fût négligeable. La torsion, mesurée dans la seconde expérience, était trop grande ; par suite, la valeur de la force condensante se trouvait évaluée trop bas.

La seconde méthode de Riess revient à déterminer la constante $r^2 = \left(\frac{K_{12}}{K_{21}}\right)^2$ de la progression suivant laquelle décroissent les charges résiduelles du plateau A quand on décharge le condensateur par la méthode des contacts alternatifs. Elle est donc insuffisante pour déterminer F , qui dépend aussi du rapport $\frac{C_1}{K_{11}}$. Le Tableau suivant renferme les résultats de dix séries d'expériences ; les plateaux A et B avaient 18^{cm}, 2 de diamètre et 0^{cm}, 16 d'épaisseur ; mais, dans la première série la tige mince qui faisait communiquer le plateau collecteur à la boule f était plus longue, et la boule elle-même plus grosse que dans la seconde :

Distance des plateaux. mm	Valeur de $\frac{K_{12}}{K_{11}}$.	
	Première série.	Seconde série.
112,8.....	0,251	0,263
45,1.....	0,454	0,500
33,9.....	0,534	0,612
22,6.....	0,638	0,689
11,3.....	0,765	0,823
9,0.....	»	0,854
6,8.....	0,840	0,887
4,5.....	»	0,911

Ce Tableau établit que la valeur du rapport $\frac{K_{12}}{K_{11}}$ augm

rapidement quand la distance des plateaux diminue, mais ne permet de formuler à cet égard aucune loi précise ; on voit, d'ailleurs, que des circonstances secondaires, comme la longueur du fil de communication et le diamètre de la boule f , exercent une influence qui n'est pas négligeable.

On doit à Gaugain ⁽¹⁾ de bonnes expériences sur des condensateurs cylindriques ou sphériques. Les premiers étaient formés d'un tuyau de fer-blanc, dans lequel se trouvait placé concentriquement un autre tuyau de fer-blanc ou une tige de fer ; les derniers étaient formés d'une sphère soutenue par des pieds en gomme laque dans l'intérieur de deux calottes hémisphériques ; la calotte supérieure, percée d'un orifice de 3^{es} de diamètre, servait à faire passer le fil de communication se rendant à la sphère intérieure. Pratiquement, ces condensateurs équivalent à des condensateurs fermés : Gaugain les portait à de très faibles potentiels et évaluait leurs charges à l'aide d'un appareil ingénieux que nous décrirons ultérieurement sous le nom d'*électroscope à décharges*. Il a obtenu des résultats irréprochables au point de vue expérimental et qui plus tard se sont trouvés en parfait accord avec la théorie. Ainsi Gaugain a montré que les charges de condensateurs cylindriques, de rayon intérieur R_1 , de rayon extérieur R_2 , varient en raison inverse de $\log \frac{R_2}{R_1}$, celles de condensateurs sphériques proportionnellement à $\frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1}$, quand l'armature intérieure est collectrice ⁽²⁾. Il a même étudié le cas de condensateurs cylindriques excentriques, et les résultats de ses expériences ont été en parfait accord avec celui des calculs de Blavier ⁽³⁾.

⁽¹⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LXXIV, p. 174.

⁽²⁾ $V = M \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$, $M = V \frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1}$.

⁽³⁾ BLAVIER, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 115 et 151; 1874.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE IX.

GÉNÉRALITÉS SUR LES DIÉLECTRIQUES.

Charge d'un corps isolant. — Pénétration des charges. — Influence sur les corps isolants. — Polarisation des diélectriques. — Théorie de Clausius. — Application au cas du condensateur. — Pouvoir inducteur spécifique ou constante diélectrique. — Rôle de la lame isolante dans les condensateurs : effet de la polarisation ; effet résiduel.

CHARGE D'UN CORPS ISOLANT. -- Jusqu'ici nous n'avons étudié à peu près exclusivement que les actions électriques s'exerçant entre corps conducteurs, et le développement analytique de la loi de Coulomb nous a suffi pour trouver les lois quantitatives des phénomènes ; l'expérimentation n'a joué qu'un rôle secondaire et en quelque sorte effacé : nous ne l'avons invoquée que pour lui demander des vérifications de résultats prévus. Il n'en sera pas de même dans ce Chapitre : les corps isolants offrent au point de vue électrique une constitution spéciale qu'il faut découvrir par la voie de l'expérience, et cette recherche est hérissée de tant de difficultés, que les fondements même de la théorie de ces corps ne sont pas encore parfaitement assurés.

Nous savons que les corps isolants s'électrisent par le frottement, mais seulement aux points frottés ou dans leur voisinage immédiat, de telle sorte que, tenus à la main ou mis en contact avec des conducteurs, ils conservent longtemps une électrisation plus ou moins marquée. Aucune loi connue ne régit la distribution de l'électricité à leur surface ou dans l'intérieur de leur masse ; leurs divers points peuvent être électrisés en sens contraires, et une charge donnée peut affecter sur un même corps une infinité de distributions différentes.

n ne possède pas de méthode expérimentale analogue à celle du plan d'épreuve, par exemple, et permettant d'étudier avec précision la distribution de l'électricité dans un corps isolant ; mais on peut tout au moins déterminer la somme algébrique des quantités d'électricité répandues à la surface d'un corps isolant ou dans son intérieur. On se fonde sur ce que dans un système électrisé quelconque, enfermé dans la cavité d'un corps conducteur en communication avec le sol, appelle la surface interne de la cavité une charge égale en quantité et de signe contraire à la somme algébrique des charges du système. Cette propriété a été démontrée ci-dessus d'une manière tout à fait générale, et nous a déjà servi à établir que les charges prises par deux corps frottés sont égales et de signes contraires (p. 157).

On peut enfin reconnaître le signe de l'électrisation d'un corps isolant dans la région voisine d'un point P donné de la surface, en approchant ce point de la boule d'un électroscope et constatant le signe de l'effet produit. L'influence du point P est prédominante dans ces conditions.

PÉNÉTRATION DES CHARGES. — Nous sommes, on le voit, limités dans nos moyens d'étude. Toutefois, ils suffisent déjà pour nous fournir un certain nombre de résultats intéressants.

Frottons un bâton de résine avec une étoffe de laine ; nous constaterons, à l'aide des moyens indiqués ci-dessus : 1° que la charge totale du bâton est négative ; 2° que les points de sa surface qui ont été en contact avec la laine sont eux-mêmes électrisés négativement.

Mettons ensuite, pendant un temps très court, le bâton en contact avec le conducteur d'une machine électrique en activité : il présentera aux points touchés ou même sur toute sa surface les signes d'une électrisation positive. Si l'on abandonne alors le bâton de résine dans l'air, l'électrisation positive disparaît peu à peu et l'électrisation négative peut prédominer de nouveau. On a expliqué cet effet en admettant que l'électrisation négative du bâton avait pénétré à une certaine profondeur, et qu'elle était seulement masquée, non détruite, par l'électrisation positive superficielle fournie par la machine.

et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique.* — (4^e éd., 1890.)

L'électrisation superficielle se dissipant dans l'air, l'électrisation profonde prédominerait à son tour.

De même si l'on introduit une lame isolante, une lame de verre par exemple, entre les plateaux conducteurs d'un condensateur d'Épinus, puis qu'on décharge le condensateur en réunissant les deux plateaux par un arc conducteur, l'appareil paraît d'abord ramené à l'état neutre et cependant on obtient au bout d'un temps suffisamment long une deuxième, une troisième décharge, etc., de plus en plus faibles. On a aussi tenté d'expliquer ce phénomène par une pénétration de l'électricité dans la masse du verre.

Quoi qu'il en soit de cette interprétation, qui sera discutée par la suite, il y a là des faits complexes qui interviennent comme une cause perpétuelle d'erreur dans les expériences : c'est ainsi que, depuis Coulomb, la loi fondamentale de l'électricité a été parfois mise en doute par des expérimentateurs qui n'avaient pas pris de précautions suffisantes pour dépouiller les supports isolants qu'ils employaient de tout résidu d'une électrisation antérieure.

Ces phénomènes, dits de *pénétration des charges* ou de *résidu électrique*, ne se présentent pas avec une égale intensité chez tous les corps isolants. Ils paraissent intimement liés à un défaut d'homogénéité. Par exemple, M. Hertz ⁽¹⁾ et M. Arons ⁽²⁾ ont montré que la benzine ou la paraffine parfaitement pures ne se prêtent pas à des expériences de ce genre, et que les effets de la pénétration ou du résidu deviennent de plus en plus marqués, si l'on ajoute à la paraffine des traces d'huile ou de toute autre matière étrangère.

Il convient donc, pour pousser plus loin notre étude, de la simplifier en faisant abstraction du résidu, c'est-à-dire en prenant la paraffine parfaitement pure comme le type des corps isolants, de même que nous avons pris le cuivre ou l'or comme les types de corps conducteurs. Nous admettrons que la matière des corps isolants oppose un obstacle *absolu* au

(1) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XX, p. 379; 1883 (*Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 141).

(2) ARONS, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 291; 1888 (*Journal de Physique*, 2^e série, t. VIII, p. 597).

mouvement de l'électricité dans leur intérieur ou à leur surface, tout au moins en dehors d'une étendue infiniment petite. C'est à l'expérience à nous apprendre s'il y a effectivement des corps qui répondent d'une manière parfaite à cette définition.

INFLUENCE SUR LES CORPS ISOLANTS. — Considérons donc un corps isolant parfaitement neutre dans toutes ses parties. Il est fort difficile de constater que cette condition est absolument remplie, mais on approche autant que possible de sa réalisation en chauffant tous les points de la surface du corps isolant dans une flamme, ce qui rend la déperdition extrêmement active, et en répétant au besoin plusieurs fois cette opération à des intervalles assez éloignés pour permettre aux résidus de se dissiper. Quand un corps ainsi préparé est soumis à distance à l'action d'un corps électrisé, on observe qu'il se produit un phénomène d'influence.

Par exemple, Matteucci ⁽¹⁾ suspendit par un fil de cocon, au centre d'une cloche de verre pleine d'air desséché, de petites aiguilles de soufre, de résine ou de gomme laque bien neutres, puis il approcha d'elles un corps électrisé A : à l'instant elles se dirigèrent vers lui, comme une aiguille aimantée vers un barreau de fer, en exécutant des oscillations autour de leur position d'équilibre. Tant que dura l'influence, elles donnèrent des signes électriques contraires à ceux du corps inducteur à leur bout le plus rapproché de lui, et de même sens à leur extrémité la plus éloignée. Aussitôt que l'on éloigna le corps électrisé A, les aiguilles revinrent instantanément à l'état naturel. A l'intensité près, qui est très faible, ces effets paraissent identiques à ceux que montrent les corps conducteurs.

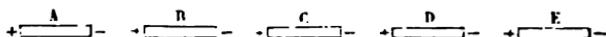
Cependant, si l'on réfléchit que le phénomène du résidu constitue plutôt un accident que le phénomène essentiel et primordial; qu'en tout cas, si l'on admet la réalité d'une pénétration des charges, cette pénétration est lente et ne s'étend qu'à une partie restreinte de l'électricité mise en jeu, on

⁽¹⁾ MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXVII, p. 167, 1849.

sera convaincu que, malgré l'analogie des effets, la distribution électrique réelle ne peut être la même dans les deux cas, c'est-à-dire que les deux électricités contraires ne peuvent instantanément se transporter aux deux bouts des aiguilles isolantes, s'y maintenir séparées par une ligne moyenne tant que dure l'influence, et se réunir aussitôt qu'elle cesse. Si donc on veut essayer de ramener ces faits nouveaux aux faits déjà connus, il faut leur donner une autre interprétation.

POLARISATION DES DIÉLECTRIQUES. — Pour la trouver, considérons le cas hypothétique où l'on aurait une suite de conducteurs très petits et très voisins A, B, C, D, ... (fig. 60). A

Fig. 60.



l'instant où nous placerons en avant de A un corps électrisé, par exemple négativement, chaque extrémité antérieure se chargera positivement et chaque bout postérieur négativement; et comme les charges de noms contraires qui sont en regard aux extrémités de deux conducteurs voisins exercent des actions inverses, l'effet total de la série de corps sera sensiblement réduit à celui des électricités positive et négative qui se trouvent aux bouts A et E. On conçoit maintenant que, si chaque molécule d'un corps isolant se conduit comme chacun des conducteurs A, B, C, ... (si tout au moins la constitution du corps isolant est telle que les masses auxquelles appartient la conductibilité soient de dimensions comparables aux rayons d'activité moléculaire), l'effet observé par Matteucci s'interprète par des mouvements électriques limités à une étendue infiniment petite, en conformité avec ce que nous avons précédemment admis.

Pour exprimer qu'un corps est dans l'état électrique que nous venons de définir, on dit habituellement que ses éléments sont *polarisés*. Un tel corps se distinguant essentiellement des conducteurs par la propriété de contenir des électricités libres non seulement à sa surface, mais dans toutes les parties de sa masse, reçoit aussi le nom de *diélectrique* proposé par Faraday. Le nom de *diélectrique* remplace le

plus souvent, dans le langage moderne, l'ancien nom d'*isolant* appliqué aux corps que nous considérons.

L'hypothèse de la polarisation des diélectriques paraît avoir été émise pour la première fois par Avogadro ⁽¹⁾; elle a été reprise plus tard et développée par Belli ⁽²⁾ et par Faraday ⁽³⁾. L'expérience suivante, due à ce dernier savant, fournit une image frappante de la constitution que nous avons assignée à un diélectrique polarisé. Il plaça dans de l'essence de térébenthine de petits filaments de soie, et, faisant ensuite plonger dans le liquide deux conducteurs opposés, il chargea l'un d'eux et mit l'autre en rapport avec le sol. A l'instant il vit les parcelles de soie se dresser contre les conducteurs et former des chaînes continues en s'attirant vivement par leurs extrémités opposées; on pouvait essayer de rompre ces chaînes à l'aide d'un bâton de verre que l'on plongeait dans le liquide; elles se déformaient d'une manière continue comme des fils élastiques et revenaient, aussitôt qu'on retirait la baguette, à leur disposition primitive. Chacun de ces fils de soie était évidemment dans des conditions analogues aux aiguilles de gomme laque de Matteucci : polarisé sous l'influence des conducteurs, il attirait par son pôle positif le pôle négatif l'un autre brin et inversement, et les chaînes formées entre les deux conducteurs indiquaient par leur direction en chaque point celle de la force électrique résultante.

Le mode d'influence que nous invoquons est en parfait accord avec les résultats d'intéressantes expériences de M. Felici ⁽⁴⁾, qui, réalisées sur des isolants quelconques, ont été faites dans des conditions où l'on est suffisamment à l'abri le l'effet perturbateur des phénomènes résiduels.

M. Felici emploie une boule conductrice électrisée C (*fig. 61*), dont on mesure la charge à l'aide d'une balance de torsion représentée schématiquement en PQ, et un disque B, solé et primitivement à l'état neutre, qui communique à la balance de torsion P'Q'.

(1) AVOGADRO, *Journal de Physique* de la Méthérie, t. LXIII et LXV.

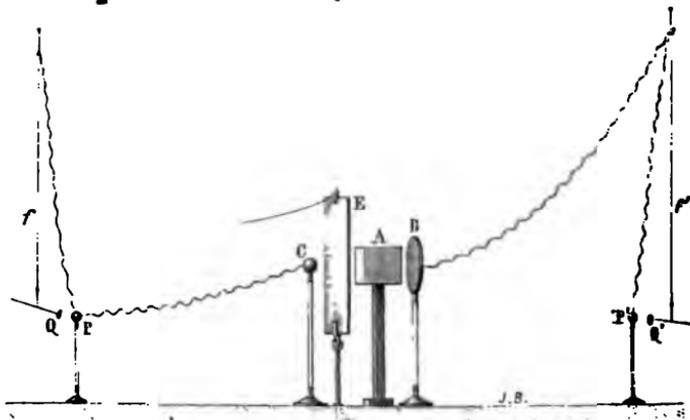
(2) BELLI, *Cours de Physique*, t. III; 1838.

(3) FARADAY, *Physical Researches*.

(4) FELICI, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 329; 1874.

La boule et le disque sont séparés par un écran métallique E en communication avec le sol ⁽¹⁾, et la balance P'Q' est au zéro. On abaisse l'écran, l'influence se produit, et l'on observe l'impulsion de l'aiguille de la balance P'Q', proportionnelle à la charge induite sur le disque B. On rétablit l'écran; puis, entre l'écran et le disque, on dispose un cube A parfaitement neutre d'une substance isolante, ce qui ne

Fig. 61.



produit aucun déplacement de l'aiguille de la balance P'Q'; enfin on abaisse brusquement l'écran E, et l'on mesure le nouvel arc d'impulsion. On trouve qu'il est toujours plus considérable que le premier: or cela doit être, si le cube se polarise et joue ainsi le rôle d'un conducteur interposé entre C et B.

Dès qu'on rétablit une seconde fois l'écran, l'aiguille de la balance P'Q' revient au zéro. La polarisation se détruit donc aussitôt que cesse l'influence, et l'effet observé appartient entièrement à cette polarisation. Grâce à l'adaptation d'un mécanisme spécial destiné à mouvoir l'écran, M. Felici a pu démontrer que le temps nécessaire pour annuler complètement l'effet de la polarisation doit être inférieur à $\frac{1}{1000}$ de seconde.

Une expérience particulièrement intéressante du même au-

(1) Voir p. 156.

teur consiste à remplacer le cube solide A par un cube creux de même substance : M. Felici a reconnu que l'effet produit par l'interposition du cube décroît avec sa masse quand la surface extérieure demeure la même; un cube creux à parois très minces produit un effet sensiblement nul. La polarisation n'est donc pas purement superficielle; c'est un phénomène profond, auquel prend part la masse entière du diélectrique.

THÉORIE DE POISSON ET DE CLAUDIUS (1). — Ainsi envisagée, l'influence électrique sur un corps isolant présente la plus grande analogie avec l'influence d'un aimant sur un morceau de fer doux; on peut donc essayer d'en faire la théorie par l'application des mêmes principes qui avaient guidé Poisson dans la théorie mathématique du magnétisme, dont nous indiquerons ultérieurement les bases. On se heurtera, en partie du moins, aux mêmes difficultés graves. Nous ne pouvons nous dispenser de donner ici un aperçu de cette théorie développée surtout par Clausius.

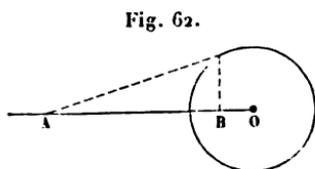


Fig. 62.

1. A cet effet, nous rappellerons d'abord ce que nous savons de l'influence exercée sur une sphère conductrice de rayon R (fig. 62) par un point électrisé A de masse m placé à la distance d .

Nous savons que si la sphère est primitivement à l'état neutre, elle exercera à l'extérieur les mêmes actions que deux points électrisés, l'un O coïncidant avec son centre et portant une charge $+\frac{mR}{d}$, l'autre B placé à la distance $\frac{R^2}{d}$ du centre et portant la charge $-\frac{mR}{d}$.

Nous nommerons *moment électrique* M de la sphère le produit de la charge $\frac{mR}{d}$ par la distance OB $-\frac{R^2}{d}$ séparant les deux points électrisés

$$M = \frac{mR^3}{d^2}.$$

(1) CLAUDIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*: Abschnitt III. *Behandlung dielectricischer Medien*. Braunschweig; 1879.

Nous porterons dans la direction BO une longueur à M , que nous appellerons l'axe du moment. Remarque que la force F , rapportée à l'unité d'électricité, exercé par le point A a pour expression

$$F = \frac{m}{d^2};$$

par suite le moment M peut s'écrire

$$M = FR^3,$$

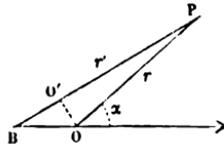
ou en désignant par v le volume $\frac{4}{3} \pi R^3$ de la sphère

$$(1) \quad M = \frac{3}{4\pi} Fv.$$

Le moment électrique est proportionnel au volume force exercée au centre de la sphère.

Cherchons le potentiel produit, en un point externe l'électrisation de la sphère (fig. 63). Ce potentiel est le

Fig. 63.



que produiraient seuls les points électrisés B et O . Soient r' les distances de ces points au point P :

$$V = \frac{mR}{d} \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \right) = \frac{mR}{d} \frac{r' - r}{rr'}.$$

Supposons désormais la sphère infiniment petite, de dv , et désignons par α l'angle du rayon vecteur OP avec l'axe BO de l'axe du moment électrique; on a à la l

$$(2) \quad r' - r = \overline{BO} \cos \alpha = \frac{R^2}{d} \cos \alpha,$$

$$V = \frac{mR^3}{d^2 r^2} \cos \alpha = \frac{3}{4\pi} F \frac{dv}{r^2} \cos \alpha = \frac{M}{r^2} \cos \alpha.$$

Cette expression est indépendante de la charge et de la distance des points B et O; elle ne dépend que du moment M. Il en sera de même des composantes de la force exercée en P.

2. Si, au lieu d'un point influençant A, il y en a un nombre quelconque, chacun d'eux produira un moment électrique particulier, et le potentiel au point extérieur P aura pour valeur

$$V = \frac{1}{r^2} \sum M_i \cos \alpha_i = \frac{3}{4\pi} \frac{dv}{r^2} \sum F_i \cos \alpha_i.$$

Soient **F** la résultante des forces F_i , α l'angle que fait sa direction avec le rayon vecteur OP, on a

$$\sum F_i \cos \alpha_i = F \cos \alpha;$$

$$V = \frac{3}{4\pi} \frac{dv}{r^2} F \cos \alpha.$$

Le potentiel en P est le même que si la sphère possédait un moment électrique unique $M = \frac{3}{4\pi} F dv$ coïncidant en direction avec la résultante F. On peut donc, au point de vue du calcul du potentiel, dire que les moments électriques se composent comme des forces. Les formules (1) et (2) sont générales, quelle que soit la nature du champ électrique qui produit l'influence, à la condition de désigner par F la force électrique évaluée au centre O de la sphère.

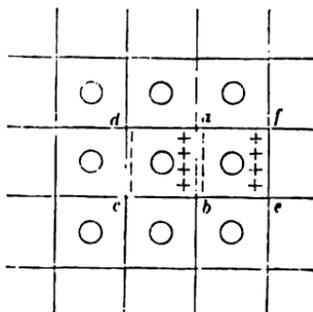
3. Nous demeurons libres d'assigner aux corpuscules conducteurs, dont nous avons supposé l'existence dans le diélectrique, telle forme et telle disposition qui nous plairont. Il se peut que, dans la réalité, ils affectent des formes et une distribution variant au hasard; mais si le diélectrique considéré est isotrope et homogène, dans le volume le plus petit accessible à l'expérience la densité moyenne de ces corpuscules sera constante, et toutes les directions seront également traitées.

Nous pouvons donc essayer de constituer notre diélectrique fictif par des sphères égales uniformément distribuées aux centres des mailles d'un réseau cubique. Si l'on suppose les mailles très larges par rapport au rayon des corpuscules, les remarques qui précèdent, sur l'électrisation des sphères,

nous permettent de calculer le moment électrique de chaque élément de volume, sous l'action de masses électrisées extérieures quelconques.

4. Soit g le rapport très petit du volume occupé par les sphères au volume du diélectrique, ou le rapport du volume de l'une des sphères à la maille du réseau correspondante (fig. 64).

Fig. 64.



Soient M le moment $\frac{3}{4\pi} Fv$ du corpuscule ou de la portion du diélectrique correspondant à la maille du réseau qui l'embrasse, u le volume de cette maille, on a $v = gu$ et, par suite,

$$(3) \quad M = \frac{3}{4\pi} Fv = \frac{3}{4\pi} gFu.$$

A une distance suffisante des corpuscules, tout se passera comme si les moments M appartenaient réellement à la masse entière embrassée par chaque maille du réseau, et comme si le coefficient $\frac{3}{4\pi}$ de la formule (1) relative aux sphères était remplacé par $\frac{3g}{4\pi}$. Il serait d'ailleurs indifférent d'assigner aux masses électriques de signe contraire d'où résulte le moment telle grandeur et telle disposition symétrique que l'on voudrait, pourvu que la grandeur et la direction de l'axe du moment fussent respectées.

Supposons, en particulier, que la direction de la force coïn-

avec l'un des axes da du réseau cubique; on pourrait attribuer le moment M à deux distributions uniformes d'électricité positive et négative, coïncidant avec les faces ab , cd du cube normales à cet axe. Soient dx le côté du cube, I la densité électrique de la distribution, on aura

$$M = I dx^2 dx = I du,$$

$$I = \frac{3}{4\pi} gF.$$

On nommera I l'intensité de la polarisation au point O , centre de la maille considérée.

Si l'intensité F du champ est uniforme, il en est de même de l'intensité de la polarisation. La distribution $+I$ sur la face postérieure de AB est neutralisée par une distribution $-I$ sur la face antérieure provenant de la cellule suivante et l'effet produit à l'extérieur se réduira à celui des distributions terminales portées par les faces extrêmes des diverses cellules du réseau situées à la surface du corps. Au point de vue des actions extérieures, on pourra donc remplacer la polarisation du diélectrique par une distribution convenable de quantités égales d'électricités contraires à la surface même du corps. Nous désignerons par σ la densité de cette distribution.

L'intensité F varie du centre O de $abcd$ au centre O' de la cellule voisine; si d'une quantité dF , il en résultera pour I une variation dI , les quantités d'électricité positive et négative en cd ne se neutraliseront plus exactement; il restera en cd une quantité d'électricité égale à $-\frac{\partial I}{\partial x} dx dx^2 = -\frac{\partial I}{\partial x} du$; et, au point de vue des actions extérieures, on sera encore libre de substituer à la distribution électrique qui résulte de la variation de I une distribution dans toute la masse du diélectrique dont la densité sera

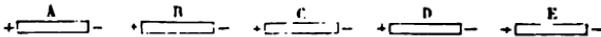
$$\rho = -\frac{\partial I}{\partial x},$$

et l'effet s'ajoutera à celui de la distribution superficielle σ due par les cellules terminales du réseau.

sera convaincu que, malgré l'analogie des effets, la distribution électrique réelle ne peut être la même dans les deux cas, c'est-à-dire que les deux électricités contraires ne peuvent instantanément se transporter aux deux bouts des aiguilles isolantes, s'y maintenir séparées par une ligne moyenne tant que dure l'influence, et se réunir aussitôt qu'elle cesse. Si donc on veut essayer de ramener ces faits nouveaux aux faits déjà connus, il faut leur donner une autre interprétation.

POLARISATION DES DIÉLECTRIQUES. — Pour la trouver, considérons le cas hypothétique où l'on aurait une suite de conducteurs très petits et très voisins A, B, C, D, ... (fig. 60). A

Fig. 60.



l'instant où nous placerons en avant de A un corps électrisé, par exemple négativement, chaque extrémité antérieure se chargera positivement et chaque bout postérieur négativement; et comme les charges de noms contraires qui sont en regard aux extrémités de deux conducteurs voisins exercent des actions inverses, l'effet total de la série de corps sera sensiblement réduit à celui des électricités positive et négative qui se trouvent aux bouts A et E. On conçoit maintenant que, si chaque molécule d'un corps isolant se conduit comme chacun des conducteurs A, B, C, ... (si tout au moins la constitution du corps isolant est telle que les masses auxquelles appartient la conductibilité soient de dimensions comparables aux rayons d'activité moléculaire), l'effet observé par Matteucci s'interprète par des mouvements électriques limités à une étendue infiniment petite, en conformité avec ce que nous avons précédemment admis.

Pour exprimer qu'un corps est dans l'état électrique que nous venons de définir, on dit habituellement que ses éléments sont *polarisés*. Un tel corps se distinguant essentiellement des conducteurs par la propriété de contenir des électricités libres non seulement à sa surface, mais dans toutes les parties de sa masse, reçoit aussi le nom de *diélectrique*, proposé par Faraday. Le nom de *diélectrique* remplace

souvent, dans le langage moderne, l'ancien nom d'*isolant* que aux corps que nous considérons.

L'hypothèse de la polarisation des diélectriques paraît avoir été mise pour la première fois par Avogadro (1); elle a été se plus tard et développée par Belli (2) et par Faraday (3). L'expérience suivante, due à ce dernier savant, fournit une idée frappante de la constitution que nous avons assignée au diélectrique polarisé. Il plaça dans de l'essence de térébenthine de petits filaments de soie, et, faisant ensuite plonger dans le liquide deux conducteurs opposés, il chargea l'un et mit l'autre en rapport avec le sol. A l'instant il vit ces filaments de soie se dresser contre les conducteurs et former des chaînes continues en s'attirant vivement par leurs extrémités opposées; on pouvait essayer de rompre ces chaînes avec le d'un bâton de verre que l'on plongeait dans le liquide; elles se déformaient d'une manière continue comme des fils élastiques et revenaient, aussitôt qu'on retirait la baguette, à leur disposition primitive. Chacun de ces fils de soie était tenu en équilibre dans des conditions analogues aux aiguilles de la machine de Matteucci : polarisé sous l'influence des conducteurs, il attirait par son pôle positif le pôle négatif de l'autre brin et inversement, et les chaînes formées entre ces deux conducteurs indiquaient par leur direction en chaque point la direction de la force électrique résultante.

Le mode d'influence que nous invoquons est en parfait accord avec les résultats d'intéressantes expériences de Felici (4), qui, réalisées sur des isolants quelconques, ont été faites dans des conditions où l'on est suffisamment à l'abri de l'effet perturbateur des phénomènes résiduels.

Felici emploie une boule conductrice électrisée (C, fig. 61), dont on mesure la charge à l'aide d'une balance de torsion représentée schématiquement en PQ, et un disque B, primitivement à l'état neutre, qui communique à la balance de torsion P'Q'.

AVOGADRO, *Journal de Physique* de la Méthérie, t. LXIII et LXV.

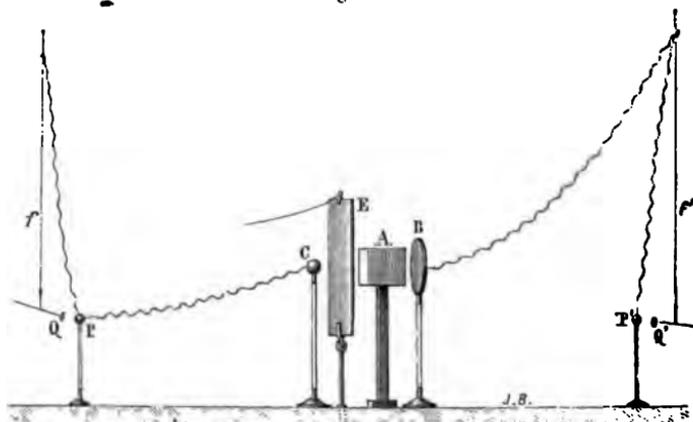
BELLI, *Cours de Physique*, t. III; 1838.

FARADAY, *Physical Researches*.

FELICI, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 329; 1874.

La boule et le disque sont séparés par un écran métallique E en communication avec le sol ⁽¹⁾, et la balance P'Q' est au zéro. On abaisse l'écran, l'influence se produit, et l'on observe l'impulsion de l'aiguille de la balance P'Q', proportionnelle à la charge induite sur le disque B. On rétablit l'écran; puis, entre l'écran et le disque, on dispose un cube A parfaitement neutre d'une substance isolante, ce qui ne

Fig. 61.



produit aucun déplacement de l'aiguille de la balance P'Q'; enfin on abaisse brusquement l'écran E, et l'on mesure le nouvel arc d'impulsion. On trouve qu'il est toujours plus considérable que le premier : or cela doit être, si le cube se polarise et joue ainsi le rôle d'un conducteur interposé entre C et B.

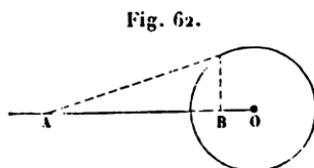
Dès qu'on rétablit une seconde fois l'écran, l'aiguille de la balance P'Q' revient au zéro. La polarisation se détruit donc aussitôt que cesse l'influence, et l'effet observé appartient entièrement à cette polarisation. Grâce à l'adaptation d'un mécanisme spécial destiné à mouvoir l'écran, M. Felici a pu démontrer que le temps nécessaire pour annuler complètement l'effet de la polarisation doit être inférieur à $\frac{1}{1000}$ de seconde.

Une expérience particulièrement intéressante du même au-

(1) Voir p. 156.

teur consiste à remplacer le cube solide A par un cube creux de même substance : M. Felici a reconnu que l'effet produit par l'interposition du cube décroît avec sa masse quand la surface extérieure demeure la même; un cube creux à parois très minces produit un effet sensiblement nul. La polarisation n'est donc pas purement superficielle; c'est un phénomène profond, auquel prend part la masse entière du diélectrique.

THÉORIE DE POISSON ET DE CLAUDIUS (1). — Ainsi envisagée, l'influence électrique sur un corps isolant présente la plus grande analogie avec l'influence d'un aimant sur un morceau de fer doux; on peut donc essayer d'en faire la théorie par l'application des mêmes principes qui avaient guidé Poisson dans la théorie mathématique du magnétisme, dont nous indiquerons ultérieurement les bases. On se heurtera, en partie du moins, aux mêmes difficultés graves. Nous ne pouvons nous dispenser de donner ici un aperçu de cette théorie développée surtout par Clausius.



1. A cet effet, nous rappellerons d'abord ce que nous savons de l'influence exercée sur une sphère conductrice de rayon R (fig. 62) par un point électrisé A de masse m placé à la distance d .

Nous savons que si la sphère est primitivement à l'état neutre, elle exercera à l'extérieur les mêmes actions que deux points électrisés, l'un O coïncidant avec son centre et portant une charge $+\frac{mR}{d}$, l'autre B placé à la distance $\frac{R^2}{d}$ du centre et portant la charge $-\frac{mR}{d}$.

Nous nommerons *moment électrique* M de la sphère le produit de la charge $\frac{mR}{d}$ par la distance OB $-\frac{R^2}{d}$ séparant les deux points électrisés

$$M = \frac{mR^3}{d^2}.$$

(1) CLAUDIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*; Abschnitt III. *Behandlung dielectricischer Medien*. Braunschweig; 1879.

Nous porterons dans la direction BO une longueur à M , que nous appellerons l'*axe* du moment. Remarque que la force F , rapportée à l'unité d'électricité, exercée par le point A a pour expression

$$F = \frac{m}{d^2};$$

par suite le moment M peut s'écrire

$$M = FR^3,$$

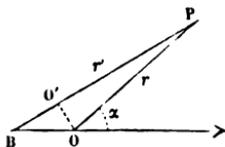
ou en désignant par v le volume $\frac{4}{3} \pi R^3$ de la sphère

$$(1) \quad M = \frac{3}{4\pi} F v.$$

Le moment électrique est proportionnel au volume force exercée au centre de la sphère.

Cherchons le potentiel produit, en un point externe l'électrisation de la sphère (fig. 63). Ce potentiel est la

Fig. 63.



que produiraient seuls les points électrisés B et O . Soient r' les distances de ces points au point P :

$$V = \frac{mR}{d} \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \right) = \frac{mR}{d} \frac{r' - r}{rr'}.$$

Supposons désormais la sphère infiniment petite, de dv , et désignons par α l'angle du rayon vecteur OP avec la direction BO de l'axe du moment électrique; on a à la place

$$r' - r = \overline{BO} \cos \alpha = \frac{R^2}{d} \cos \alpha,$$

$$(2) \quad V = \frac{mR^3}{d^2 r^2} \cos \alpha = \frac{3}{4\pi} F \frac{dv}{r^2} \cos \alpha = \frac{M}{r^2} \cos \alpha.$$

Cette expression est indépendante de la charge et de la distance des points B et O; elle ne dépend que du moment M. Il en sera de même des composantes de la force exercée en P.

2. Si, au lieu d'un point influençant A, il y en a un nombre quelconque, chacun d'eux produira un moment électrique particulier, et le potentiel au point extérieur P aura pour valeur

$$V = \frac{1}{r^2} \sum M_1 \cos \alpha_1 = \frac{3}{4\pi} \frac{dv}{r^2} \sum F_1 \cos \alpha_1.$$

Soient F la résultante des forces F_1 , α l'angle que fait sa direction avec le rayon vecteur OP, on a

$$\sum F_1 \cos \alpha_1 = F \cos \alpha;$$

$$V = \frac{3}{4\pi} \frac{dv}{r^2} F \cos \alpha.$$

Le potentiel en P est le même que si la sphère possédait un moment électrique unique $M = \frac{3}{4\pi} F dv$ coïncidant en direction avec la résultante F. On peut donc, au point de vue du calcul du potentiel, dire que les moments électriques se composent comme des forces. Les formules (1) et (2) sont générales, quelle que soit la nature du champ électrique qui produit l'influence, à la condition de désigner par F la force électrique évaluée au centre O de la sphère.

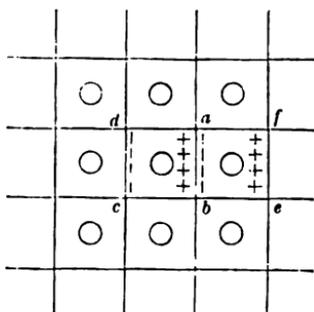
3. Nous demeurons libres d'assigner aux corpuscules conducteurs, dont nous avons supposé l'existence dans le diélectrique, telle forme et telle disposition qui nous plairont. Il se peut que, dans la réalité, ils affectent des formes et une distribution variant au hasard; mais si le diélectrique considéré est isotrope et homogène, dans le volume le plus petit accessible à l'expérience la densité moyenne de ces corpuscules sera constante, et toutes les directions seront également traitées.

Nous pouvons donc essayer de constituer notre diélectrique fictif par des sphères égales uniformément distribuées aux centres des mailles d'un réseau cubique. Si l'on suppose les mailles très larges par rapport au rayon des corpuscules, les remarques qui précèdent, sur l'électrisation des sphères,

nous permettent de calculer le moment électrique de chaque élément de volume, sous l'action de masses électrisées extérieures quelconques.

4. Soit g le rapport très petit du volume occupé par les sphères au volume du diélectrique, ou le rapport du volume de l'une des sphères à la maille du réseau correspondant (fig. 64).

Fig. 64.



Soient M le moment $\frac{3}{4\pi} Fv$ du corpuscule ou de la portion du diélectrique correspondant à la maille du réseau qui l'embrasse, u le volume de cette maille, on a $v = gu$ et, par suite,

$$(3) \quad M = \frac{3}{4\pi} Fv = \frac{3}{4\pi} gFu.$$

A une distance suffisante des corpuscules, tout se passe comme si les moments M appartenait réellement à la masse entière embrassée par chaque maille du réseau, comme si le coefficient $\frac{3}{4\pi}$ de la formule (1) relative aux sphères était remplacé par $\frac{3g}{4\pi}$. Il serait d'ailleurs indifférent d'assigner aux masses électriques de signe contraire un résultat le moment telle grandeur et telle disposition symétrique que l'on voudrait, pourvu que la grandeur et la direction de l'axe du moment fussent respectées.

Supposons, en particulier, que la direction de la force c

side avec l'un des axes da du réseau cubique; on pourrait attribuer le moment M à deux distributions uniformes d'électricité positive et négative, coïncidant avec les faces ab , cd du cube normales à cet axe. Soient dx le côté du cube, I la densité électrique de la distribution, on aura

$$M = I dx^2 dx = I du,$$

$$I = \frac{3}{4\pi} gF.$$

Nous nommerons I l'intensité de la polarisation au point O , centre de la maille considérée.

Si l'intensité F du champ est uniforme, il en est de même de l'intensité de la polarisation. La distribution $+I$ sur la face postérieure de AB est neutralisée par une distribution $-I$ sur la face antérieure provenant de la cellule suivante $abfe$, et l'effet produit à l'extérieur se réduira à celui des distributions terminales portées par les faces extrêmes des dernières cellules du réseau situées à la surface du corps. Au point de vue des actions extérieures, on pourra donc remplacer la polarisation du diélectrique par une distribution fictive convenable de quantités égales d'électricités contraires sur la surface même du corps. Nous désignerons par σ la densité de cette distribution.

Si l'intensité F varie du centre O de $abcd$ au centre O' de $cdef$ d'une quantité dF , il en résultera pour I une variation dI , et les quantités d'électricité positive et négative en cd ne se neutraliseront plus exactement; il restera en cd une quantité d'électricité égale à $-\frac{\partial I}{\partial x} dx dx^2 = -\frac{\partial I}{\partial x} du$; et, au point de vue des actions extérieures, on sera encore libre de substituer à la distribution électrique qui résulte de la variation de I une distribution dans toute la masse du diélectrique dont la densité ρ sera

$$\rho = -\frac{\partial I}{\partial x},$$

et dont l'effet s'ajoutera à celui de la distribution superficielle σ fournie par les cellules terminales du réseau.

On généralise aisément ces résultats pour le cas où la force F varie à la fois en grandeur et en direction d'une manière continue dans tout l'intérieur du corps. On trouvera que si A, B, C , sont les composantes de I suivant les trois axes du réseau, l, m, n les cosinus des angles que la normale en un point de la surface du diélectrique fait avec ces axes,

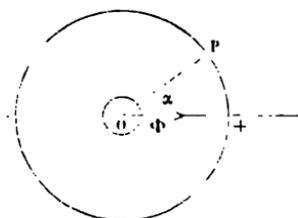
$$\sigma = Al + Bm + Cn,$$

$$\rho = \dots \left(\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{\partial C}{\partial z} \right).$$

5. Il n'y a donc aucune difficulté à calculer la force exercée par le diélectrique en un point extérieur à la masse, quand on suppose F connu en tous ses points. Mais il s'agit maintenant d'évaluer la force Φ agissant en un point O du diélectrique, centre d'un corpuscule.

Pour cela, il est nécessaire de creuser une cavité autour de ce point. Nous supposons la cavité sphérique (fig. 65) et assez

Fig. 65.



grande par rapport aux dimensions des corpuscules, sans toutefois que ses parois atteignent les corpuscules les plus voisins. Si les corpuscules sont très éloignés, ainsi que nous l'avons supposé, on pourra raisonner pour le point O comme nous l'avons fait pour un point extérieur au diélectrique. Soient I l'inten-

sité de la polarisation, essentiellement uniforme dans toute l'étendue embrassée par la sphère O , Φ la force électrique résultante au centre de la cavité. L'intensité I à évaluer est, par supposition, égale à $\frac{3}{4\pi} g \Phi$. Les parois de la cavité sphérique sont revêtues d'une distribution électrique dont la densité μ , symétrique par rapport à la direction de Φ , dépend de l'angle α du rayon vecteur OP avec la direction de Φ . On voit sans peine que $\mu = I \cos \alpha$.

Cela posé, proposons-nous d'évaluer la force F_1 , exercée en O par la distribution électrique portée par les parois de la cavité; par raison de symétrie, la direction de cette force

coïncide avec celle de Φ , et sa valeur est

$$F_1 = \int \frac{\mu dS \cos \alpha}{R^2} = \frac{1}{R^2} \int dS \cos^2 \alpha.$$

Décomposons la surface sphérique en éléments dS par des plans perpendiculaires à OF ,

$$dS = 2\pi R^2 \sin \alpha \, d\alpha,$$

$$F_1 = 2\pi I \int_0^\pi \cos^2 \alpha \sin \alpha \, d\alpha = \frac{4}{3} \pi I = g\Phi.$$

Il est à remarquer que cette expression est indépendante du rayon de la cavité. Il est donc superflu d'imaginer que cette cavité est très grande par rapport au corpuscule qu'elle est destinée à loger. On peut rapprocher tant qu'on voudra les parois de la cavité de la surface du corpuscule, et notre théorie demeurera applicable alors même que les corpuscules conducteurs seraient beaucoup plus voisins les uns des autres que nous l'avions supposé d'abord. Le rapport g cesse donc désormais d'être considéré comme une quantité nécessairement très petite.

Nous désignerons par F la force exercée en O par les masses extérieures au diélectrique et par toute la portion du diélectrique extérieure à la cavité. On a

$$\Phi = F + F_1 = F + \frac{4}{3} \pi I = F + g\Phi,$$

$$\Phi = \frac{F}{1 - g}.$$

L'effet propre à la distribution portée par la cavité est d'accroître la force extérieure F dans le rapport $\frac{1}{1 - g}$.

On a d'ailleurs, d'après ce qui précède,

$$(4) \quad I = \frac{3}{4\pi} g \Phi = \frac{3g}{4\pi(1-g)} F = EF;$$

en posant, pour abrégier,

$$(5) \quad \frac{3g}{4\pi(1-g)} = E.$$

La recherche de l'intensité I de la polarisation se trouve ainsi ramenée à celle de F .

6. La force F provient : 1° des masses électriques extérieures au diélectrique dont le potentiel est V ; 2° des deux distributions fictives : 1° superficielle de densité σ ; 2° étendue : toute la masse et de densité ρ , qui remplacent l'électrisation vraie des corpuscules; nous désignerons le potentiel de ces distributions par V' , enfin le potentiel résultant par U ;

$$U = V + V' = V + \int \frac{\sigma dS}{r} + \int \frac{\rho dv}{r};$$

on a de plus la relation générale

$$\Delta U = -4\pi\rho = 4\pi \left(\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{\partial C}{\partial z} \right).$$

I étant lié à F par la relation

$$I = EF,$$

et la direction de la polarisation coïncidant avec celle de force F , les composantes A, B, C de I sont liées aux composantes X, Y, Z de F par la même relation; par suite

$$\begin{aligned} \frac{\partial X}{\partial x} &= E \frac{\partial X}{\partial x} = -E \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \\ \Delta U &= 4\pi E \left(\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} \right) = -4\pi E \Delta U. \end{aligned}$$

Cette relation ne peut être satisfaite que par $\Delta U = 0$, c'est-à-dire $\rho = 0$. L'effet de l'influence sur le diélectrique est donc tel que la densité de la distribution fictive intérieure ϵ est partout nulle, ce qui exclut la pénétration des charges : il reste que la distribution fictive superficielle, et l'on a simplement

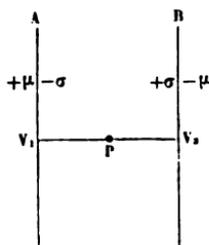
$$(6) \quad U = V + \int \frac{\sigma dS}{r}.$$

APPLICATION AUX CONDENSATEURS. — POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE OU CONSTANTE DIÉLECTRIQUE. — Soit un condensateur pla

fig. 66) dont les armatures sont séparées par une lame diélectrique. Soient V_1 et V_2 les potentiels des deux plateaux, r distance. La force F en un point P du diélectrique est :

1° à la distribution uniforme de quantités égales d'électricités contraires répandues sur les plateaux A et B et nous désignerons les densités par $+\mu$ et $-\mu$; 2° à la distribution fictive de quantités égales d'électricités contraires répandues aux surfaces du diélectrique en contact avec A et B dont nous appellerons les densités $-\sigma$ et $+\sigma$.

Fig. 66.



Dans le cas actuel, la direction des forces dans le diélectrique est normale aux plateaux, et

$$\sigma = \mathbf{1} = E\mathbf{F},$$

$$\mathbf{F} = 4\pi(\mu - \sigma),$$

l'on tire

$$\sigma = \frac{4\pi E\mu}{1 + 4\pi E};$$

$$\mathbf{F} = 4\pi\mu \frac{1}{1 + 4\pi E}.$$

On posera, pour abrégé,

$$\mathbf{K} = 1 + 4\pi E = \frac{1 + 2g}{1 - g},$$

on appellera \mathbf{K} le *pouvoir inducteur spécifique* ou la *constante diélectrique* du corps isolant considéré.

La force \mathbf{F} exercée à l'intérieur du diélectrique a donc pour expression

$$\mathbf{F} = \frac{4\pi\mu}{\mathbf{K}};$$

est inférieure dans le rapport $\frac{1}{\mathbf{K}}$ à celle qui serait exercée par les distributions électriques réelles μ et $-\mu$, si l'on sup-

primait le diélectrique, c'est-à-dire les distributions fictive

Remarquons d'ailleurs que, par définition,

www.libtool.com.cn

$$(11) \quad F = - \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{V_1 - V_2}{e}.$$

En égalant les valeurs (10) et (11) de F, on trouve

$$(12) \quad \begin{aligned} \frac{4\pi\mu}{K} &= \frac{V_1 - V_2}{e}, \\ \mu &= \frac{K}{4\pi} \frac{V_1 - V_2}{e}. \end{aligned}$$

La valeur (12) de μ est plus grande que celle qui conviendrait à un condensateur à lame d'air de même épaisseur, un rapport égal à K, c'est-à-dire à la constante diélectrique. La capacité du condensateur a augmenté dans le rapport

Il est à remarquer que, d'après notre théorie, la constante diélectrique K, nécessairement plus grande que 1, a aussi une limite supérieure. Nous avons supposé d'abord que le rapport g du volume des sphères au volume des mailles du réseau cubique est petit; nous avons reconnu ensuite que cette restriction pouvait être en partie écartée. En tout cas, nous pouvons au plus imaginer que les sphères sont tangentes entre elles : alors g a pour limite $\frac{\pi}{6}$ et par suite, d'après la formule (9), K ne peut avoir une valeur supérieure à

$$\frac{1 + \frac{\pi}{3}}{1 - \frac{\pi}{6}} = \frac{2,0472}{0,4764} = 4,297.$$

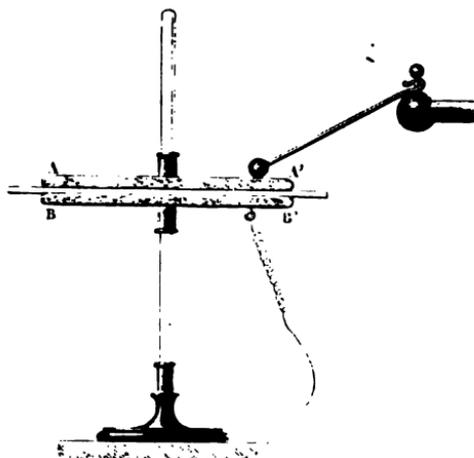
Nous voilà maintenant en possession d'une théorie qui conduit à des lois précises. Il faut la comparer aux résultats de l'expérimentation. A cet effet nous pouvons comparer la charge que prend un même condensateur quand on remplace la lame d'air séparant les armatures par un diélectrique de même épaisseur. Avant de procéder à la mesure, il convient d'abord d'étudier expérimentalement

particularités qui caractérisent les condensateurs à verre. Ce n'est que par une analyse attentive de ces phénomènes que nous parviendrons à éliminer les principales erreurs dont pourraient être affectées les mesures si nous n'il s'agit d'entreprendre.

DE LA LAME ISOLANTE DANS LES CONDENSATEURS. — EFFET DE LA POLARISATION, EFFET RÉSIDUEL. — L'importance du rôle de la lame isolante du condensateur n'avait pas échappé aux expérimentateurs. Elle se manifeste, en particulier, de la manière suivante.

On dispose un plateau métallique BB' horizontalement et en communication avec le sol (fig. 67); déposons sur lui une lame

Fig. 67.



de verre bien sèche, et superposons à ces deux objets un plateau conducteur AA' muni d'un manche isolant. Nous réunirons avec la machine électrique : nous aurons aussi disposé un condensateur à lame de verre, et, si l'on veut, on réunira B' avec A' par un arc conducteur, il se produira une décharge très bruyante avec des effets de décharge énergiques, au lieu de décharger le condensateur, éloignons la source électrique et séparons le plateau B' d'avec

le sol; ensuite nous enlèverons le plateau A' par son manche isolant, et enfin le verre en le tenant par ses bords. Si nous ne tenions pas compte de l'influence exercée sur la lame isolante, il semblerait que les deux plateaux doivent retenir tous deux les électricités dont ils sont pourvus et qu'elles doivent seulement se distribuer librement sur leurs surfaces quand on les éloigne; cependant l'expérience prouve que les plateaux ne conservent que des quantités d'électricité à peine appréciables. Mais si l'on remet, après avoir déchargé ces conducteurs, le verre sur BB', et AA' sur le verre, et qu'on réunisse ensuite BB' et AA' par un arc métallique, on obtiendra une décharge presque aussi vive que si l'on n'avait pas d'abord séparé les appareils. Il faut donc admettre que les charges des armatures avaient quitté les plateaux pour se porter à la surface du verre.

Une contre-épreuve de cette expérience est facile à faire: on n'a qu'à enlever le verre, à placer les deux mains sur ses deux surfaces, et les deux électricités réunies par l'intermédiaire des bras font éprouver une forte commotion. Si au contraire l'expérimentateur ne touche les deux surfaces de ce verre que par les extrémités des doigts, il n'éprouve qu'un effet très léger; mais en promenant les doigts sur les deux surfaces, il sent de petites étincelles successives et décharge successivement chacune des parties qu'il touche l'une après l'autre. Le rôle des conducteurs AA' et BB' devient dès lors évident: ils amènent les électricités opposées sur les deux surfaces du verre et les y laissent, puis ils les ramènent quand on décharge l'appareil.

Au lieu de prendre, comme dans l'épreuve précédente, un carreau de verre plan, on se sert parfois d'un bocal M (*fig. 68*) qui n'est autre qu'un grand verre à bière. On plonge dans l'intérieur un cylindre de fer-blanc A qui remplit le verre, et l'on fait entrer celui-ci dans un bocal B également en fer-blanc. A et B sont donc les deux armatures du condensateur. Quand l'appareil est chargé, on le dépose sur une surface isolante: puis, enlevant d'abord A avec un crochet de verre, ensuite le bocal M, on ne trouve que très peu d'électricité sur les armatures métalliques, tandis qu'en saisissant l'extérieur du verre avec une main et plongeant l'autre dans son intérieur, on en-

une série d'étincelles et l'on reçoit une série de commo-

www.libtool.com.cn

s. Franklin, à qui l'on doit cette disposition, faisait l'expérience de manière encore plus frappante : il versait dans le vase M dans un flacon qui le remplaçait une certaine quantité u; cette eau formait l'armure intérieure A, et il plongeait

Fig. 68.



out dans un baquet contenant encore de l'eau, qui constitue le conducteur extérieur B. Quand l'appareil avait été chargé à la manière ordinaire, il l'enlevait, vidait le liquide intérieur et remplaçait le flacon dans les mêmes conditions en mettant à l'intérieur et à l'extérieur de l'eau nouvelle qui n'avait point été électrisée; la charge de l'appareil n'avait pas sensiblement diminué.

La polarisation du diélectrique suffit à rendre compte de ce qui précède. Une grande partie des électricités amenées par les armatures est maintenue à la surface de la lame isolante à cause de l'effet de la polarisation de celle-ci et la maintient à son place; mais cette polarisation disparaîtra dès qu'on aura séparé les armatures et qu'on les réunira l'une à l'autre de manière à annuler les charges extérieures à l'isolant.

Cependant, dans la réalité, l'expérience est habituellement plus complexe. Voici, par exemple, une expérience curieuse due à Faraday (1). On forme un condensateur avec une plaque circulaire comme laque comprise entre deux armatures métalliques concentriques; on le charge et on le maintient chargé pendant longtemps; ensuite on réunit les armatures par un arc métallique

FARADAY, *Experimental researches*, t. I, p. 390.

qui les ramène au même potentiel; on les enlève rapidement et l'on examine le plateau de gomme laque. On trouve d'abord, par un pendule qu'on approche du plateau, qu'il ne manifeste pas de signes électriques sensibles; mais peu à peu ses deux faces accusent chacune l'électricité du plateau qui les touchait pendant que l'appareil était chargé. On a expliqué cet effet en admettant une pénétration lente de l'électricité de l'extérieur à l'intérieur de la gomme laque pendant la première phase de l'expérience et un retour de cette même électricité vers la surface pendant la seconde : c'est ce que de précédentes expériences de Matteucci avaient déjà fait admettre.

On a invoqué la même explication pour rendre raison des décharges résiduelles dont nous avons déjà parlé. Si l'on décharge un condensateur de grande dimension en touchant ses armatures avec un arc métallique, il conserve un résidu électrique qui devient sensible quelque temps après et que l'on peut enlever par un deuxième contact. Après cela, on retrouve un deuxième résidu et il y en a d'autres encore, mais qui cessent bientôt d'être appréciables, parce qu'ils décroissent rapidement.

Ces résidus s'observent *quelque faible que soit la différence de potentiel à laquelle a été chargé le condensateur.*

L'existence des résidus électriques n'est pas une preuve suffisante de la réalité de la pénétration des charges. Si la lame isolante est très mince et que la différence de potentiel des armatures soit maintenue indéfiniment à une valeur constante, on doit penser que le phénomène de la pénétration se produira d'une manière continue, que les électricités contraires finiront par se réunir à travers la lame isolante et qu'un régime permanent s'établira, tel que la quantité d'électricité perdue à chaque instant par les armatures sera remplacée par une charge égale fournie par la source employée. Il y aurait donc un courant continu dans le circuit du condensateur. M. Bouty ⁽¹⁾ a étudié à ce point de vue les condensateurs en mica employés comme étalons de capacité. Si, après avoir chargé instantanément un tel condensateur par

(1) BOUTY, *Comptes rendus*, t. CX, p. 876; 1890.

ne source déterminée, on établit une communication permanente entre les armatures du condensateur et les pôles de la source, un courant assez intense traverse d'abord le circuit métallique : il correspond à la formation du résidu ; mais ce courant tend rapidement vers zéro ; au bout de deux heures, par exemple, les instruments les plus délicats ne peuvent mettre en évidence la plus légère trace de courant.

On se rendra compte de ces faits sans admettre la pénétration des charges, si l'on suppose que la polarisation du diélectrique n'est pas un phénomène complètement instantané, que cette polarisation croît avec le temps jusqu'à une limite déterminée, comme croît la torsion d'un fil soumis d'une manière prolongée à l'action d'un couple constant. Quand on supprime la source et qu'on décharge le condensateur, la majeure partie de la polarisation disparaît, mais la faible polarisation qui subsiste après la première décharge maintient encore sur les armatures une petite charge qui devient libre peu à peu, à mesure que la polarisation achève de disparaître, et fournit ainsi les décharges résiduelles. Ce phénomène peut être considéré comme analogue au résidu élastique de la torsion.

Dans toutes les mesures qui suivront, nous devons nous tenir en garde contre l'effet des résidus. Il convient pour cela de diminuer autant que possible la grandeur des différences de potentiel employées et surtout la durée des expériences. Il convient aussi de n'accepter comme définitifs que les résultats relatifs à des corps qui, comme la paraffine ou la benzène, n'offrent pas de résidu électrique sensible.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE X.

CONSTANTES DIÉLECTRIQUES.

Expériences de Cavendish. — Expériences de Faraday. — Méthodes récentes fondées sur l'emploi des condensateurs. — Méthode de Boltzmann. — Résultats relatifs aux solides et aux liquides. — Constante diélectrique des gaz.

EXPÉRIENCES DE CAVENDISH (1). — Il reste à constater expérimentalement l'accroissement de capacité d'un condensateur quand on y remplace la lame d'air par une autre substance isolante. Cette constatation est déjà très ancienne; elle a même précédé toutes les autres expériences sur les propriétés des isolants, puisqu'elle remonte à Cavendish. Cet illustre physicien compara les charges que prenaient à une même source des condensateurs de même dimension, munis de lames isolantes de diverses natures. Mais ses expériences, réalisées de 1771 à 1781, n'avaient pas été publiées, et plus tard Belli et Faraday découvraient de nouveau et indépendamment l'un de l'autre l'existence du *pouvoir inducteur spécifique*. Ce nom lui-même est dû à Faraday.

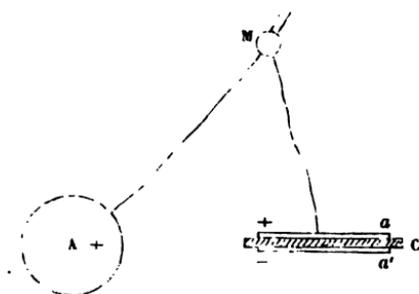
Bien que les expériences de Cavendish ne paraissent pas avoir donné de résultats bien précis, nous rapporterons la méthode qu'il employait pour la mesure de capacité de ses condensateurs, car elle est théoriquement irréprochable.

Cavendish se procura d'abord un condensateur de capacité égale à celle d'une sphère isolée, de 12 $\frac{1}{2}$ pouces de diamètre, suspendue au milieu de son laboratoire. A cet effet, la sphère A et un condensateur à plateaux C, très éloigné de la sphère,

(1) *The electrical researches of the hon. Henry Cavendish, F. R. S.*, écrites entre 1771 et 1781, et publiées par Clerk Maxwell, en 1879, à Cambridge.

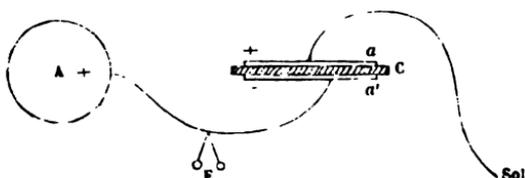
étaient chargés simultanément par une machine électrique M (fig. 69). La communication était ensuite interrompue (fig. 70); l'armature *a* du condensateur était mise au sol, et son armature *a'* réunie à la sphère par un fil métallique com-

Fig. 69.



muniquant à un électromètre E. Si le condensateur et la sphère ont des capacités égales, l'appareil se trouvera complètement déchargé; si ces capacités sont inégales, le signe de l'électrisation de l'électromètre indiquera quelle est la ca-

Fig. 70.



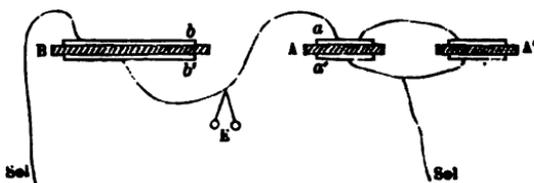
pacité la plus grande, et, en modifiant rationnellement la surface du condensateur jusqu'à ce que l'électromètre reste au zéro, on arrivera à réaliser une égalité parfaite entre les deux capacités.

Par l'application répétée de cette méthode, on pourra se procurer deux condensateurs A, A' possédant chacun une capacité égale à celle de la sphère, puis, à l'aide de A et de A', un troisième condensateur B de capacité double. A cet effet, on réunira A et A' par leurs armatures de même nom; on chargera en même temps que B, et à la même machine, le

condensateur $A + A'$ ainsi formé; puis on mettra au sol les armatures de noms contraires b et a' des deux condensateurs et l'on réunira b' et a à l'électromètre E par un long fil conducteur. Quand l'électromètre restera au zéro, la capacité de B sera égale à celle du condensateur $A + A'$.

Par une suite d'opérations analogues, Cavendish s'était procuré une série de condensateurs avec lesquels il pouvait réaliser une capacité quelconque comprise entre une et soixante fois la capacité de la sphère A . Il pouvait ensuite, grâce à cette disposition analogue à celle de la *fig. 71*, évaluer la capacité

Fig. 71.



d'un condensateur inconnu, à l'aide de l'unité de capacité qu'il avait choisie. Les appareils de Cavendish étaient imparfaits mais sa méthode est identique à celle que l'on emploie aujourd'hui pour la mesure des capacités, à l'aide d'étalons de capacités réunis dans des boîtes dont nous indiquerons plus tard l'usage.

En comparant deux condensateurs égaux, l'un à lame d'acier et l'autre dont la lame isolante était d'espèce quelconque, Cavendish mesura ce qu'il appelait la *capacité des isolants* et ce que nous appelons aujourd'hui leur *pouvoir inducteur spécifique* ou leur *constante diélectrique*. Les nombres qu'il indiquait étaient en général trop grands, parce que la durée des expériences n'était pas assez courte et permettait aux charges résiduelles de se former.

EXPÉRIENCES DE FARADAY. — Avant de mesurer le pouvoir inducteur spécifique, Faraday mit son existence hors de doute par une expérience qui est susceptible de se transformer en un procédé de mesure. On forme un condensateur de trois plateaux A, B, C isolés et séparés par de l'air. On charge A par la machine, et l'on met B et C en contact.

avec le sol. Ensuite on isole ces derniers plateaux et réunit à un électromètre formé de deux lames d'or ou de deux petites balles de sureau doré *b* et *c*, voisines et isolées l'une de l'autre; à ce moment, elles sont à l'état neutre, et les électricités négatives sont condensées aux faces intérieures de *B* et de *C*, et que les positives ont été chassées vers le sol. Mais si l'on vient à approcher *B* de *A*, l'influence inductive, une nouvelle masse d'électricité — s'accumule en *B*: aussi une partie équivalente d'électricité + se transmet par la lame *b* de l'électromètre. En même temps que cette nou-

Fig. 72.



charge se condense sur *B*, elle réagit plus énergiquement sur *A* et décharge d'autant la face opposée au plateau *C*. L'induction diminue sur *C*, qui abandonne et laisse passer l'électricité négative jusqu'à la lame *c*. Il suit de là que les deux lames *b* et *c* vont s'approcher, et en général on peut reconnaître par leur mouvement et par la nature de leur divergence que prend chacune d'elles les variations d'intensité du pouvoir inducteur de *A* sur les plateaux *B* et *C*. Cela étant l'appareil étant ramené à sa situation première et l'électromètre étant à l'état neutre, introduisons une lame de verre entre *A* et *B*: nous verrons se produire le phénomène que nous venons de décrire et dans le même sens, absolument comme si la lame *B* avait été approchée de *A*. Le même effet a lieu quand on remplace le verre par d'autres lames minces, et il n'est pas le même pour chaque substance; le verre agit moins que la gomme laque et celle-ci moins que le

soufre. Nous reconnaissons là, de la manière la plus nette, l'existence du pouvoir inducteur spécifique, tel qu'il a été défini ci-dessus.

Pour mesurer le pouvoir inducteur spécifique, Faraday (1) et plus tard Harris ont employé la méthode suivante :

On dispose deux condensateurs à lame d'air c , c' égaux entre eux, c'est-à-dire ayant même forme, même étendue et même distance des armatures. Pour s'assurer de leur identité, on charge l'un d'eux et l'on mesure avec un plan d'épreuve, dans la balance de Coulomb, l'épaisseur électrique en un point de l'armature qui a touché la machine; supposons qu'elle soit α . Ensuite on fait toucher le condensateur chargé par celui qui ne l'est pas, et chacun doit avoir une charge com-

mune et égale à $\frac{\alpha}{2}$. Quand on a réussi à réaliser cette condi-

tion, on coule entre les lames de l'un des condensateurs, c par exemple, la substance que l'on veut essayer (soit de la gomme laque), et on maintient l'air pour former la lame isolante de c' . On charge ce dernier, on le fait toucher par c , et l'épaisseur électrique se réduit de α à une valeur α' , en général plus petite que $\frac{\alpha}{2}$; le rapport des capacités des deux

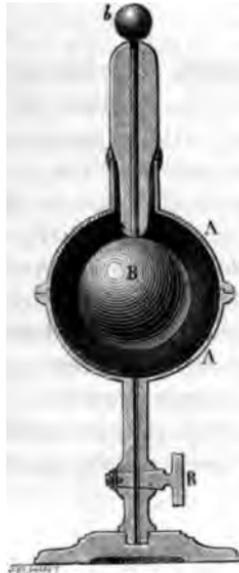
condensateurs est $\frac{\alpha - \alpha'}{\alpha'}$. C'est la valeur du pouvoir inducteur spécifique.

Faraday employait un condensateur sphérique (*fig. 73*) dont l'armature extérieure A était formée de deux calottes; l'une d'elles, munie d'un robinet R, permettait de faire le vide dans l'appareil, tandis que l'autre portait une tubulure par laquelle on introduisait une tige conductrice isolée, terminée à son extrémité par le bouton B et soutenant l'armature intérieure B. Faraday coulait entre les deux armatures de l'un de ses condensateurs une couche de matière isolante occupant seulement l'hémisphère inférieur; cette disposition n'introduit pas de difficulté particulière; l'effet de l'isolant se trouve réduit dans un rapport constant, approximativement égal à $\frac{1}{2}$.

(1) *Experimental Researches*, t. I, p. 366.

Faraday trouva pour tous les gaz un même pouvoir spécifique égal à 1 : quant aux solides, ils lui donnèrent des nom-

Fig. 73.



bres plus grands que l'unité. Des expériences analogues furent réalisées par Harris avec des condensateurs à plateaux. Voici les résultats obtenus par ces deux physiciens :

FARADAY.		HARRIS.	
Air.....	1,00	Air.....	1,00
Spermaceti.....	1,45	Résine.....	1,77
Verre.....	1,76	Poix.....	1,80
Gomme laque.....	2,00	Cire.....	1,86
Soufre.....	2,24	Verre.....	1,90
		Gomme laque.....	1,95

Il faut se garder d'attribuer à ces nombres une valeur absolue, car ils se modifient avec la durée des expériences, par suite de la formation des résidus. Gaugain (1), qui a fait à

(1) GAUGAIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LXIV, p. 174. et 4^e série, t. II, p. 264; 1862, 1864.

cet égard de très nombreuses expériences, a montré, comme on devait s'y attendre, que la capacité apparente du plateau collecteur augmente beaucoup quand on fait croître la durée de charge, et toutes les expériences ultérieures ont conduit aux mêmes conclusions.

MÉTHODES RÉCENTES FONDÉES SUR L'EMPLOI D'UN CONDENSATEUR

— La seule quantité que l'on ait tenté de mesurer avec précision, la constante diélectrique proprement dite, résultant de la polarisation instantanée de l'isolant, est la limite vers laquelle tend la constante diélectrique apparente, quand on fait tendre vers zéro la durée de la charge.

M. Boltzmann (1) compare la capacité du condensateur qu'il étudie à celle d'un électromètre très précis. Il charge d'abord l'électromètre à l'aide de 18 éléments Daniell et note son indication a ; il charge ensuite le condensateur, le sépare de la source et le met en communication avec l'électromètre préalablement déchargé. Soient a' la nouvelle indication, E et C les capacités de l'électromètre et du condensateur; on a

$$\frac{a}{a'} = \frac{E + C}{C},$$

$$\frac{E}{C} = \frac{a - a'}{a'}.$$

Chacune des opérations n'exige qu'un temps extrêmement court.

M. Boltzmann employait des condensateurs à plateaux et à lame d'air. Une lame de matière isolante d'épaisseur e , inférieure à la distance d des plateaux, pouvait être interposée pendant la charge. Soit K la constante diélectrique de la lame; nous pouvons observer que l'accroissement de capacité d'un condensateur par l'interposition d'une lame diélectrique d'épaisseur égale à la distance d des plateaux est le même que si les deux plateaux, toujours séparés par de l'air, avaient été ramenés à la distance $\frac{d}{K}$; sous ce rapport on pe

(1) BOLTZMANN, *Carl's Repertorium*, t. X, p. 109; *Sitzungsberichte Wiener Akademie*, t. LVII.

et que la lame diélectrique d'épaisseur e équivaut à une lame d'air d'épaisseur $\frac{e}{K}$; et, par suite, la distance réduite des deux plateaux est $d - e + \frac{e}{K}$. Or la capacité d'un condensateur à lame d'air dont les plateaux sont très larges est en raison inverse de leur distance. Le rapport $\frac{C'}{C}$ de la capacité du condensateur avec la lame à la capacité C sans la lame donc pour valeur

$$\frac{C'}{C} = \frac{d}{d - e + \frac{e}{K}},$$

l'on déduit K quand on connaît d et e . Dans ces expériences la durée de la charge pouvait être réduite à $\frac{1}{120}$ de seconde. On a trouvé que la constante diélectrique apparente est indépendante de la durée de la charge (jours supposée très faible) pour la paraffine, le soufre, la cire et l'ébonite; mais il n'en est pas de même pour le verre, l'outa-percha, la stéarine, etc.

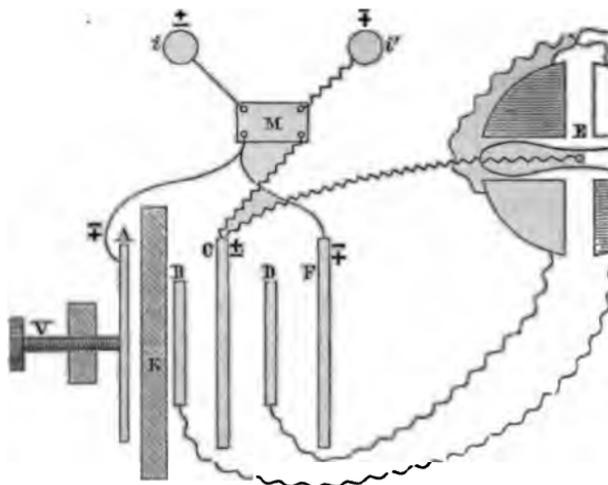
I. Gordon (¹) a mis en œuvre un procédé imaginé par W. Thomson, et qui rappelle l'expérience de Faraday décrite ci-dessus (p. 216). Un condensateur ABCDF (fig. 74) formé de cinq plaques équidistantes, dont trois grandes et deux plus petites. Imaginons que la plaque moyenne C soit mise en relation avec une source d'électricité positive i , les plaques A et F avec une source d'électricité négative i' , enfin les plaques B et D avec les deux paires de secteurs d'un électromètre de Thomson E dont l'aiguille communique avec C. Par raison de symétrie, l'électromètre ne doit donner aucune déviation; mais si l'on vient à rapprocher le plateau A du plateau B à l'aide de la vis micrométrique V, ou, ce qui revient au même.

Philosophical Transactions, p. 417; 1879. On consultera avec profit, et de ces expériences, le *Traité expérimental d'Electricité et Magnétisme* de M. Gordon, traduit par Raynaud. 2 volumes in-8: 1881.

si l'on interpose entre A et B une lame isolante K, est rompu et l'électromètre dévie.

Pour déterminer la constante diélectrique ϵ d'une lame d'épaisseur connue e , il suffit de déterminer de qu

Fig. 74.



tité l il faut faire reculer la vis V pour ramener l'électromètre, quand il a été dévié par l'introduction de la lame isolante. En désignant par K la constante diélectrique de la lame, on a $\frac{\epsilon}{K} = l$, d'où l'on tire K.

Pour réduire au minimum la durée de la charge, on a eu l'idée de prendre comme sources i et i' les deux bobines d'une bobine d'induction dont les potentiels changent un très grand nombre de fois par seconde ⁽¹⁾. La déviation de l'aiguille de l'électromètre ne dépend pas de la charge du système ACF; par suite, on obtient toujours une déviation tant que la compensation n'est pas faite.

(¹) Dans la *fig. 74*, M représente un commutateur qui permet de verser toutes les communications pour vérifier les mesures indiquées sur la figure supposent le commutateur tourné de telle sorte que A et F communiquent avec i' et C avec i .

rigoureuse, et la formation des résidus sera absolument évitée, puisqu'on peut réduire la durée qui sépare deux inversions à $\frac{1}{20000}$ de seconde.

La méthode de M. Gordon est applicable aux liquides. En ce cas, les plateaux métalliques ABCD doivent être disposés horizontalement; le plateau diélectrique K est remplacé par une cuve à fond plat destinée à recevoir le liquide. Cette méthode a été appliquée en particulier par M. Negreano (1).

Les condensateurs peuvent être employés d'une manière toute différente à la mesure des constantes diélectriques. Nous avons vu, en effet, que la densité électrique μ à la surface de l'un des plateaux du condensateur a pour expression

$$\mu = -\frac{K}{4\pi} \frac{V_1 - V_2}{e};$$

la charge par unité de surface d'un condensateur à lame d'air se trouve donc multipliée par K quand on remplace l'air par un diélectrique solide ou liquide; mais la force F en un point quelconque compris entre les plateaux conserve dans les deux cas la même valeur

$$F = \frac{V_1 - V_2}{e}.$$

La force attractive exercée sur l'unité de surface de l'un des plateaux est $\frac{1}{2} F\mu$, elle augmente donc dans le même rapport que μ , c'est-à-dire dans le rapport K. Tel est le principe de mesures faites notamment par M. Silow (2) et M. Quincke (3) relativement à la constante diélectrique des liquides. Leurs méthodes consistent essentiellement à remplacer l'air par un liquide dans la partie active d'électromètres fondés sur l'attraction des plateaux de condensateurs et que nous étudierons dans un prochain Chapitre.

(1) NEGREANO, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 557; 1887.

(2) SILOW, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, p. 388; 1875. *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VI, p. 99.

(3) QUINCKE, *Wied. Ann.*, XIX, 705, XXVIII, 529, et XXXII, 530, 1883-87; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 97, t. VI, p. 549, et t. VII, p. 581.

MÉTHODE DE M. BOLZMANN. — On doit à M. Boltzmann (1) une méthode applicable aux diélectriques solides, et qui n'exige l'emploi que de quantités de matière extrêmement petites.

Plaçons dans le champ électrique d'une grosse sphère conductrice A, chargée d'une quantité d'électricité m , une très petite sphère B conductrice ou isolante à l'état neutre. La sphère B sera toujours attirée. Je dis que du rapport des forces attractives observées, à la même distance d , sur deux sphères B et B' de même dimension, l'une conductrice et l'autre isolante, on peut déduire la constante diélectrique de celle-ci.

La sphère conductrice B acquerra par influence un moment

$$M = \frac{3}{4\pi} F'v = \frac{3}{4\pi} \frac{m}{d^2} v,$$

et se trouve soumise à une force résultante R proportionnelle à ce moment et déjà calculée ci-dessus (2)

$$R = \frac{3}{4\pi} \frac{2m^2}{d^3} v = \frac{2mM}{d}.$$

Une sphère isolante sera soumise à une force F' , que l'on obtient en ajoutant à $F = \frac{m}{d^2}$ la force résultant de la distribution superficielle portée par la sphère : celle-ci agit en sens contraire de la force extérieure et a pour valeur

$$F' = \frac{m}{d^2} - \frac{4}{3}\pi l,$$

(1) BOLZMANN, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LVIII, 1^{re} Part., p. 81.

(2) Formule (19), p. 146.

et puisque

$$I = EF',$$

$$F' = \frac{m}{d^2} - \frac{4}{3}\pi EF' = \frac{m}{d^2} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{4}{3}\pi E} \right\}.$$

Le moment M' est donc

$$M' = EF'v = M \frac{4\pi}{3} \frac{E}{1 + \frac{4}{3}\pi E} = \frac{K-1}{K+2} M,$$

et l'on trouve de même pour la force attractive

$$R' = \frac{2mM'}{d^3},$$

$$\frac{R'}{R} = \frac{M'}{M} = \frac{K-1}{K+2}.$$

Pour mettre en œuvre la méthode de M. Boltzmann, on pourra employer la même sphère de matière diélectrique d'abord nue, puis recouverte d'une feuille d'or. Elle devra être munie d'un système de suspension très délicat et soustrait à l'action de l'air. Les forces attractives seront proportionnelles aux tangentes des déviations de la verticale ou à ces déviations elles-mêmes, si celles-ci sont suffisamment petites.

En opérant sur une sphère B de soufre prise dans un cristal très pur, M. Boltzmann a constaté, ce qui était très vraisemblable *a priori*, que la grandeur de la force attractive R dépendait de l'orientation de la sphère B. Il y a évidemment lieu de considérer, dans les diélectriques cristallisés, la constante diélectrique comme une fonction de l'orientation du moment électrique par rapport aux axes cristallographiques. Il y aura un ellipsoïde des moments électriques, comme il y a un ellipsoïde des élasticités, et l'on fixera les propriétés diélectriques à l'aide de trois constantes qui seront les constantes diélectriques principales.

RÉSULTATS RELATIFS AUX SOLIDES ET AUX LIQUIDES. — Le Tableau suivant résume les principaux résultats relatifs aux corps solides :

1. et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique.* - (1^{re} éd., 1890.)

Corps isotropes.
www.libtool.com.cn

		K.	
Verre.....		3,343	Gordon.
Paraffine.....	}	1,977	Gibson et Barclay (1).
		1,96	Wüllner (2).
		1,993	Gordon.
Gomme laque.....	}	2,95 à 3,73	Wüllner.
		2,74	Gordon.
Résine.....		2,515	Boltzmann.
Ébonite.....	}	2,51	Wüllner.
		2,284	Gordon.
Gomme élastique	}	noire..... 2,22	}
		vulcanisée. 2,497	
Gutta-percha.....		2,462	
Composé de Chatterton.....		2,547	

Corps cristallisés.

Quartz	}	suivant l'axe optique. 4,55	}	
		normalement à l'axe.. 4,49		
Spath.	}	suivant l'axe..... 8,03		Curie (3).
		normalement à l'axe.. 8,48		
Soufre	}	constantes } 3,811	Boltzmann.	
		principales } 3,970		
	 4,773		
Sel gemme.....		5,85	}	
Alun.....		6,4		
Fluorine.....		6,8		

On remarquera que les nombres fournis par divers expérimentateurs diffèrent en général beaucoup, ce qu'il faut attribuer en partie à l'imperfection des méthodes, en partie à la variabilité de la constante diélectrique. Les corps qui isolent le mieux sont souvent très mal définis au point de vue chimique, soit que, comme le soufre, ils se présentent sous un grand nombre d'états allotropiques toujours plus ou moins mêlés dans les échantillons que l'on étudie, soit que

(1) *Philosophical Transactions*, p. 573; 1871.

(2) *Sitzungsberichte der königl. Bayer. Ak.*, p. 1; 1877.

(3) J. CURIE, *Thèse de Doctorat*; Paris, 1888.

ne la gutta-percha ou l'ébonite, ils aient été soumis à préparation chimique et mécanique variable d'un échantillon à un autre. D'ailleurs les conditions que l'on suppose réa- s d'une manière absolue, en particulier l'absence de toute ductibilité, peuvent n'être satisfaites que d'une façon ap- imative et éminemment variable suivant les échantillons. possède des mesures assez nombreuses relativement iquides diélectriques; ceux-ci sont en général mieux dé- que les solides; mais des traces de substance étrangère, Seables au point de vue de la pureté chimique, commu- -ent à ces corps une conductibilité souvent assez considé- - Les méthodes précédentes deviennent donc insuffi- s, et il ne faut pas s'étonner des différences qu'un même -imentateur, opérant par une méthode identique, ren- e entre divers échantillons. Nous en donnerons pour ple les mesures suivantes de M. Quincke :

	Origine.	K.
Sulfure de carbone....	Kahlbaum.....	2,865
	Heidelberg.....	2,402
Benzine lourde.....	Kahlbaum.....	2,383
Benzine pure.....	(de l'acide benzoïque).	2,609
Benzine légère.....	Heidelberg.....	2,139

radonc, en général, nécessaire de déterminer la constante électrique d'un liquide sur l'échantillon même dont on doit servir, et de la mesurer à nouveau si, dans l'intervalle des épreuves, le liquide a été abandonné dans des conditions il ait pu dissoudre des traces de quelque impureté.

Nous indiquerons cependant, à titre de renseignement, quelques mesures obtenues par M. Quincke comme moyenne d'épreuves concordantes faites par plusieurs méthodes différentes sur quelques liquides très purs :

Éther.....	4,302
Sulfure de carbone.....	2,490
Benzine.....	2,290
Pétrole.....	1,961

Il est à remarquer que les valeurs de K s'éloignent toujours beaucoup de l'unité. Pour la plupart des liquides, K est infé-

rieur à la limite 4,297 indiquée ci-dessus (p. 208), paraît pas en être de même pour les corps cristallins (Spath, p. 226.)

CONSTANTE DIÉLECTRIQUE DES GAZ. — La mesure de la diélectrique des gaz offre des difficultés particulières de la petitesse de l'effet à mesurer. C'est pourquoi les expérimentateurs et Faraday lui-même ont trouvé que les gaz ont un même pouvoir spécifique égal à l'unité. Pour constater entre eux quelque différence, il faut avoir des procédés d'une délicatesse extrême. Voici celui employé par M. Boltzmann (1) :

L'une des armatures A d'un condensateur à lame chargée par 300 éléments Daniell; l'armature B est isolée et on le met en communication avec un électromètre très sensible; on ajoute alors un élément à l'armature B, on observe une déviation β de l'électromètre, dont le signe est le même que si, laissant constant le potentiel des armatures, on avait augmenté la capacité du condensateur. On mesure donc la déviation α de l'électromètre au sol, puis on le met en communication et l'on fait le vide dans le condensateur; on observe une déviation β_1 de l'électromètre, indiquant cette fois que la capacité du condensateur a diminué par la raréfaction de l'air. On appelle D_1 le pouvoir inducteur spécifique du gaz dilué, D le même gaz à la pression normale; la capacité du condensateur a diminué d'une fraction $\frac{\alpha}{300\beta}$ de sa valeur primitive, donc

$$D_1 = D \left(1 - \frac{\alpha}{300\beta} \right),$$

ou sensiblement

$$\frac{D}{D_1} = 1 + \frac{\alpha}{300\beta}.$$

(1) BOLTZMANN, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LXXV, p. 795.

On vérifie par des expériences de ce genre que l'excès du pouvoir inducteur spécifique d'un même gaz sur l'unité est proportionnel à la pression, c'est-à-dire à la densité du gaz, et l'on calcule ensuite sans peine la valeur du pouvoir inducteur spécifique rapporté à la pression normale. M. Boltzmann a trouvé ainsi les valeurs consignées dans le Tableau suivant; nous y joignons celles que MM. Ayrton et Perry (1) ont obtenues par une méthode différente, pour laquelle nous renverrons le lecteur aux sources originales :

NATURE DU GAZ.	CONSTANTE DIÉLECTRIQUE (celle de l'air est prise pour unité).	
	d'après M. Boltzmann.	d'après MM. Ayrton et Perry.
Acide carbonique.....	1,000356	1,0008
Hydrogène.....	0,999674	0,9998
Oxyde de carbone.....	1,000100	»
Protoxyde d'azote.....	1,000394	»
Bicarbure d'hydrogène.....	1,000722	»
Protocarbure d'hydrogène.....	1,000354	»
Gaz d'éclairage.....	»	1,0004
Acide sulfureux.....	»	1,0037
Vide.....	0,999410	0,9985

Ces nombres sont très peu différents de l'unité; mais on remarquera que la densité normale de l'air est 773 fois plus faible que celle de l'eau. Imaginons que la proportionnalité de l'excès de la constante diélectrique à la densité se maintienne jusqu'à une pression telle que l'air ait la densité de l'eau : si l'on admet les nombres de MM. Ayrton et Perry, sa constante diélectrique serait alors 2,159, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que celles des solides et des liquides.

(1) AYRTON ET PERRY, Mémoire lu devant la Société asiatique du Japon le 18 avril 1877.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE XI.

MILIEUX DIÉLECTRIQUES.

Diélectriques considérés comme milieux. — Surface de séparation de deux diélectriques. — Pression électrostatique exercée par un conducteur sur un diélectrique. — Équilibre d'un milieu diélectrique. — Expérience de Quincke. — Contraction électrique des gaz. — Changement de volume des diélectriques accompagnant leur polarisation.

DIÉLECTRIQUES CONSIDÉRÉS COMME MILIEUX. — Considérons un conducteur électrisé plongé dans un milieu diélectrique défini; soit μ la densité électrique en un point de sa surface. Le conducteur agit par influence sur le milieu ambiant qui se polarise dans toute sa masse. Il en résulte à la surface du diélectrique en contact avec le conducteur une densité électrique fictive $-\sigma$. La force électrique en un point extérieur infiniment voisin de la surface est

$$F = 4\pi(\mu - \sigma);$$

l'intensité de la polarisation au même point

$$I = \sigma = EF = 4\pi E(\mu - \sigma);$$

on tire de là

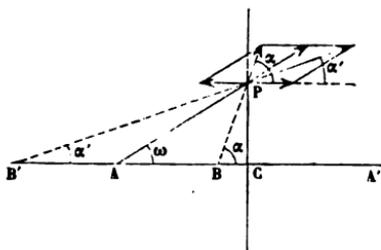
$$\sigma = \frac{4\pi E\mu}{1 + 4\pi E} = \mu - \frac{\mu}{K},$$

$$F = 4\pi(\mu - \sigma) = 4\pi \frac{\mu}{K}.$$

L'effet de la polarisation du diélectrique est donc de réduire la force exercée au voisinage et au dehors de la surface du conducteur dans le rapport $\frac{1}{K}$. Le potentiel U dont la dérivée changée de signe représente la force à l'intérieur du diélectrique est réduit dans le même rapport.

SURFACE DE SÉPARATION DE DEUX DIÉLECTRIQUES. — Puisque la polarisation a une intensité différente dans deux diélectriques sous l'influence d'une même force, la surface de séparation de deux diélectriques dans un champ électrique est constituée d'une couche fictive d'électricité correspondante à la différence de polarisation de part et d'autre de la surface.

Fig. 75.



Soient F, F' les valeurs de la force électrique de part et d'autre d'un point P de la surface; α, α' les angles F et de F' avec la normale en P . Nous avons démontré (97) les relations générales

$$F' \cos \alpha' - F \cos \alpha = 4\pi\sigma,$$

$$F' \sin \alpha' = F \sin \alpha.$$

Soient I et I' les intensités de la polarisation de part et d'autre de P . I et F, I' et F' coïncident respectivement en direction et l'on a

$$I' = E'F',$$

$$I = EF;$$

$$\sigma = I \cos \alpha - I' \cos \alpha' = EF \cos \alpha - E'F' \cos \alpha'.$$

Substituant dans (1) la valeur (3) de σ , il vient

$$F' (1 + 4\pi E') \cos \alpha' = F (1 + 4\pi E) \cos \alpha$$

$$K' F' \cos \alpha' = K F \cos \alpha.$$

Des équations (2) et (4) on tire

$$\frac{\tan \alpha}{\tan \alpha'} = \frac{K}{K'}.$$

Équation (5) exprime ce que l'on a appelé la loi de réfraction des lignes de force.

D'autre part, les équations (3) et (4) donnent

$$(6) \quad \sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{K - K'}{K'} F \cos \alpha.$$

Comme application, nous allons chercher la distribution la couche fictive sur un plan séparant deux diélectriques sous l'influence d'un point électrisé de masse m , placé à la distance d (fig. 75) du plan.

La force F en un point infiniment voisin de P dans le premier milieu est due : 1° à la masse m , placée en A , 2° à la tribution σ ; c'est-à-dire que c'est la résultante d'une force $\frac{m}{Kr^2}$ dirigée suivant AP (1) et d'une force $2\pi\sigma$ normal au plan et dirigée en avant. On a donc

$$(7) \quad F \cos \alpha = \frac{1}{K} \frac{m}{r^2} \frac{d}{r} - 2\pi\sigma.$$

Substituant cette valeur dans (6), on obtient

$$(8) \quad \sigma = \frac{1}{2\pi K} \frac{K - K'}{K + K'} \frac{md}{r^3};$$

la densité électrique varie en raison inverse du cube distance. Le signe de σ est celui de $K - K'$. Pour $K = K'$, σ s'annule (2).

(1) D'après la proposition démontrée au paragraphe précédent.

(2) Dans le cas qui nous occupe, si l'on désigne par ω l'angle $P'PB$ reconnaît aisément que

$$\tan \alpha = \frac{K - K'}{2K} \tan \omega.$$

Le point B , où la direction de F rencontre l'axe AC est donc fixe.

$$BC = \frac{2K'}{K + K'} d.$$

On trouverait de même

$$B'C = \frac{2K}{K + K'} d.$$

Les forces résultantes tout le long du plan sont donc dirigées vers des points fixes; mais elles ne varient pas en raison inverse du carré de distance à ces points. B et B' ne jouent donc point le rôle de points équivalents à l'égard de points infiniment voisins de P .

peut rapprocher ce résultat de celui qui se rapporte à la distribution électrique sur un plan conducteur sous l'influence de la masse électrique m' placée à la distance d ; on a alors la densité μ l'expression

$$\mu = -\frac{1}{2\pi} \frac{m'd}{r^3}.$$

Pour identifier les expressions (8) et (9), il suffit de poser

$$m' = \frac{1}{K} \frac{K' - K}{(K + K')} m;$$

la distribution de la couche fictive est identique à celle qui aurait un plan conducteur coïncidant avec la surface de séparation des deux diélectriques sous l'influence d'une masse électrique placée en A et de masse $\frac{1}{K} \frac{K' - K}{K + K'} m$. On pourrait remplacer l'effet du deuxième diélectrique dans le premier milieu en supposant ce milieu indéfini, à la condition de placer au point A' symétrique de A une masse électrique de Km' , c'est-à-dire à $\frac{K' - K}{K' + K} m$.

Si le premier milieu est de l'air, $K = 1$, $m' = \frac{K' - 1}{1 + K'} m$. On calcule la force exercée par le diélectrique sur le plan A, elle est égale à l'action de la masse m placée en A sur la masse m' placée en A'.

$$f = -\frac{mm'}{4d^2} = -\frac{m^2}{4d^2} \frac{K' - 1}{1 + K'};$$

La force est toujours attractive.

PRESSION ÉLECTROSTATIQUE EXERCÉE PAR UN CONDUCTEUR SUR UN DIÉLECTRIQUE. — Nous avons démontré que la pression électrostatique dans l'air a pour expression

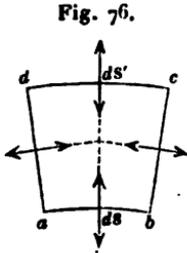
$$\tau = 2\pi\mu^2.$$

Si le cas où l'air est remplacé par un milieu diélectrique de constante K, la force exercée au voisinage de la surface

électrisée a pour expression $F = \frac{4\pi\mu}{K}$, et la force dans la couche électrique même est $\frac{2\pi\mu}{K}$. La pression trostatique est le produit de la densité électrique par moyenne; elle a pour valeur

$$\tau = \frac{2\pi\mu}{K} \mu = 2\pi \frac{\mu^2}{K}.$$

ÉQUILIBRE D'UN MILIEU DIÉLECTRIQUE. — Considérons *abcd* d'un milieu diélectrique compris entre deux conducteurs situés à la distance dx infiniment limité par un tube de force. L'électricité du conducteur *ab* exerce sur le π pression normale résultante



$$\frac{2\pi\mu^2 dS}{K} = K \frac{F^2}{8\pi} dS.$$

De même, l'électricité de *cd* exerce une pression contraire : ces deux forces opposées ont une résultante

$$\begin{aligned} R &= -\frac{K}{8\pi} d(F^2 dS) = -\frac{K}{8\pi} d(F \cdot F dS) \\ &= -\frac{K}{8\pi} [F dS dF + F d(F dS)], \end{aligned}$$

qui, en général, n'est pas nulle. En effet, la propriété des tubes de force donne

$$d(F dS) = 0,$$

et il reste

$$R = -\frac{K}{8\pi} F \frac{\partial F}{\partial x} dx dS = -\frac{K}{8\pi} F \frac{\partial F}{\partial x} dx,$$

qui ne peut être nulle que si $\frac{\partial F}{\partial x}$ est nul, et par conséquent $dS = dS'$.

Il suit de là que, si les deux conducteurs sont π

immobiles, il ne peut y avoir équilibre dans le milieu, adhérent aux faces des conducteurs qui l'attirent (et, par suite, tendu dans le sens des lignes de force), qu'à la faveur d'une pression s'exerçant normalement aux faces latérales de l'élément. Maxwell, auquel est due cette curieuse remarque, envisage le diélectrique comme doué d'une élasticité spéciale qui entre en jeu sous l'action des forces électriques. L'électrisation des conducteurs provoque la déformation du diélectrique, et celle-ci a pour résultat le développement de la pression latérale qu'il s'agit d'évaluer.

Soit p cette pression par unité de surface : elle serait équilibrée par une pression normale égale aussi à p par unité de surface et s'exerçant sur les faces ab et cd . La résultante des pressions latérales est donc $p \frac{\partial(dS)}{\partial x} dx$ et doit être égale à R .

Mais la relation

$$F dS = \text{const.}$$

donne

$$F \frac{\partial(dS)}{\partial x} + dS \frac{\partial F}{\partial x} = 0.$$

On a donc pour déterminer p la condition

$$p \frac{\partial(dS)}{\partial x} dx = -p \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial x} dv = -\frac{K}{8\pi} F \frac{\partial F}{\partial x} dv,$$

$$p = \frac{K}{8\pi} F^2.$$

La pression p normale aux lignes de force est donc égale à la pression électrostatique.

Ces conclusions s'appliquent évidemment, quelle que soit la distance des conducteurs électrisés, à la condition de prendre pour F , en chaque point du milieu, la force électrique en ce point.

EXPÉRIENCE DE QUINCKE. — On doit pouvoir manifester par l'expérience l'existence de la pression p normale aux lignes de force au sein d'un diélectrique placé entre des conducteurs électrisés fixes. M. Quincke y est parvenu à l'aide d'une

CONTRACTION ÉLECTRIQUE DES GAZ. — De même qu'un liquide électrique, un gaz doit aussi être sollicité à s'accumuler entre les plateaux d'un condensateur, et l'excès de pression qui doit en résulter pour le gaz contenu entre les plateaux s'évaluera, comme pour les liquides, par la différence de la pression p évaluée pour le gaz et de la pression p' évaluée pour le vide. On aura donc toujours

$$p_1 = p - p' = \frac{K - 1}{8\pi} \frac{(V_1 - V_2)^2}{e^2};$$

mais, comme K est extrêmement voisin de l'unité, cet excès de pression sera très faible. Cependant, les gaz étant extrêmement compressibles, la variation de volume correspondante pourra encore être sensible.

M. Quincke (1) n'a pas réussi à l'observer avec certitude.

CHANGEMENT DE VOLUME DES DIÉLECTRIQUES SOLIDES ACCOMPAGNANT LEUR POLARISATION. — On peut aussi mettre en évidence

des pressions exercées au sein d'un diélectrique solide soumis à l'influence. Volta (2) avait déjà observé que le volume intérieur d'une bouteille de Leyde augmente quand on la charge. Le même phénomène a été signalé par M. Govi (3) et étudié plus près par MM. Duter (4) et Righi (5).

L'appareil imaginé par M. Duter (*fig.* 78) est une bouteille de Leyde cylindrique A, enfermée dans un cylindre B de capacité plus grande. A et B communiquent à l'extérieur par deux tubes T, T' terminés par des tiges capillaires et munis chacun d'un tube latéral à entonnoir et à robinet, servant à remplir les deux cavités de l'appareil avec des liquides conducteurs. Des fils de platine a et b plongent dans le liquide intérieur et dans le liquide extérieur, et sont mis en relation avec une machine électrique, l'autre avec le sol : de la sorte, les liquides forment les deux armatures de la bou-

(1) QUINCKE, *Wied. Ann.*, t. X, p. 251; 1860.

(2) VOLTA, *Lettere inedite*, p. 15. Pesaro; 1831.

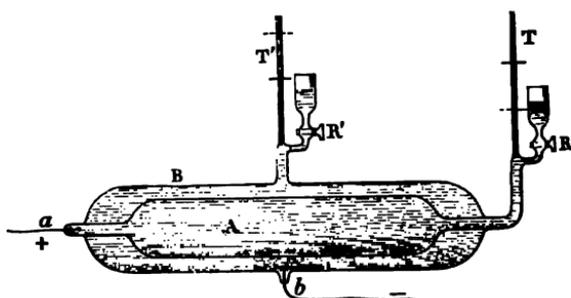
(3) GOVI, *Nuovo Cimento*, XXI et XXII; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVII, p. 857; 1878.

(4) DUTER, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 81.

(5) RIGHI, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 203.

teille A. Cela posé, on observe que, quand la bouteille se charge, le liquide baisse lentement dans le tube intérieur T et monte dans l'autre d'une quantité sensiblement égale, ce qui prouve que la capacité A s'accroît et que l'intervalle AB

Fig. 78.



diminue de volume. Quand on décharge la bouteille, le mouvement inverse se produit brusquement, et, si l'on fait abstraction d'une légère différence, tenant principalement à l'effet de la charge résiduelle, les liquides reviennent à leurs niveaux primitifs.

On ne peut attribuer ces effets qu'à une variation de volume du verre de la bouteille A, sous l'influence combinée de l'élasticité du verre, des pressions et des tensions qui s'y développent sous l'influence de la polarisation électrique.

Nous nous bornerons à chercher quelle serait la variation de volume de la bouteille de Leyde, si la polarisation diélectrique ne modifiait pas les lois de l'élasticité du verre; en d'autres termes, si l'on appliquait aux deux faces d'une bouteille égale et non polarisée des pressions purement *mécaniques*, égales aux pressions électrostatiques. Considérons, par exemple, une bouteille de Leyde sphérique, de rayon intérieur R et d'épaisseur e , dont l'armature intérieure est portée au potentiel V, l'armature extérieure au potentiel zéro, et dont la lame isolante a pour pouvoir inducteur spécifique K. Les deux armatures portent des charges égales et contraires dont la valeur est

$$M = \frac{KR(R+e)}{e} V;$$

densités μ et μ' sur l'armature intérieure et l'armature extérieure ont des valeurs uniformes

www.libtool.com.cn

$$= \frac{M}{4\pi R^2} = \frac{K(R+e)}{4\pi Re} V, \quad \mu' = \frac{M}{4\pi(R+e)^2} = \frac{KR}{4\pi(R+e)e} V;$$

n, les pressions électrostatiques P et P' correspondantes aussi des valeurs uniformes

$$\frac{2\pi\mu^2}{K} = \frac{K(R+e)^2}{8\pi R^2 e^2} V^2, \quad P' = \frac{2\pi\mu'^2}{K} = \frac{KR^2}{8\pi(R+e)^2 e^2} V^2.$$

les-ci doivent [d'après les formules connues relatives à la variation de volume d'une sphère creuse soumise sur ses deux faces à des pressions inégales ⁽¹⁾, et en désignant par α le coefficient de compressibilité du diélectrique] produire une dilatation proportionnelle du volume intérieur

$$= 3\alpha \frac{[PR^2 - P'(R+e)^2](1-2\mu) + \frac{1}{2}(P-P')(R+e)^2(1+\mu)}{(R+e)^3 - R^3}.$$

Faisons dans cette formule $\mu = \frac{1}{3}$, et remplaçons P et P' par leurs valeurs, il vient

$$\Omega = \frac{\alpha KV^2(R+e)}{8\pi R^2 e^2} \frac{9eR^3 + 12e^2R^2 + 8e^3R + e^4}{3eR^3 + 3e^2R + e^3},$$

approximativement

$$\Omega = \frac{3\alpha KV^2}{8\pi e^2},$$

les quantités près d'un ordre de grandeur négligeable.

Nous pouvons maintenant comparer les résultats de ce calcul à ceux de l'expérience directe. M. Duter a réalisé des mesures sur des bouteilles de Leyde sphériques, et voici les

⁽¹⁾ Voir *Physique moléculaire*, t. I, 2^e fascicule.

données numériques d'une de ses expériences expri.
dans le système C. G. S :

www.libtool.com.cn

$$\alpha = 0,0000011 \frac{1}{1033.981} = 1,086.10^{-12},$$

$$K = 1,76,$$

$$V = 1,65,$$

$$e = 0,05,$$

$$R = 4,315.$$

Il en résulte pour Ω la valeur

$$\Omega = 0,000002485,$$

et pour l'accroissement de volume $\delta V = \frac{4}{3} \pi R^3 \Omega$ la valeur

$$\delta v = 0,000836.$$

M. Duter a trouvé

$$\delta_1 v = 0,00150,$$

c'est-à-dire un nombre presque double (1).

M. Duter a vérifié que la variation de volume δv est proportionnelle à V^2 quand on n'emploie qu'une seule même bouteille. En employant des bouteilles sphériques même verre et d'épaisseurs différentes, il a trouvé, au contraire, que la variation δv est en raison inverse de l'épaisseur et non de e^2 . M. Righi, mesurant la variation de longueur de cylindres de verre, armés sur leurs deux faces de manière à constituer des condensateurs cylindriques, est arrivé aux mêmes résultats. De nouvelles expériences seraient nécessaires pour éclaircir cette singulière contradiction.

GÉNÉRALISATION DE LA LOI DE COULOMB. — Soient deux sphères électrisées A et B portant des quantités d'élect

(1) Il est à remarquer que le rapport $\frac{\delta_1 v}{\delta v} = 1,79$ est lui-même p égal au nombre admis par M. Duter pour la constante diélectrique du verre. Tout se passerait donc comme si la pression électrostatique efficace était $2\pi\epsilon^2$, c'est-à-dire celle que produirait la même charge sur un conducteur à lame d'air de même épaisseur ?

m' et qui, dans l'air, exercent une force répulsive

$$f = \frac{mm'}{d^2}.$$

Transportons-les au sein d'un diélectrique de constante K . La force exercée par la sphère A , à la distance d sur l'unité d'électricité, est réduite dans le rapport $\frac{1}{K}$; et, par suite, il en est de même de la force f . On aura au sein du diélectrique

$$f_1 = \frac{mm'}{Kd^2}.$$

L'interposition d'un milieu diélectrique modifie donc la loi élémentaire des actions électriques à distance, par l'introduction d'un facteur constant $\frac{1}{K}$ caractéristique de ce milieu.

Si l'on repousse l'idée de l'action à distance, il est donc légitime de chercher dans la constitution même des milieux diélectriques, dans leurs propriétés élastiques spéciales, l'origine et l'explication des phénomènes électriques. C'est ce qu'a fait Maxwell. Toutefois, il serait prématuré d'exposer ici en détail les idées théoriques de ce savant. Nous les étudierons à la fin de cet Ouvrage, après avoir épuisé l'exposé, purement expérimental, de l'ensemble des phénomènes électriques.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE XII.

ÉLECTROMÉTRIE.

Électroscopes. — Pendules électriques. — Électroscopes à balles et à feuilles d'or. — Électroscopes condensateurs. — Électroscopes à piles sèches. — Électromètre de Hankel. — Électromètre à quadrants. Électromètres absolus. — Méthodes électriques de Coulomb. — Électromètre absolu de Sir W. Thomson. — Électromètre portatif et électromètre à longue échelle de Sir W. Thomson. — Électromètre sphérique. — Électromètre cylindrique.

Dans ce qui précède nous avons fait un fréquent usage d'appareils de mesures que nous avons supposés connus, au moins d'une manière générale, mais dont il nous reste à faire la description exacte et la théorie.

Pour constater l'existence de forces électriques et en mesurer la grandeur, on les oppose à des forces d'une autre espèce, comme la pesanteur ou la torsion de fils métalliques; les dispositions employées pour cela sont susceptibles de variations infinies; nous ne nous proposons de faire connaître ici que les électroscopes les plus répandus et les plus commodes, renvoyant aux Traités spéciaux pour les appareils d'un usage plus limité ou d'un intérêt purement historique.

Les appareils que nous avons à étudier se divisent en deux classes : les uns, auxquels on demande surtout une sensibilité plus ou moins grande, en rapport avec l'ordre de grandeur des potentiels à évaluer ne sont guère employés dans les recherches de précision que comme appareils de zéro; nous les désignerons plus spécialement sous le nom d'*électroscopes*; les autres, particulièrement appropriés à la mesure absolue des différences de potentiel, sont connus sous le nom d'*électromètres absolus*.

www.ELECTROSCOPES.cn

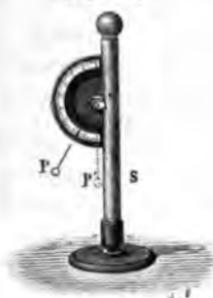
ÉLECTROSCOPES A BALLES. — Le pendule électrique est le plus sensible des électroscopes, mais il est aussi le moins sensible à élever la boule du pendule de A en B (*fig. 79*), car la force électrique, supposée horizontale, doit vaincre la composante du poids de la boule.

Il ne peut guère être employé qu'avec des forces électriques considérables; c'est ainsi que le pendule de Henley accompagne toutes les machines électriques. La ré-

Fig. 79.



Fig. 80.



charge qu'exerce entre la tige conductrice et la boule de cet instrument augmente avec la densité électrique, et varie avec le potentiel du conducteur de la machine, d'une loi compliquée qu'il est inutile de connaître. L'électroscope de Henley ne sert qu'à vérifier si, dans deux expériences successives, on a porté la machine à des potentiels sensiblement égaux.

ÉLECTROSCOPES A BALLES ET A FEUILLES D'OR. — Au lieu d'un pendule unique, on peut employer un double pendule à caducée de deux sphères égales et isolées (*fig. 81*). Quand on les charge à l'aide d'un conducteur chargé, les deux boules s'écarteront et s'écartent d'autant plus que le potentiel de la machine est plus élevé. On peut aussi employer des feuilles d'or.

d'où

$$m = 2\sqrt{\rho \sin^2 \alpha};$$

la charge électrique des boules est proportionnelle à la puissance $\frac{2}{3}$ du sinus de l'angle d'écart.

Le double pendule est l'organe essentiel des électroscopes ordinaires. Que l'on conçoive une cloche de verre portée sur un plateau métallique communiquant avec le sol (*fig. 82*) et, dans la tubulure de cette cloche, une tige terminée extérieurement par un bouton et qui soutient à l'intérieur ou deux fils de lin, comme dans l'électroscope de l'abbé Nollet, ou deux boules mobiles de sureau qu'employait Cavallo, ou deux petits brins de paille très minces dont se servit Volta, ou enfin deux petites bandes d'or B, C, découpées dans une feuille à dorure.

Fig. 81.

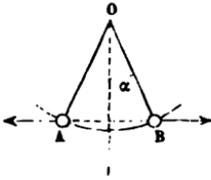


Fig. 82.



par lesquelles Bonnet remplaça ces divers systèmes, et l'on aura la description complète des électromètres à fils, à boules, à pailles et à lames d'or que les électriciens ont tour à tour construits. On n'emploie plus aujourd'hui que le dernier, et, pour lui donner le degré d'exactitude dont il est susceptible, il ne reste plus qu'à vernir à la gomme laque le haut de la cloche, à sécher l'intérieur avec de la chaux vive qu'on y laisse

en permanence, et enfin à fixer sur la base, vis-à-vis des lames d'or, deux petites colonnes métalliques qui sont reliées au sol et dont l'usage va être expliqué.

On voit tout de suite que la cloche est un support isolant, que de plus elle maintient l'air intérieur dans un état permanent de siccité, et qu'enfin elle prévient toutes les agitations anormales de l'appareil. Toutes les fois qu'on électrisera le bouton extérieur, les lames divergeront, et les deux colonnes métalliques augmenteront la divergence en déterminant par influence une accumulation électrique sur elles-mêmes et sur les lames.

Ce n'est pas par contact que l'on charge cet appareil, c'est par influence. On approche un bâton de verre électrisé F; il attire l'électricité négative et repousse l'électricité positive dans les lames qui s'écartent. Si à ce moment on touche le bouton avec le doigt, on fait écouler l'électricité positive, les lames se rapprochent, et il ne reste que l'électricité négative sur le bouton. Après cela, on enlève d'abord le doigt, ce qui rétablit l'isolement, ensuite le bâton, ce qui rend libre l'électricité accumulée sur le bouton, et l'on voit les lames redevenir et demeurer divergentes : elles sont chargées négativement.

Maintenant approchons du bouton un corps chargé négativement, il repoussera l'électricité sur les lames et augmentera leur divergence; amenons un corps électrisé positivement, il fera le contraire et les rapprochera. On reconnaîtra donc que le corps approché est positif ou négatif quand l'écartement primitif des lames diminuera ou augmentera.

Il faut, toutefois, faire observer que, de ces deux effets, un seul est concluant, c'est l'écartement, et que le rapprochement des lames a lieu sans que le corps extérieur soit chargé; car, si nous approchons la main du bouton, il y a une action d'influence qui amène sur la main de l'électricité positive et une réaction de celle-ci qui attire une partie de l'électricité des lames sur le bouton de l'électroscope. Par conséquent, un corps à l'état naturel diminue l'écart des lames, et, quand on observe cet effet, on ne peut conclure d'une manière certaine à l'existence d'électricité libre sur le corps approché.

Quand le rapprochement des lames est produit par un corps électrisé positivement, il peut le plus souvent se transformer

en une divergence. Présentons, en effet, à l'appareil un bâton de verre frotté, il fera converger les lames d'abord; en l'approchant davantage, il les amènera au contact, et en continuant encore, l'influence augmentant toujours, les lames se chargeront positivement et s'écarteront de nouveau. Les mêmes phénomènes se verront en sens inverse, si ensuite on retire lentement le bâton, c'est-à-dire que les pailles se rapprocheront jusqu'à se toucher et se relèveront ensuite. Or, quand on examine un corps chargé positivement, il n'est pas toujours facile de saisir le premier effet, le rapprochement, qui seul permet de reconnaître si l'électricité de ce corps est positive, et souvent on n'aperçoit que le second, l'écartement, ce qui induit en erreur. Pour détruire toute incertitude, il faudra toujours faire deux épreuves après avoir chargé l'électroscope d'abord positivement, ensuite négativement.

Divers expérimentateurs ont cherché à transformer l'électroscope à feuilles d'or en électromètre. En ce cas, il est indispensable de remplacer la cloche qui l'enferme par une cage de glaces, afin d'annuler les erreurs de réfraction, d'appliquer derrière les pailles un cadran divisé et de les observer par un trou fixe ou avec une lunette placée en avant. Quant à la graduation, voici comment de Saussure la faisait : il chargeait l'appareil et mesurait l'écart des feuilles, ensuite il touchait le bouton avec un instrument tout semblable, qui enlevait au premier la moitié de son électricité, et le nouvel écartement correspondait à une charge de l'électroscope moitié de la première. Après avoir répété plusieurs fois de suite les mêmes contacts et les mêmes mesures, on construisait une courbe dont les abscisses représentaient les déviations et les ordonnées les charges. On trouve ainsi que, tant que l'écart ne dépasse pas 30°, cet écart est très sensiblement proportionnel à la charge. Même après cette graduation, il est évident que l'électromètre ne mesurera que sa propre charge, et que, pour pouvoir tirer une conclusion certaine relativement à l'état du corps électrisé, on devra mettre ce dernier en communication lointaine avec l'électroscope, de façon à annuler l'influence de l'un sur l'autre; les charges de l'électroscope seront alors proportionnelles au potentiel commun aux deux corps et pourront servir à le mesurer.

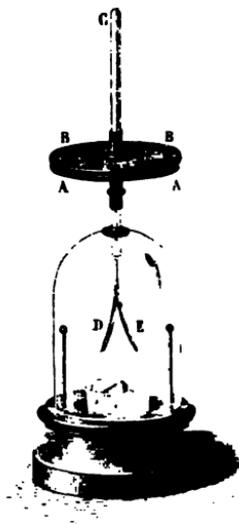
Ce potentiel final ne pourra, d'ailleurs, être pris pour le potentiel primitif du corps étudié que si celui-ci fonctionne comme une source constante, ou si la capacité de l'électroscope est négligeable par rapport à la sienne.

ÉLECTROSCOPES CONDENSATEURS. — Quand on veut reconnaître l'existence de sources d'électricité trop faibles pour communiquer une charge appréciable à l'électroscope à feuilles d'or, on peut avoir recours à l'électroscope condensateur imaginé par Volta ⁽¹⁾. C'est la réunion d'un électroscope ordinaire et d'un condensateur à plateaux. La tige supportant les feuilles d'or se termine (*fig.* 83) par un premier plateau A, nu à sa partie inférieure, verni à sa face supérieure; le second plateau B, muni d'un manche isolant, est nu à sa face supérieure et verni à sa face inférieure. Mettons le plateau A en communication avec une source faible et le plateau B en communication avec le sol. Soit F la force condensante du système AB qui, dans ces appareils, est extrêmement considérable ⁽²⁾. La charge reçue par A sera à celle que la source lui communiquerait directement dans un rapport précisément égal à F.

Si l'on supprime les communications, qu'on enlève ensuite le plateau B, la charge de A se distribue d'après les lois ordinaires et produit une déviation appréciable des feuilles d'or.

Gauguin a encore accru la sensibilité de l'électroscope condensateur par la disposition suivante. Le plateau collecteur α de l'électroscope est de petites dimensions (*fig.* 84) et com-

Fig. 83.

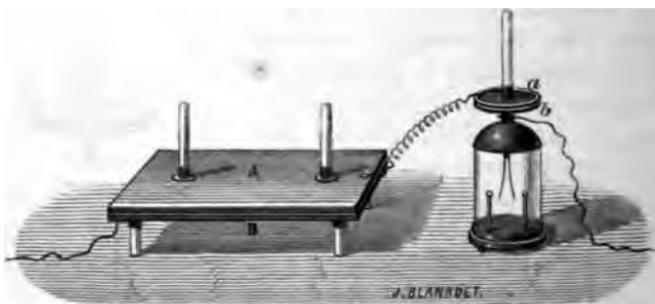


(1) — *Annales de Chimie et de Physique*, 1^{re} série, t. XL, p. 241, 1834.

(2) Elle était égale à 110 dans l'un des électroscopes employés par Volta.

munique avec le plateau collecteur A d'un condensateur à très large surface. On charge à la fois les deux condensateurs par la source dont on veut mesurer la différence de potentiel caractéristique V . Pour cela on met, par exemple, l'un des pôles de la source en communication avec les plateaux A et a , l'autre avec le sol. Les plateaux B et b sont pareillement en communication avec le sol. Cela fait, on soulève le plateau A. Si ce plateau était seul, son potentiel augmenterait, par cet

Fig. 84.



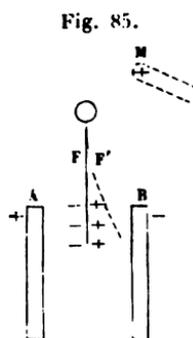
opération, dans un rapport égal à la force condensante F du condensateur AB ; mais il communique au plateau a , dont le potentiel est égal à V . Il va donc s'écouler de l'électricité de A sur a , et la charge de ce dernier se trouvera augmentée dans un rapport F' d'autant plus considérable que la capacité du plateau A est plus grande et celle de a plus faible. A la limite, c'est-à-dire si le rapport des deux capacités était infini, la charge de a augmenterait justement dans le rapport F . Il ne reste plus qu'à supprimer la communication de b avec le sol, celle des plateaux A, a entre eux, et à enlever le plateau a . Soit f la force condensante du condensateur ab ; la divergence des feuilles correspond à un potentiel $F'fV$ de l'un des plateaux ; elle est d'autant plus considérable que le coefficient F' est plus voisin de F , c'est-à-dire que les plateaux du condensateur AB sont plus grands.

L'usage de ces dispositions serait tout à fait illusoire, si l'on voulait reconnaître par leur moyen l'existence d'une faible charge sur un corps de petite capacité et qui ne serait point

une source électrique. Dans ce cas, le meilleur électroscope sera, à sensibilité égale, celui dont la capacité sera la plus faible, parce que, enlevant moins d'électricité au corps étudié, il lui laissera un potentiel plus élevé.

ÉLECTROSCOPES A PILES SÈCHES. — L'électroscope à feuilles d'or exige deux observations faites en chargeant l'électroscope en sens contraire. Les appareils qui suivent n'en exigent qu'une seule.

Behrens (1) imagina de suspendre une feuille d'or F entre les pôles opposés A et B de deux piles sèches (fig. 85) : sous l'influence des deux pôles, la feuille d'or se charge négativement sur la face qui regarde A, positivement sur la face opposée, et les forces électriques auxquelles elle est soumise agissant avec une égale intensité sur les charges égales et contraires de la feuille, elle demeure en équilibre. Mais, si l'on vient à approcher du bouton de l'électroscope un corps chargé positivement, par exemple, un excès d'électricité positive sera repoussé dans la feuille d'or, qui s'inclinera aussitôt vers B; elle s'inclinerait vers A par un corps chargé négativement. Un corps à l'état neutre ne produit aucun effet sensible.



Quand il s'agit de corps conducteurs et dont le potentiel est très faible, on peut les mettre en communication métallique avec le bouton de l'électroscope, et alors, quand le potentiel est positif, la feuille d'or s'incline vers B; elle s'incline vers A quand il est négatif.

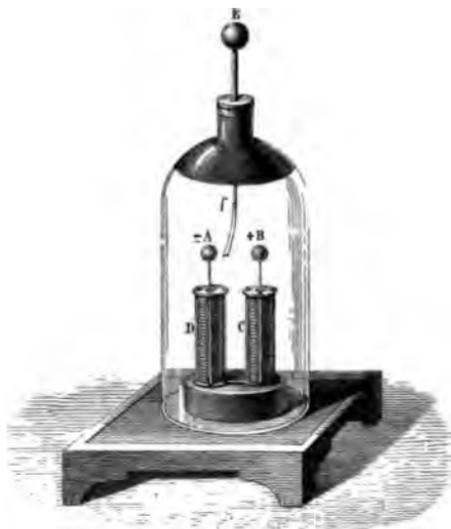
Les piles sèches que l'on emploie habituellement sont du système de Zamboni (2). On prend une feuille de papier revêtue d'étain sur une de ses faces et sur la face opposée l'une couche mince de bioxyde de manganèse; on découpe

(1) *Gilbert's Annalen der Physik*, t. XXIII, p. 25.

(2) *Giornale di Fisica, Chimica*, etc., publié par Brugnattelli; 1812, 1813.

cette feuille en rondelles que l'on superpose, toujours le même ordre, de façon que l'étain de chacune d'elles soit en contact avec le bioxyde de manganèse de la suivante. On termine la pile par deux lames métalliques qui serrent le tout par un lien isolant et l'on noie la surface inférieure de la colonne sous une couche épaisse de go

Fig. 86



laque. L'appareil ainsi formé jouit des propriétés ordinaires des piles. Les plaques métalliques extrêmes sont à des potentiels égaux et contraires, et d'autant plus élevés que le nombre des rondelles est plus considérable. Quand une pile est isolée, elle conserve indéfiniment sa charge : on a vu produire des effets énergiques cinquante ans après sa construction.

D'après Bohnenberger ⁽¹⁾, on dispose les deux piles séculaires D et C à la place des colonnes de l'électroscope à feuille et on les met en communication métallique par leur partie inférieure (fig. 86). Les plaques métalliques supérieures

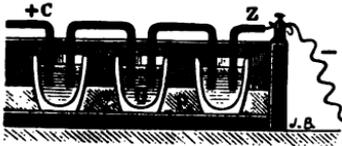
(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XVI, p. 91.

par les boutons A et B, entre lesquels est suspendue l'or.

www.libtool.com.cn

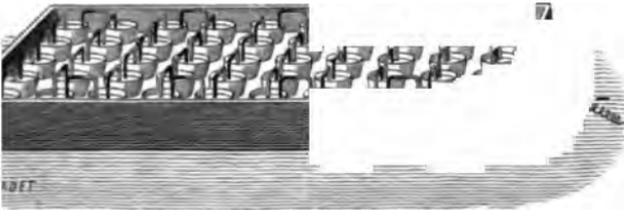
ÉLECTROMÈTRE DE HANKEL (1). — Au lieu d'une pile sèche, on emploie des deux pôles d'une pile de Volta d'un grand nombre d'éléments. On construit cette pile (*fig. 87*) à l'aide

Fig. 87.



de godets G noyés dans de la paraffine P et contenant du zinc; de petites lames formées de zinc et de cuivre soudées ensemble et plongeant dans ces godets, de telle sorte que le zinc est dans un vase, le cuivre dans le suivant. Cette pile (*fig. 88*) est peu encombrante et sans

Fig. 88.

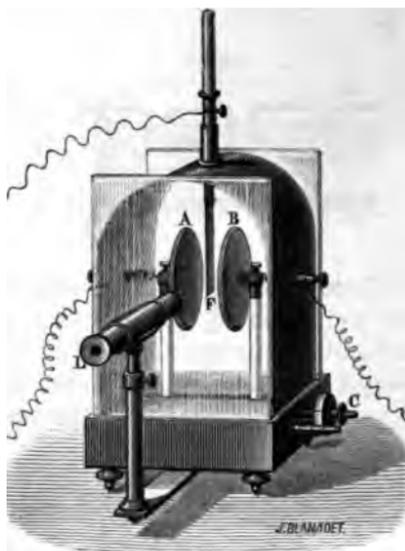


car les pôles sont à un potentiel assez élevé et parfaitement constant; on les met en relation, par des fils conducteurs, avec deux disques métalliques A et B (*fig. 89*), l'un à part et d'autre de la feuille d'or F et que l'on peut rapprocher à volonté, de manière à modifier la sensibilité de l'instrument. Un microscope L à échelle divisée sert à reconnaître et de comparer entre elles les plus petites déviations de la feuille; un commutateur sert à inter-

(1) *L. Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 209; 1858.

vertir à volonté les communications de la pile et, par le sens de la déviation : on obtient ainsi une très bonne mesure par un couple d'observations.

Fig. 89.



Pour graduer l'électromètre de Hankel, on charge la feuille d'or par le pôle positif d'une pile constante dont on fait le nombre d'éléments ⁽¹⁾ et dont le pôle négatif est au sol. On constate que, dans des limites assez étendues, la déviation de la feuille d'or est proportionnelle à son potentiel; et les déviations croissent plus rapidement. Un potentiel qui n'est que la millième partie de celui du pôle positif d'un élément Daniell dont le pôle négatif est au sol suffit à produire une déviation appréciable de la feuille.

M. Righi ⁽²⁾ a adapté à l'électroscope à piles sèches une disposition analogue à celle de l'électromètre de Hankel.

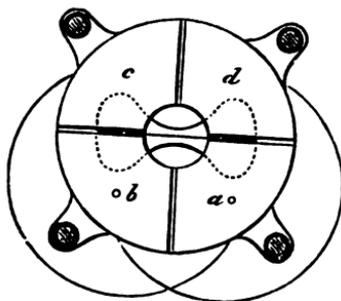
⁽¹⁾ Nous verrons plus tard comment on peut disposer l'appareil pour produire, à l'aide d'un élément Daniell par exemple, des potentiels de feuille d'or aussi faibles que l'on voudra.

⁽²⁾ *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IV, p. 275; 1875.

ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS (1). — Le plus sensible des instruments de la catégorie que nous étudions en ce moment est l'électromètre à quadrants de Sir W. Thomson.

1. *Principe.* — La pièce essentielle de cet appareil est une aiguille très légère en aluminium, que l'on porte à un potentiel constant assez élevé V_0 . Elle est suspendue à l'intérieur d'une sorte de boîte métallique formée de quatre quadrants ou secteurs a, b, c, d , identiques entre eux (*fig. 90*). L'aiguille

Fig. 90.



a la forme générale d'une sorte de 8. La suspension est telle que, quand les secteurs sont au même potentiel, le grand axe de l'aiguille coïncide avec la ligne de séparation de deux secteurs.

Supposons qu'on mette a et c en communication entre eux et avec une source au potentiel V ; et de même b et d avec une source au potentiel $-V$. L'aiguille est alors mobile dans un champ électrique que son axe, supposé dans la position initiale, divise en deux moitiés parfaitement symétriques. L'aiguille ne doit se déplacer que très peu, et sa forme a été choisie de façon que, malgré le déplacement de son axe, la symétrie ne soit pas notablement altérée.

Grâce à cette symétrie, la résultante des forces auxquelles l'aiguille se trouve soumise est perpendiculaire à son axe; elle est dirigée dans le sens des potentiels le plus rapidement décroissants, c'est-à-dire que, si le potentiel V_0 de l'aiguille

(1) *Reprint of papers*, p. 262.

est positif, elle tournera vers les quadrants dont le potentiel $-V$ est négatif. Enfin, entre des limites à déterminer par l'expérience, la force à laquelle l'aiguille se trouvera soumise, mesurée par l'angle dont elle se déplace, sera proportionnelle à son potentiel V_0 et au potentiel V . On a donc intérêt à prendre V_0 aussi grand que possible. La forme des quadrants adoptée par Sir W. Thomson permet de porter l'aiguille à un potentiel élevé, sans avoir à craindre de décharges entre l'aiguille et les quadrants.

On voit que cet appareil est éminemment propre à mesurer les forces électromotrices des piles, lesquelles se traduisent, quand la pile est isolée, par des potentiels égaux et de signes contraires des deux pôles; mais on peut aussi employer l'électromètre à quadrants à mesurer des différences de potentiel quelconques. Le moment H par rapport à l'axe de rotation des forces auxquelles l'aiguille est soumise est alors donné en fonction des potentiels V_0 de l'aiguille, V et V' des secteurs, par la formule

$$H = p \left(V_0 - \frac{V + V'}{2} \right) (V' - V),$$

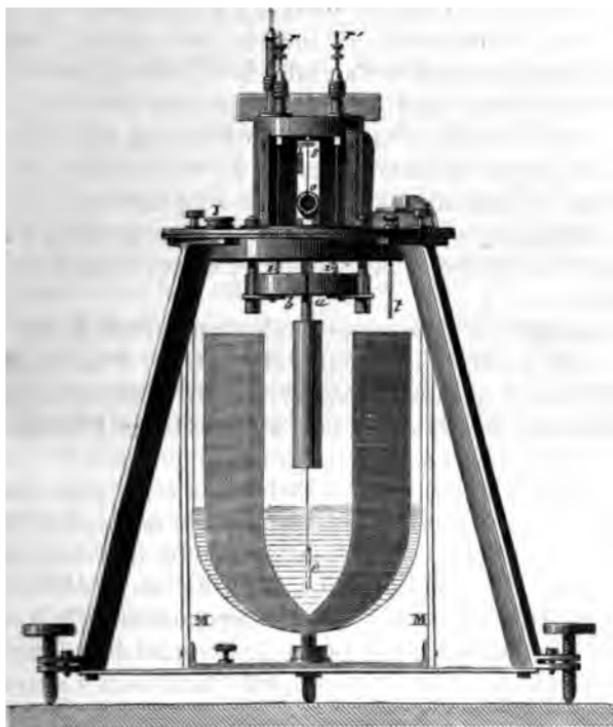
dans laquelle p représente une constante instrumentale. Nous démontrerons ultérieurement cette formule d'une manière rigoureuse; nous nous bornerons ici à faire remarquer que H et, par suite, la déviation α s'annulent pour $V = V'$ et pour $V = V_0 = V_0 - V'$, ce qui doit être, par simple raison de symétrie.

Quand $V - V'$ est ou nul ou négligeable par rapport à V_0 , la déviation α est proportionnelle à V_0 , rigoureusement dans le premier cas, approximativement dans le second.

2. *Détails et accessoires de l'électromètre.* — On s'astreint habituellement à donner au potentiel V_0 de l'aiguille une valeur assez élevée pour que la formule simplifiée $\alpha = AV_0(V - V')$ soit applicable. Il convient alors de charger toujours l'aiguille au même potentiel, pour qu'à une même différence de potentiel $V' - V$ corresponde toujours la même déviation. A cet effet (*fig. 91*), le fil de platine auquel se trouve suspendue l'aiguille se prolonge au-dessous de celle-ci et porte un poids ϵ qui plonge dans de l'acide sulfurique contenu dans la jarre où

tout l'instrument est enfermé ⁽¹⁾. Cette jarre, revêtue extérieurement d'une feuille d'étain, est en communication avec le sol par son armature extérieure, tandis que son armature intérieure est reliée avec une petite machine électrique que

Fig. 91.



nous décrirons ultérieurement et qu'on nomme *reproducteur de charge* (on en voit la tige en *t*). Cet appareil permet d'établir sur l'armature un potentiel V_0 constant et assez élevé. Un autre appareil, nommé *jauge J*, sert à reconnaître que cette condition est réalisée. Les quadrants *a, b, c, d* sont reliés par les ressorts *i* aux bornes extérieures *v* et *v'*,

(1) L'effet du poids *e* est d'amortir facilement les oscillations de l'aiguille par le frottement.

que l'on met en communication avec les corps dont on veut mesurer la différence de potentiel.

On mesure la déviation, toujours très faible, de l'aiguille par la méthode de Poggendorff; à cet effet, un miroir σ très léger est fixé au fil métallique rigide qui supporte l'aiguille mobile.

L'aimant M que l'on voit dans la figure, autour de la cage de verre de l'instrument, agit sur une petite aiguille aimantée suspendue au-dessous de l'aiguille de l'électromètre et a pour effet de lui donner une position d'équilibre fixe que l'on fait coïncider avec le plan de symétrie de l'instrument, en donnant à l'aimant une position convenable. Le fil de platine qui porte le miroir et l'aiguille est lui-même suspendu par un fil de cocon. Dans d'autres appareils, ce mode de suspension est remplacé par une suspension bifilaire, et alors l'aimant peut être supprimé (¹).

Disposition de M. Mascart. — L'électromètre de Sir W. Thomson est un appareil compliqué et coûteux. Pour la plupart des recherches on peut employer une disposition plus simple, indiquée par M. Mascart. Les quadrants de l'électromètre sont chargés à des potentiels égaux et contraires V , — V par les deux pôles d'une pile constante, d'un assez grand nombre d'éléments, parfaitement isolée et dont le milieu est en communication avec le sol. On porte l'aiguille de l'électromètre au potentiel V_0 que l'on veut mesurer, et la déviation de l'électromètre est rigoureusement proportionnelle à ce potentiel. Cette disposition dispense de l'emploi de la jauge et du reproducteur de charge, et simplifie beaucoup l'instrument sans nuire à son exactitude.

M. Mascart soutient l'aiguille par une suspension bifilaire au centre d'un vase métallique percé de fenêtres convenables et en communication avec le sol: l'aiguille et les quadrants sont ainsi à l'abri de toute influence électrique extérieure. L'aiguille supporte un fil de platine plongeant dans une cuvette remplie d'acide sulfurique, et la source dont on veut mesurer le poten-

(¹) Pour plus de détails, voir le Mémoire de Sir W. Thomson, *Reprints of papers*, p. 262 à 281, ou le *Traité d'Électricité* de M. Mascart, t. I, p. 398.

Le V_0 est mise en communication avec le liquide de la cuvette par un second fil de platine attaché à une borne extérieure. L'instrument est complété par quelques dispositions accessoires qui en simplifient le réglage et la mise en expérience.

ÉLECTROMÈTRES ABSOLUS.

MÉTHODES ÉLECTROMÉTRIQUES DE COULOMB. — Coulomb a employé deux méthodes de mesures électrométriques que nous avons décrites précédemment, la méthode de la balance et celle des oscillations. L'une et l'autre pourraient être employées à la mesure absolue des potentiels.

1° *Balance de Coulomb.* — Pour mesurer, au moyen de la balance, le potentiel V d'une source constante d'électricité, on commencera par déterminer en milligrammes la force qu'il faut appliquer à l'extrémité du levier mobile de la balance pour tordre le fil d'un certain angle. On remplacera le disque de clinquant par une boule égale à la boule fixe, puis on chargera séparément les deux boules en les mettant en communication avec la source : elles prendront des charges m égales. Il faut que leur distance d soit assez grande, par rapport à leur rayon r , pour que l'influence qu'elles exercent l'une sur l'autre soit absolument négligeable.

La force répulsive des deux boules, mesurée en unités absolues, a pour expression

$$F = \frac{m^2}{d^2}.$$

ailleurs le potentiel V de la source est égal à $\frac{m}{r}$, et l'on a par conséquent

$$F = \frac{m^2}{r^2} \frac{r^2}{d^2} = V^2 \frac{r^2}{d^2}, \quad V = \frac{d}{r} \sqrt{F}.$$

On peut, par exemple, maintenir, par une torsion convenable du fil, les deux boules à une distance invariable d . Alors les potentiels seront entre eux comme les racines carrées des angles de torsion.

Si l'on ne se propose d'effectuer que des mesures relatives, on pourra remplacer la boule mobile par le disque de clinquant et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique.* (4^e éd., 1890.)

ordinaire ou par tout autre petit conducteur de arbitraire; la charge m' de ce conducteur sera m par suite on aura

$$V = \frac{d}{\sqrt{cr}} \sqrt{F};$$

V sera toujours proportionnel à la racine carrée de

Le défaut de la balance de Coulomb, c'est de se p aisément à une mesure précise de la distance d d et, comme d est nécessairement assez grand, les fo rées F ne sont notables que pour des valeurs con du potentiel V .

2^e *Méthode des oscillations.* — On pourrait encor des mesures absolues en employant la deuxième m Coulomb, la méthode des oscillations. Il suffirai osciller une petite sphère, chargée au moyen de la potentiel V que l'on veut déterminer, à une distan grande d'une grosse boule électrisée. Pour qu'il y tion, il faut que la boule fixe soit maintenue à un connu de signe contraire à celui de la source dont gnerons par V_0 la valeur absolue. Soient R et r rayons; on aurait

$$V = -F \frac{d^2}{Rr_0 V}.$$

La valeur absolue de la force F serait calculée à l ordinaire, d'après la durée de l'oscillation et la vale ment d'inertie du système oscillant.

Dans le cas actuel, la distance d est mieux connuc la balance, et les mêmes simplifications se présent on ne veut effectuer que des mesures relatives; t nécessaire de disposer d'une source à potentiel V_0 i et la méthode manque toujours de précision quand tiels à mesurer sont peu considérables.

ÉLECTROMÈTRE ABSOLU DE SIR W. THOMSON (1). — Pour en unités absolues des potentiels très faibles, Sir W.

(1) THOMSON, *Reprint of papers on Electrostatics and Magn*
London, 1872.

a créé une balance à très petite distance, formée de deux plateaux conducteurs voisins A et B, dont l'un A est à un potentiel fixe V_0 , tandis que l'autre B est mis en relation avec la source dont on veut mesurer le potentiel V . Les deux plateaux, supposés indéfinis, constituent deux surfaces de niveau planes et parallèles; les tubes de force sont des cylindres normaux aux deux plans: ceux-ci sont donc revêtus de couches électriques de densités égales et de signes contraires, et constantes dans toute l'étendue d'un même plateau, sauf au voisinage des bords.

Nous avons démontré précédemment (p. 182) que l'on a

$$(1) \quad \mu = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial V}{\partial n} = \frac{1}{4\pi} \frac{V_0 - V}{D}.$$

La force attractive qui s'exerce entre les deux plateaux, considérée comme la résultante des pressions électrostatiques, a pour valeur $2\pi\mu^2$ par unité de surface, et pour une surface S , $2\pi\mu^2 S$,

$$(2) \quad F = 2\pi\mu^2 S = \frac{S}{8\pi} \left(\frac{V_0 - V}{D} \right)^2.$$

Si l'on parvient à mesurer F , on aura la différence des potentiels $V - V_0$:

$$(3) \quad V - V_0 = D \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

Comme on peut rendre très petite la distance D , et, par suite, le rapport $\frac{D}{\sqrt{S}}$, on mesurera, par des forces attractives F considérables, de très faibles différences de potentiel. Mais cette mesure exige, pour être précise:

1° Que l'on ait recours à une disposition supprimant l'irrégularité de distribution au voisinage des bords du plateau attiré, car nous avons supposé la densité μ rigoureusement constante en tous ses points;

2° Que l'on dispose d'une source dont le potentiel V_0 doit maintenir absolument invariable; car, comme μ est nul sur $V - V_0$, on est obligé, par la nature même de l'appareil,

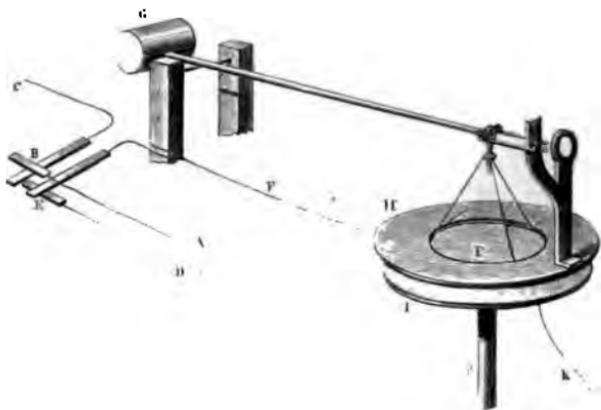
d'avoir recours à une source autre que celle dont on veut mesurer le potentiel V ;

3^o Enfin, que l'on mesure D avec une entière précision puisque la moindre erreur sur la valeur de cet élément entraîne une erreur considérable sur celle de $V - V_0$.

De la nécessité de remplir rigoureusement ces trois conditions résulte une assez grande complication de l'électromètre absolu, amplement rachetée, il est vrai, par son exactitude

1^o *Anneau de garde.* — Pour supprimer l'effet des bords du plateau suspendu, Sir W. Thomson a eu l'ingénieuse idée de découper dans le plateau supérieur un disque central P (*fig. 92*) qui est seul suspendu et se trouve entouré d'une

Fig. 92.



portion annulaire fixe II, à laquelle Sir W. Thomson donne le nom d'*anneau de garde* (*guard-ring*). Le jeu entre le disque et son anneau est très faible; et quand tous deux sont portés au même potentiel, la distribution électrique qu'ils possèdent est en quelque sorte continue, pourvu qu'ils soient rigoureusement dans le même plan.

La *fig. 92* représente l'une des dispositions que l'on donne à un anneau de garde. Le plateau P est suspendu par un levier G par des fils isolants et équilibré par un contre-poids. Le levier se termine par une fourchette horizontale dans laquelle est tendu un cheveu très fin o . On s'assure

une loupe, que ce cheveu se projette dans l'intérieur aux points noirs très rapprochés, portés par une cale. Quand cette condition est réalisée, le disque est au plan de l'anneau de garde.

Le mécanisme de l'étalon absolu que nous avons à décrire, la figure 93 est un peu plus compliqué : le plateau central D est attaché à trois petits ressorts d'acier en forme

Fig. 93.



de la balance, réunis à la tige verticale *o* par l'intermédiaire d'une matière isolante. On relève cette tige à volonté par l'intermédiaire de la vis micrométrique *b* dont on compte les tours par l'intermédiaire d'une petite règle, et les fractions de tour par un vernier à la tête. Des loupes permettent de viser entre deux

pointes p : quand le plateau D est dans le plan de l'anneau de garde P, on doit voir entre les pointes l'image d'un fil tendu horizontal, porté par le plateau D et mobile entre deux points noirs. La force à laquelle le plateau se trouve soumis par suite de la déformation des ressorts est proportionnelle au déplacement de la vis b ; et l'on peut déterminer sa valeur absolue en chargeant le plateau D de poids, quand l'appareil n'est pas électrisé, de manière à produire une déformation quelconque du ressort, mesurée par la vis.

Le plateau de garde est en communication par les supports c, c' avec l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde dans laquelle est logé tout l'appareil. Cette armature est maintenue à un potentiel fixe V_0 par les procédés que nous indiquerons tout à l'heure. Un ressort conducteur très léger, s'appuyant sur le pied conducteur i , établit la communication du plateau D avec l'anneau de garde P.

Le plateau P', mobile par la vis B, est en relation par le ressort f avec une tige K conductrice, qui est fixée par un support isolant sur la base de la bouteille, et que l'on met en communication avec la source dont on veut mesurer le potentiel V'.

2° *Reproducteur et jauge.* — Si la jarre qui renferme les plateaux est d'un verre peu hygrométrique, elle peut conserver très longtemps sa charge ; mais il faut avoir le moyen de porter, à un instant quelconque, son armature interne à un potentiel fixe V_m , et de s'assurer que cette condition est exactement remplie.

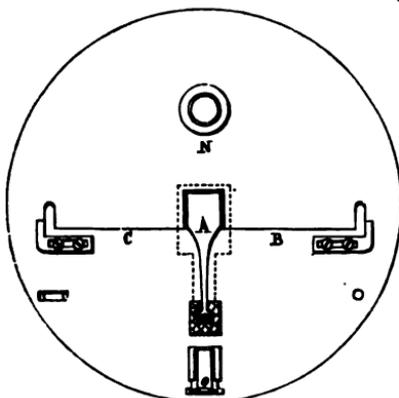
On charge la jarre à l'aide du reproducteur de charge (*replenisher*) l, m, n (*fig. 93*). Cette petite machine fonctionne par influence ⁽¹⁾, et, suivant qu'on tourne le bouton l dans un sens ou dans l'autre, on élève ou l'on abaisse à volonté le potentiel produit.

La jauge J, représentée à part (*fig. 91*), est une petite plaque d'aluminium très légère A, suspendue par le fil BC dans une ouverture de même forme pratiquée dans un plateau fixe. Cette plaque est munie d'un levier portant une fourchette avec fil tendu dont on observe la position avec la loupe o .

(1) Voir ci-dessous, p. 283.

La plaque A est attirée par le plateau, lequel est en communication avec le plateau de garde P (fig. 93) par une tige conductrice. On règle la charge fournie par le reproducteur,

Fig. 94.



de sorte que le fil de la jauge se maintienne entre ses repères. On a ainsi, sur l'armature interne et sur l'anneau de garde, un potentiel constant V_0 .

3° *Méthode de mesure.* — Il est difficile de mesurer exactement la distance D ; mais la vis micrométrique B (fig. 93) permet de mesurer avec beaucoup de précision les déplacements verticaux imprimés au plateau P' . Quand on veut seulement mesurer la différence de deux potentiels V et V_0 , on met le plateau P' en relation avec la source au potentiel V , et l'on fait tourner la vis b jusqu'à ce que le disque mobile soit dans le plan de l'anneau de garde; le déplacement de cette vis mesure la force F . Soit D la distance des deux plateaux, on a

$$V - V_0 = D \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}$$

on établit ensuite la communication du plateau P' avec le corps au potentiel V' , et, sans toucher à la vis b , on fait tourner la vis B jusqu'à ce que le disque mobile se place de lui-même dans le plan de l'anneau de garde. La vis B ayant tourné d'une quantité d que l'on connaît exactement, la distance des

deux plateaux est $D + d$, et la force répulsive F , équilibrée par la tension du ressort, n'a pas varié; on a donc

www.libtool.com.cn

$$V' - V_0 = (D + d) \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

Retranchant membre à membre ces deux équations, on a

$$(4) \quad V' - V = d \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

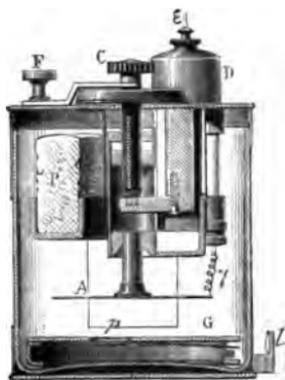
Cette dernière équation ne renferme que des quantités très exactement connues.

Pour déterminer V' en valeur absolue, il suffit de faire $V = 0$, c'est-à-dire de mettre, dans la première expérience, le plateau P' en communication avec le sol.

D'après la disposition de l'appareil, il est évident qu'il est surtout destiné à la mesure de potentiels faibles.

ÉLECTROMÈTRE PORTATIF ET ÉLECTROMÈTRE A LONGUE ÉCHELLE DE SIR W. THOMSON. — L'électromètre absolu est un appareil trop

Fig. 95.



parfait pour pouvoir être employé aux mesures courantes. Sir W. Thomson l'a simplifié en remplaçant le plateau D et son anneau de garde par une simple jauge G ; le plateau mobile A est alors à la partie supérieure; le reproducteur et sa jauge disparaissent (*fig. 95*). L'appareil ainsi modifié s'appelle *électromètre portatif* ⁽¹⁾.

Les mesures sont faites en mettant le plateau mobile A en communication, par la tige ε et le fil γ d'abord avec le sol, puis avec le corps dont on veut mesurer le potentiel. L'emploi de la formule (4) n'est plus très rigoureux dans ces conditions, mais on gradue l'appareil par comp

(1) *Reprint of papers*, p. 293.

avec un électromètre absolu. On charge la bouteille
 ment de s'en servir, par exemple avec un électrophore.
 t de la pierre ponce imbibée d'acide sulfurique qui
 maintenir absolument sec l'intérieur de l'appareil.
 autre appareil de Sir W. Thomson, fondé sur le même
 e que les précédents, l'électromètre à longue échelle⁽¹⁾,
 a mesure approximative des potentiels très élevés. Il
 it à un plateau fixe, isolé, en communication avec la
 , et à une jauge en communication avec le sol.

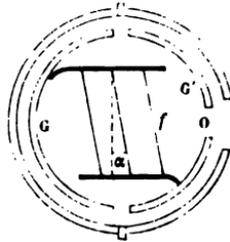
ÉLECTROMÈTRE SPHÉRIQUE. — Les dimensions du potentiel sont
 le la racine carrée d'une force. Il doit donc être posé
 e mesurer un potentiel sans réaliser d'autre mesure
 l le d'une force. Nous avons vu, en effet (p. 100), que si
 ère conductrice au potentiel V est divisée en deux par
 diamétral, la force répulsive entre deux hémisphères
 act a pour valeur

$$F = \frac{V^2}{8};$$

ra de mesurer F pour en déduire V.

ippmann⁽²⁾, à qui l'on doit cette observation, l'a mise
 pour la construction d'un électromètre absolu très
 dans son principe et d'une ex-
 simplicité. L'un des hémisphères,
 -96), est fixe; l'autre, G', mobile,
 pendu par un système trifilaire,
 -dire composé de trois fils verti-
 d'égale longueur. Lorsque la ré-
 se produit, l'hémisphère mobile
 it se déplacer que parallèlement
 même; les fils font alors avec leur
 on primitive un petit angle α que
 sure par la méthode de Poggen-
 l'aide d'un miroir M collé à deux des fils et visible par

Fig. 96.



⁽¹⁾ *Print of papers*, p. 306.

⁽²⁾ POGGEN, *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 323; 1886.

une petite ouverture O. Soit p le poids de l'hémisphère mobile, on a

$$F = p \operatorname{tang} \alpha = \frac{V_1^2}{8},$$

$$V_1 = \sqrt{8p \operatorname{tang} \alpha}.$$

Il suffit donc de connaître le poids de l'hémisphère mobile; il n'est nécessaire d'effectuer sur l'appareil aucune mesure de dimension.

L'électromètre que nous venons de décrire est approprié à la mesure des potentiels élevés. Pour mesurer de faibles différences de potentiel, on peut modifier, ainsi qu'il suit, la construction de l'appareil. Les deux hémisphères de rayon R sont enveloppés par une sphère creuse concentrique de rayon $R + e$ un peu plus grand, formée par la réunion de deux hémisphères III' qu'on peut enlever à volonté. L'hémisphère II' porte une ouverture correspondant à celle de G'.

Si l'on met les hémisphères intérieurs et extérieurs en communication respectivement avec les deux pôles d'une source électrique, le système constitue un condensateur sphérique: la densité μ sur les hémisphères intérieurs est uniforme et représentée par la formule

$$\mu = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{V_1 - V_2}{e},$$

et la force répulsive est

$$F = \pi R^2 \cdot 2\pi \mu^2 = \frac{R^2}{8e^2} (V_1 - V_2)^2,$$

$$V_1 - V_2 = \frac{e}{R} \sqrt{8F} = \frac{e}{R} \sqrt{8p \operatorname{tang} \alpha}.$$

Mais cette fois il est nécessaire de connaître les rayons R et $R + e$ des hémisphères.

ÉLECTROMÈTRE CYLINDRIQUE. — Dans les appareils qui précèdent, on met à profit les propriétés des condensateurs plans et sphériques. MM. Bichat et Blondlot (1) ont utilisé celles des

(1) BICHAT ET BLONDLOT, *Journal de Physique*, 3^e série, t. V, p. 325; 1885.

condensateurs cylindriques. On sait que la densité électrique μ sur l'armature interne d'un condensateur cylindrique indéfini est donnée (p. 181) par la formule

$$V_1 - V_2 = 4\pi\mu R \log \frac{R+e}{R},$$

dans laquelle R représente le rayon de l'armature interne, $R+e$ celui de l'armature externe.

Imaginons actuellement que le cylindre extérieur A est limité par le bas (fig. 97), le cylindre intérieur B limité par le haut.

Fig. 97.



Nous démontrerons ultérieurement qu'il s'exerce entre les deux cylindres une force F dirigée de bas en haut et dont la valeur est

$$F = \frac{(V_1 - V_2)^2}{4 \log \frac{R+e}{R}},$$

d'où

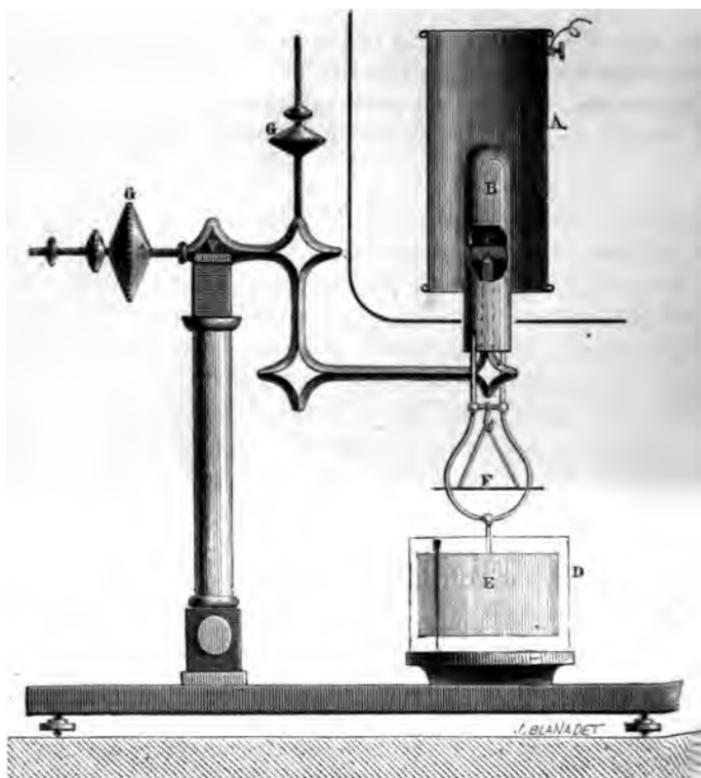
$$V_1 - V_2 = 2 \sqrt{F \log \frac{R+e}{R}}.$$

Pour mesurer F , MM. Bichat et Blondlot attachent le cylindre interne B, qui est mobile, au fléau d'une sorte de balance. Leur appareil est représenté dans son ensemble par la fig. 98.

On voit au-dessous de B : 1° un plateau F destiné à recevoir les poids qui équilibreront la force attractive; 2° un cylindre en carton E plongeant dans un vase en verre D de diamètre un peu plus grand, et qui a pour effet d'amortir rapidement

les oscillations. Le cylindre fixe A, en communication avec source au potentiel V_1 , est protégé contre l'influence de parties métalliques de la balance par un écran métallique en communication avec le sol.

Fig. 98.



Le cylindre B, muni d'une suspension intérieure *c*, pour réduire les fuites au minimum, est en communication avec le sol par l'intermédiaire des parties métalliques de la balance. Un système G de contrepois à vis permet d'équilibrer exactement l'appareil et d'en faire varier à volonté sensibilité.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE XI.

ÉNERGIE ÉLECTRIQUE.

trique. — Force exercée sur un corps électrisé. — Machines réversibles. — Énergie des diélectriques polarisés.

LECTRIQUE. — Considérons un système de points A, sédant des charges électriques m, m', \dots , et proposons d'évaluer le travail des forces électriques quand on fait subir au système une déformation quelconque infiniment

petite. En particulier, deux points A et A', électrisés positivement, dont la distance r devient $r + dr$. La force qui agit entre les deux points est dirigée suivant la ligne des centres pour la valeur absolue $\frac{mm'}{r^2}$; elle tend à produire une augmentation de la distance r ; le travail effectué par cette force pour un accroissement dr positif, est lui-même positif si m et m' sont de même signe. Soient les déplacements absolus de A et de A', il résulte par

$$\frac{mm'}{r^2} dr = -d \frac{mm'}{r};$$

il est donc très facile de voir que cette expression est le travail élémentaire total $d\mathcal{E}$ pour une déformation infiniment petite quelconque est la somme de tous les termes fournis par le système considéré.

Pour trouver cette somme, nous nous occuperons en premier lieu des termes qui contiennent la masse électrique du point A. Ici on peut mettre m en facteur, et la somme correspondante est

$$- m d \sum \frac{m'}{r} = - m dV,$$

V étant le potentiel en A . On aura de même, pour la somme des termes contenant $m', m'dV', \dots$

Mais il est évident qu'en formant toutes ces sommes individuelles on prend chaque terme élémentaire, tel que $\frac{mm'}{r^2} dr$, deux fois, une fois avec m , une fois avec m' . La quantité $d\bar{e}$ est donc seulement la demi-somme des produits $-m dV$,

$$(1) \quad d\bar{e} = -\frac{1}{2}(m dV + m' dV' + \dots).$$

Posons $d\bar{e} = -dW$. La fonction W aura pour expression, à une constante près,

$$(2) \quad W = \frac{1}{2}(mV + m'V' + \dots);$$

on fait, par convention, la constante égale à zéro.

Si, au lieu de considérer n points, on considère n conducteurs, A_1, A_2 ayant respectivement les charges M_1, M_2, \dots et les potentiels V_1, V_2, \dots , on remarquera que le potentiel est constant à l'intérieur de chacun d'eux et que, par suite, on peut mettre V_1 en facteur dans tous les termes qui se rapportent à un même corps A_1 . Le multiplicateur de V_1 est la somme des charges de tous les éléments de surface du corps A , c'est-à-dire sa charge totale M_1 . On a donc

$$(3) \quad W = \frac{1}{2}(M_1 V_1 + M_2 V_2 + \dots) = \frac{1}{2} \sum MV.$$

La fonction W s'appelle l'énergie électrique du système. Elle représente le travail qu'effectueraient les forces électriques, si tous les corps du système revenaient au potentiel zéro, ou le travail qu'il faudrait faire à l'encontre de ces forces pour porter le corps A_1 du potentiel 0 au potentiel V_1 , le corps A_2 du potentiel 0 au potentiel V_2 , etc., dans la situation que ces corps occupent.

La relation

$$d\bar{e} = -dW = 0$$

nous apprend que tout déplacement des masses électriques sous l'influence de leurs actions réciproques, c'est-à-dire tout déplacement de nature à rendre $d\bar{e}$ positif, diminue nécessairement l'énergie électrique du système. Il ne peut donc y avoir d'équilibre dans un système de corps électrisés que si l'énergie

électrique W a la valeur minimum compatible avec les liaisons du système.

Quand un conducteur est en communication avec le sol, son potentiel est nul, et le terme correspondant de W disparaît. Il en est de même du terme fourni par un conducteur primitivement à l'état neutre, c'est-à-dire dont la charge est algébriquement nulle.

Considérons en particulier le cas d'un corps A_1 , dont le potentiel est V_1 et la charge M_1 , et d'une série de corps A_2, A_3, \dots au potentiel zéro. On a alors

$$(4) \quad W = \frac{1}{2} M_1 V_1.$$

Deux cas sont alors à examiner :

1° On a donné au corps A_1 une charge fixe M_1 , puis on l'a mis en présence des corps A_2, A_3, \dots . L'influence a eu pour effet de faire varier le potentiel V_1 , et, puisque les actions réciproques du système ont agi pour diminuer W , le potentiel V_1 s'est abaissé. C'est ce que nous avons constaté dans l'étude des phénomènes d'influence.

2° Le corps A_1 demeure en communication avec une source au potentiel constant V_1 (condensateur). En ce cas, la variation d'énergie produite par les corps A_2, A_3, \dots porte sur la charge M_1 , laquelle augmente ainsi que l'énergie W' du système A_1, A_2, A_3, \dots . Pour expliquer cette anomalie, il suffit de remarquer que le système A_1, A_2, A_3 n'a pas été proprement abandonné à lui-même puisqu'une source électrique S au potentiel V_1 a fourni de l'électricité à A_1 ; mais si l'on considère le système complet S, A_1, A_2, A_3 formé par la source et les corps, son énergie totale W diminue, comme on le verra bientôt.

Pour un condensateur fermé, dont l'armature extérieure est en communication avec le sol, nous avons démontré que la charge M_1 de l'armature intérieure A_1 , en communication avec la source au potentiel V_1 , est

$$(5) \quad M_1 = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} V_1,$$

et l'on a, par conséquent,

$$i) \quad W = \frac{1}{8\pi} \frac{S}{e} V_1^2.$$

Pour un potentiel donné, l'énergie électrique est proportionnelle à la surface du condensateur et en raison inverse de l'épaisseur de la couche isolante. On a de même

$$(7) \quad W = 2\pi \frac{e}{S} M_1^2.$$

Pour une charge fixe de l'armature interne du condensateur, l'énergie électrique est proportionnelle à l'épaisseur de la lame isolante, et en raison inverse de la surface de l'armature.

D'une manière générale, on peut exprimer l'énergie électrique W , en fonction des potentiels seuls ou des charges seules, en remplaçant dans l'expression (3) soit les charges, soit les potentiels, par leurs valeurs

$$\begin{aligned} M_1 &= C_{11}V_1 + C_{12}V_2 + \dots, \\ V_1 &= K_{11}M_1 + K_{12}M_2 + \dots, \end{aligned}$$

et l'on reconnaît ainsi : 1° que l'énergie électrique d'un système est une fonction homogène du second degré des potentiels de tous les corps du système; 2° que cette énergie est une fonction homogène du second degré des charges de tous les corps du système.

FORCE EXERCÉE SUR UN CORPS ÉLECTRISÉ. — La variation de l'énergie électrique d'un système de corps qui éprouve une modification quelconque est égale au travail effectué par les forces électriques et de signe contraire. Nous supposons que la variation de l'énergie W résulte du déplacement des masses matérielles qui portent les charges électriques, et nous considérerons en particulier le cas d'un corps susceptible de se mouvoir dans un champ électrique et dans une direction déterminée. Soient dx un déplacement infiniment petit effectué dans cette direction, F la force évaluée dans la direction du mouvement. Le travail élémentaire de cette force est $F dx$, et la variation correspondante de l'énergie dW

$$(1) \quad \begin{aligned} F dx &= -dW, \\ F &= -\frac{dW}{dx}. \end{aligned}$$

Quand on sait évaluer dW , on en déduit F .

Pratiquement il convient de distinguer deux cas : 1° celui où les corps en présence sont des corps isolés, possédant des charges constantes; 2° celui où chacun de ces corps est en relation avec une source indéfinie caractérisée par un potentiel constant.

I. Charges constantes. On a

$$dW = \frac{1}{2} d\Sigma(MV) = \frac{1}{2} \Sigma(M dV),$$

$$F = - \frac{1}{2} \frac{\Sigma(M dV)}{dx}.$$

Prenons pour exemple la force exercée à la distance a entre un point électrisé P de charge m et une sphère conductrice de rayon R et de charge M . Soient V_1 le potentiel de la sphère, V_2 le potentiel au point P . On a

$$V_1 = \frac{M}{R} + \frac{m}{a},$$

$$V_2 = \frac{M}{a} + \frac{mR}{a} \frac{1}{a} - \frac{mR}{a} \frac{1}{a - \frac{R^2}{a}} = \frac{M}{a} - \frac{mR^3}{a^2(a^2 - R^2)},$$

$$F = - \frac{dW}{da} = \frac{1}{2} \left\{ M \frac{m}{a^2} + m \left[\frac{M}{a^2} - \frac{2mR^3}{a^3} \frac{2a^2 - R^2}{(a^2 - R^2)^2} \right] \right\}.$$

$$= \frac{Mm}{a^2} - m^2 \frac{R^3}{a^3} \frac{2a^2 - R^2}{(a^2 - R^2)^2}.$$

La formule que nous avons obtenue directement page 144.

II - Potentiels constants. Ce deuxième cas, le plus important pour la pratique, exige quelques explications. Une source électrique fournissant de l'électricité à potentiel constant ne peut être entretenue que par une dépense continue de travail mécanique ou par une dépense équivalente d'énergie sous toute autre forme. Quand elle fournit à un corps une quantité d'électricité dM , l'énergie électrique dépensée par la source est VdM , tandis que l'énergie W' du conducteur ne reçoit qu'un accroissement $\frac{1}{2} VdM$. L'énergie électrique W du système total, formé par la source et le conducteur, diminue

donc en réalité de

$$V dM = \frac{1}{2} V dM = \frac{1}{2} V dM, \\ dW = - \frac{1}{2} V dM = - dW'.$$

La formule (1) donne

$$F = - \frac{dW}{dx} = \frac{dW'}{dx} = \frac{1}{2} \frac{\Sigma V dM}{dx}.$$

Exemples. Proposons-nous d'abord de trouver la f exercée sur une surface S découpée dans un condensate plateaux. Soient V_1 et V_2 les potentiels des deux plates et leur distance. On a

$$M_1 = \frac{S}{4\pi e} (V_1 - V_2), \quad M_2 = - \frac{S}{4\pi e} (V_1 - V_2), \\ F = \frac{1}{2} \left[- \frac{S}{4\pi e^2} V_1 (V_1 - V_2) + \frac{S}{4\pi e^2} V_2 (V_1 - V_2) \right] \\ = \frac{S}{8\pi} \left(\frac{V_1 - V_2}{e} \right)^2.$$

La force est attractive et possède la valeur calculée pag par un autre procédé.

Soit en second lieu le condensateur cylindrique de M chat et Blondlot. Quand le cylindre intérieur s'enfonce quantité dx , on a la formule

$$dR_1 = - dM_2 = 2\pi R \mu dx,$$

dans laquelle on doit faire

$$\mu = \frac{1}{4\pi R} (V_1 - V_2) = \frac{1}{R} \frac{e}{\log \frac{R+e}{R}}, \\ F = \frac{1}{2} (V_1 - V_2) \frac{1}{2} (V_1 - V_2) = \frac{1}{2} \frac{(V_1 - V_2)^2}{\log \frac{R+e}{R}} = \frac{(V_1 - V_2)^2}{4 \log \frac{R+e}{R}}.$$

C'est la formule que nous avons employée, page 273, à démontrer.

Comme dernier exemple, nous calculerons la f

l'aiguille de l'électromètre à quadrants de Sir W. Thomson. Quand elle se déplace d'un angle α très petit à partir de sa position symétrique, le travail élémentaire des forces agissant sur l'aiguille peut être représenté par $H\alpha$, H étant le moment, rapporté à l'axe de rotation, des forces auxquelles l'aiguille est soumise. Donnons, en effet, au couple un bras de levier égal à r ayant l'une de ses extrémités sur l'axe. Les forces du couple seront égales à H/r : l'une appliquée à l'axe produit un travail nul; l'autre appliquée à la distance r , produit le travail $H\alpha$.

Pour évaluer, d'autre part, la variation de l'énergie électrique

$$W = \frac{1}{2} (M_0 V_0 + M V + M' V')$$

du système formé par l'aiguille au potentiel V_0 et les deux paires de secteurs aux potentiels V et V' , nous remplacerons dans l'expression (1) de W les charges par leurs valeurs en fonction des potentiels,

$$\begin{cases} M_0 = C_{11} V_0 + C_{12} V + C_{13} V', \\ M = C_{12} V_0 + C_{22} V + C_{23} V', \\ M' = C_{13} V_0 + C_{23} V + C_{33} V'; \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{aligned} W &= \frac{1}{2} (C_{11} V_0^2 + C_{22} V^2 + C_{33} V'^2) \\ &+ C_{12} V V_0 + C_{13} V' V_0 + C_{23} V V'. \end{aligned} \right.$$

Les potentiels V_0, V, V' sont constants, et, par suite, la variation de W ne dépend que de celle des coefficients d'induction. Comme l'aiguille est très large, on reconnaît aisément que la rotation α ne modifie ni le coefficient d'induction C_{11} de l'aiguille sur elle-même, ni celui C_{23} des deux paires de secteurs l'un sur l'autre. En effet : 1° C_{11} est, par définition, la charge que prend l'aiguille au potentiel 1 dans les secteurs au potentiel 0; et comme les secteurs enveloppent complètement l'aiguille, cette charge est la même dans toutes les positions que l'aiguille peut prendre en tournant autour de son point de suspension; 2° C_{23} est la charge de la paire de secteurs 1 au potentiel zéro quand l'autre paire est au potentiel 1 et l'aiguille au potentiel zéro : une petite rotation de

l'aiguille ne peut modifier la distribution électrique n'est dans une région de la paire de secteurs 2 et de trop éloignée des secteurs 1 pour modifier d'une appréciable leur charge C_{22} . On a donc simplement

$$\delta W = \frac{1}{2} (V^2 \delta C_{22} + V_2^2 \delta C_{33}) + V_0 (V \delta C_{12} + V' \delta C_{11})$$

D'ailleurs, à cause de la symétrie,

$$\delta C_{22} = - \delta C_{33},$$

$$\delta C_{12} = - \delta C_{11}.$$

Les surfaces de l'aiguille qui sont en regard de chaque quadrant varient par la rotation proportionnellement à l'angle α .

$$\delta C_{22} = p \alpha,$$

$$\delta C_{12} = - q \alpha.$$

C_{22} , C_{12} sont les charges de l'aiguille et d'une paire de quadrants lorsque cette dernière est au potentiel 1, l'autre au potentiel 0 et l'aiguille elle-même au potentiel zéro. Le système ainsi formé est un condensateur, et quand la surface de l'aiguille recouverte par le quadrant au potentiel 1 varie de $p \alpha$, les charges du condensateur varient proportionnellement par suite de la rotation α , les charges du condensateur croissent de petites quantités proportionnelles à α , donc $p = q$,

$$\delta C_{22} = - \delta C_{12} = p \alpha.$$

Par suite

$$\begin{aligned} \delta W &= \frac{1}{2} p \alpha [V^2 - V'^2 - 2 V_0 (V - V')] \\ &= p \alpha \left(V_0 - \frac{V + V'}{2} \right) (V' - V). \end{aligned}$$

Mais

$$\delta W = H \alpha,$$

$$H = p \left(V_0 - \frac{V + V'}{2} \right) (V' - V).$$

C'est la formule dont nous avons annoncé la démonstration.

Il y a lieu de remarquer que, dans tous ces exemples, il y a lieu de remarquer que, dans tous ces exemples, en général, chaque fois que tous les corps d'un système sont à un potentiel constant, la relation avec des sources à potentiel constant, la v

dW' de l'énergie du système, considéré indépendamment des sources, est égal et de signe contraire à la variation dW de l'énergie totale qui est nécessairement négative pour tout déplacement produit par les actions réciproques. dW' est donc positif, et l'énergie W' tend vers le maximum compatible avec les liaisons du système.

MACHINES ÉLECTRIQUES RÉVERSIBLES. — L'ensemble formé par des conducteurs quelconques, en relation avec des sources électriques, constitue un type très général de *machines électriques*. On peut faire décrire à de tels corps un cycle fermé qui les ramène tous à leurs charges et à leurs potentiels primitifs : l'énergie électrique du système (considéré indépendamment des sources) est aussi revenue à sa valeur primitive; mais le travail mécanique développé peut, suivant les circonstances, être positif ou négatif.

Si l'on a eu soin d'éviter toute chute de potentiel dans les communications électriques, c'est-à-dire si un conducteur quelconque du système n'a reçu d'électricité ou n'en a fourni qu'à des sources dont le potentiel diffère infiniment peu du sien, le cycle des opérations est réversible, et le travail mécanique a été emprunté entièrement à l'énergie électrique des sources. Admettons que ce travail est positif pour un cycle parcouru dans un certain sens; l'appareil transforme de l'énergie électrique en énergie mécanique : c'est un *moteur électrique*. Faisons fonctionner la machine en sens inverse; elle transformera de l'énergie mécanique en énergie électrique : ce sera une *machine électrique* au sens ordinaire du mot.

Pre nons pour exemple le système de deux conducteurs cylindriques concentriques A et B. Le conducteur B est en communication permanente avec le sol, c'est-à-dire avec une source au potentiel 0. A peut être mis en relation avec des sources au même potentiel que lui; il se meut verticalement, comme un piston, de façon à enfoncer plus ou moins dans B (fig. 99).

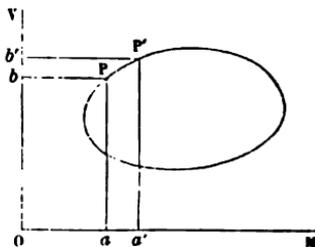
D'autre part, et pour figurer aux yeux les transformations opérées, représentons les charges M de A par les abscisses, les potentiels V par les ordonnées d'un point figuratif (fig. 100). M et V sont deux variables indépendantes que nous pouvons

faire varier à volonté. Le point figuratif peut décrire une courbe quelconque, arbitrairement fixée; à chaque déplacement PP' de ce point correspond un déplacement du piston A par rapport au conducteur B.

Fig. 99.



Fig. 100.



La variation élémentaire de l'énergie électrique du système AB est

$$dW' = \frac{1}{2} (V dM + M dV);$$

c'est la demi-somme des aires $PaP'a'$ et $PbP'b'$. Celles-ci doivent, bien entendu, être considérées comme positives ou négatives, suivant que les variations correspondantes dM , dV sont elles-mêmes positives ou négatives. D'ailleurs, la variation d'énergie de la source électrique en communication avec A est $-VdM$. La variation d'énergie dW du système complet formé par la source et les conducteurs A et B est

$$dW = dW' - VdM = \frac{1}{2} (MdV - VdM).$$

Celle-ci est égale et de signe contraire au travail mécanique exécuté. Ce travail

$$d\mathcal{E} = -dW = \frac{1}{2} (VdM - MdV)$$

est la demi-différence des aires $PaP'a'$ et $PbP'b'$.

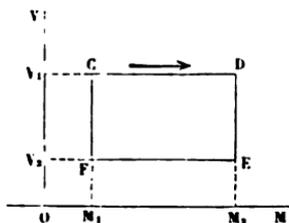
Si le point P décrit un cycle fermé, le travail total correspondant au cycle est

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \int V dM - \frac{1}{2} \int M dV.$$

Supposons le cycle décrit dans le sens de la flèche (*fig. 100*).
 Le premier terme représente la moitié de l'aire enfermée par la
 courbe ; quant au second, il est facile de voir que $\frac{1}{2} \int M dV$ est
 négatif et égal en valeur absolue à la moitié de l'aire enfermée
 par la courbe. Le travail total est donc positif ; il est égal à
 l'aire enfermée par la courbe. Si le point figuratif se dépla-
 ce en sens inverse, le travail total serait négatif.

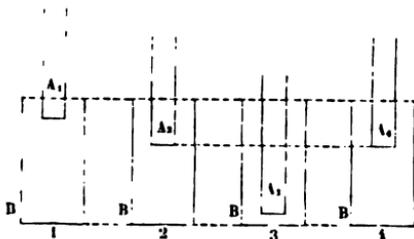
Soit en particulier le cycle rectangulaire CDEF (*fig. 101*).

Fig. 101.



En D le potentiel est constant : le cylindre A reste en
 contact avec une source au potentiel V_1 et sa charge croît de
 Q_1 à Q_2 ; pour cela, il faut que la capacité de A augmente,
 c'est-à-dire que A s'enfonce dans B d'une certaine quantité ;
 les conducteurs passent de la position 1 à la position 2 (*fig. 102*).

Fig. 102.



En E, la charge de A demeure constante ; on peut
 isoler A, et puisque son potentiel V diminue, il doit
 recevoir une capacité plus considérable encore ; il achève
 son enfonce dans B (nos 2 à 3).

Arrivé en E, le cylindre A doit être parvenu au potentiel V_1 , d'une seconde source électrique constante avec laquelle on le met en communication. De E en F, la charge et la capacité de A diminuent; il passe de la position 3 à la position 4.

Enfin de F en C, A doit être isolé. Il se relève de la position 4 à la position 1 et revient à sa charge et à son potentiel primitifs. Le travail effectué est

$$\bar{c} = (V_1 - V_2)(M_2 - M_1).$$

On peut charger un commutateur automatique d'établir et d'interrompre les communications en temps opportun; on aura réalisé un moteur électrique. Il suffira de renverser le sens du mouvement pour obtenir une machine électrique, entretenue par une dépense de travail, et qui aura pour effet, à chaque période, d'emprunter une quantité $M_1 - M_2$ d'électricité à la source au potentiel V_2 , et de la verser sur la source au potentiel V_1 . Cette machine sera un *élévateur de potentiels*.

En principe, rien ne s'oppose à ce que l'on prenne V_2 très petit, mais alors la course A_2A_3 du piston devrait être extrêmement grande; pour V_2 nul, elle deviendrait infinie.

ÉNERGIE DES DIÉLECTRIQUES POLARISÉS. — Nous avons imaginé qu'un diélectrique se comporte comme un ensemble de petits corps conducteurs disséminés dans une masse qui ne se laisse pas pénétrer par l'électricité. Le potentiel V , variable d'un corpuscule conducteur à un autre, est essentiellement constant à l'intérieur de chacun d'eux; la charge M d'un corpuscule quelconque est nulle. La somme des termes $\sum \frac{1}{2} MV$ que le diélectrique polarisé fournit à l'énergie totale est donc identiquement nulle.

Soit donc à calculer l'énergie d'un condensateur fermé à lame diélectrique d'épaisseur constante et dont les armatures sont aux potentiels V_1 et V_2 . L'énergie se compose simplement des termes fournis par les armatures. On aura

$$(1) \quad W = \frac{KS}{8\pi e^2} (V_1^2 + V_2^2).$$

Le diélectrique agit seulement en augmentant la capacité

es armatures, comme le ferait un conducteur interposé, d'épaisseur $e \left(1 - \frac{1}{K}\right)$.

Remarquons que la fiction par laquelle nous avons étendu le moment électrique de chacun des petits conducteurs disséminés dans le diélectrique à la maille entière du réseau qui le comprend cesse d'être légitime quand, au lieu de chercher l'action d'un diélectrique sur les points extérieurs, on veut évaluer l'énergie interne de ce diélectrique. En effet, le potentiel varie d'un point à l'autre du diélectrique et n'a plus une valeur constante à l'intérieur d'une maille polarisée. Supposons, pour fixer les idées, que la direction de la polarisation coïncide avec celle de l'un des axes du réseau (fig. 64) : nous avons attribué le moment électrique $I dv$ de la maille à une distribution superficielle de densité $+ I$ sur la face ab , et densité $- I$ sur cd . L'énergie correspondante est

$$dW = - I dx^2 V + I dx^2 \left(V + \frac{\partial V}{\partial x} dx \right) = I \frac{\partial V}{\partial x} dx.$$

W n'est pas nul ; l'énergie électrique de la masse entière est une quantité finie.

Nous avons démontré que, par l'emploi de transformations de cette espèce, la distribution fictive d'électricité dans le diélectrique devient purement superficielle. Soit σ la densité correspondante en un point quelconque de la surface du diélectrique : l'énergie totale W aura pour expression

$$W = \int \sigma V dS,$$

l'intégrale étant étendue à la surface entière du diélectrique. Dans le cas du condensateur fermé, traité ci-dessus, on a

$$\sigma = \left(1 - \frac{1}{K}\right) \mu.$$

Ensuite, l'énergie propre du diélectrique est

$$W_1 = \frac{(K - 1) S}{8\pi e^2} (V_1 - V_2)^2.$$

L'énergie totale du système formé par les armatures et le diélectrique interposé serait

$$(3) \quad W = \frac{KS}{8\pi e^2} (V_1 - V_2)^2 - \frac{(K-1)S}{8\pi e^2} (V_1 - V_2)^2 \\ = \frac{S}{8\pi e^2} (V_1 - V_2)^2,$$

c'est-à-dire serait la même que si le diélectrique n'existait pas.

Quand on veut faire abstraction de l'hypothèse de la polarisation, on définit un diélectrique polarisé comme un corps dont chaque élément de volume possède, par un mécanisme qu'on ne précise pas, un moment électrique $Idv = EFdv$ proportionnel au volume de l'élément, à la force électrique F et à un coefficient spécifique E ; l'axe de ce moment est dirigé dans le sens de la force F . On suppose de plus que le potentiel V varie d'une manière continue à l'intérieur du diélectrique. L'ensemble de ces suppositions conduit aux formules que nous avons adoptées et donne à l'énergie du diélectrique la valeur (2).

Des expériences spéciales seraient nécessaires pour constater si le diélectrique polarisé a bien l'énergie propre représentée par cette formule (2).

Remarquons que la variation du volume des diélectriques polarisés, constatée expérimentalement, paraît mettre hors de doute l'existence d'une énergie propre de ces corps. Cette considération accroît encore l'intérêt qui s'attache aux expériences si curieuses de M. Duter.

CHAPITRE XII.

MULTIPLICATEURS ÉLECTRIQUES. — MACHINES ÉLECTRIQUES A INFLUENCE.

PLICATEURS ÉLECTRIQUES. — Théorie du replenisher de Sir W. Thomson. — Réversibilité. — Machine électrique à écoulement. — Électrophore. — Machines de Bertsch et de M. Carré. — Machines de Holtz première espèce. — Influence du conducteur diamétral. — Travail pensé par une machine de Holtz. — Machine de Holtz de deuxième pièce.

MULTIPLICATEURS ÉLECTRIQUES. — On désigne sous le nom de *multipliateurs électriques* des appareils qui, par le seul jeu d'influence électrique, peuvent élever ou abaisser à volonté la différence de potentiel de deux conducteurs. La variation correspondante de l'énergie électrique du système des corps en présence est empruntée à son énergie mécanique.

Ces types de multipliateurs électriques sont très variés et peuvent comprendre des combinaisons diverses de corps conducteurs et de diélectriques. Nous étudierons d'abord un type général de multipliateurs, dont toutes les parties actives sont métalliques. Le plus anciennement connu de ces appareils avait été imaginé par Volta.

THÉORIE DU REPLENISHER DE SIR W. THOMSON. — A ce type appartient le *replenisher*, employé par Sir W. Thomson dans les électromètres. On y distingue trois sortes d'organes métalliques : les inducteurs I (*fig. 103*), les porteurs P et les récepteurs R.

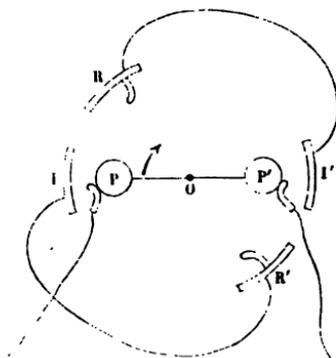
Les inducteurs et les récepteurs sont fixes, isolés et communiquent entre eux deux à deux, comme l'indique la figure : l'un avec R', l'autre avec R. Les porteurs sont isolés, mobiles autour de l'axe O, auquel les rattachent des tiges isolantes, et passent successivement en communication, à chaque tour.

avec quatre ressorts en relation soit avec le sol, soit avec les récepteurs R et R' . Nous supposons la machine parfaitement symétrique.

Admettons que le mouvement de rotation se produit dans le sens de la flèche, et qu'à un moment donné les récepteurs R , R' sont à des potentiels quelconques, mais différents, V_m , V'_m . Nous supposerons $V_m > V'_m$.

Au moment où le porteur P passe près de l'inducteur I , il se trouve en communication avec le sol, et puisque I est au

Fig. 103.



potentiel de R' , c'est-à-dire au potentiel V'_m , P prend par influence une charge que nous désignerons par $-\alpha V'_m$; le coefficient α est positif et sa valeur dépend de la forme du porteur et de son inducteur, et de la situation respective qu'ils occupent à l'instant où le porteur P abandonne le ressort I .

Au même instant et par un jeu analogue, P' reçoit une charge $-\alpha V_m$.

Le mouvement de rotation amène P à l'intérieur de l'inducteur R , P' à l'intérieur de R' : les porteurs sont respectivement en contact avec les ressorts 2 et 4 et cèdent entièrement leurs charges aux récepteurs. Les potentiels de ceux-ci s'élèvent respectivement de $-\alpha\beta V'_m$, $-\alpha\beta V_m$. Le coefficient positif β ne dépend que de la capacité du système formé par chacun des récepteurs avec l'inducteur avec lequel il communique.

Comparons actuellement la différence de potentiel des récepteurs avant et après le passage des porteurs. Cette différence était $V_m - V'_m$, elle est devenue

$$V_{m+1} - V'_{m+1} = (V_m - V'_m)(1 + \alpha\beta),$$

elle a augmenté dans le rapport $(1 + \alpha\beta)$. Elle croîtra à chaque demi-tour de la machine, suivant les termes d'une progression géométrique dont la raison est $(1 + \alpha\beta)$ et cela jusqu'à une limite telle que les récepteurs R et R' se déchargent directement l'un sur l'autre par des étincelles.

RÉVERSIBILITÉ. — Si l'on fait tourner la machine en sens contraire, les porteurs passent du voisinage d'un inducteur au récepteur en communication avec lui : c'est donc le récepteur au potentiel V_m qui reçoit la charge $-\alpha V_m$; son potentiel devient $V_m(1 - \alpha\beta)$ et l'on a

$$V_{m+1} - V'_{m+1} = (V_m - V'_m)(1 - \alpha\beta);$$

la différence de potentiel décroît suivant les termes d'une progression géométrique dont la raison est $1 - \alpha\beta$, et tend rapidement vers zéro.

Dans le cas de la rotation directe (*fig.* 103), l'énergie électrique du système croît à chaque tour, et il faut dépenser une quantité équivalente d'énergie mécanique pour maintenir la vitesse de rotation constante. Dans le second cas (rotation inverse), l'énergie électrique diminue et, si l'on fait abstraction du frottement, on peut dire que la vitesse de la machine se accélère d'elle-même, ou encore que la machine est capable d'exécuter un travail en conservant une vitesse de rotation constante.

Les machines du type qui nous occupe sont donc réversibles. Pour les transformer en moteurs électriques, il suffit de maintenir les inducteurs à une différence de potentiel constante par une source électrique extérieure et de provoquer la rotation dans le sens qui tend à abaisser la différence de potentiel.

On pourrait coupler deux machines tournant en sens inverse : dans la première, le travail mécanique se convertirait

en énergie électrique; dans la seconde s'opérerait la transformation inverse : on aurait réalisé un *transport électrique de l'énergie*. www.libtool.com.cn

MACHINE ÉLECTRIQUE A ÉCOULEMENT. — On peut obtenir une machine électrique automatique en empruntant à l'action de la pesanteur l'énergie mécanique nécessaire.

Fig. 104.



Les inducteurs i, i' (fig. 104 et 105) et les récepteurs r, r' sont des cylindres conducteurs, placés symétriquement, chaque inducteur au-dessus du récepteur, avec lequel il ne communique pas. Les porteurs sont remplacés par des gouttelettes d'eau s'échappant par des tubes métalliques t d'un vase métallique en communication avec le sol.

Il est clair que ces machines ne peuvent atteindre une différence de potentiel très considérable, parce que leur isolement est nécessairement imparfait; mais un écoulement d'eau très minime suffit à maintenir les conducteurs chargés pendant une durée indéfinie.

ÉLECTROPHORE. — Au même type général se rapportent diverses machines, très employées aujourd'hui et dans lesquelles les porteurs sont isolants. Ce sont des disques de verre ou d'ébonite qui tournent en présence d'armatures fixes et de conducteurs armés de peignes. Les peignes remplacent les ressorts par lesquels les porteurs du replenisher reçoivent ou transmettent leur électricité.

Ces diverses machines à influence ont été rattachées à un appareil plus simple et fort ancien, l'*électrophore*, dû à Volta.

Il ne comporte, si l'on veut, qu'un seul inducteur, un porteur et un récepteur. On le fabrique en coulant dans un moule métallique AB (fig. 106) un gâteau de résine mêlée de poix dont la surface extérieure doit être lisse (*inducteur*). Pour s'en servir, on le frotte avec une peau de chat : il s'électrise négativement et, quand cela est fait, on place sur lui un plateau de bois EF (*porteur*), couvert d'étain en lames et surmonté d'un manche isolant H. Ce plateau subit l'influence électrique de la

Il prend de l'électricité positive à sa face inférieure et de négative sur sa surface externe; on le touche avec le doigt (il est en communication avec le sol), ce qui donne une faible étincelle et enlève l'électricité repoussée; puis on le soulève en approchant le doigt (récepteur), on reçoit une seconde

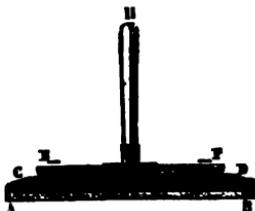
Fig. 105.



elle plus forte que la précédente. Comme la résine n'a gagné ni perdu dans cette série d'opérations et qu'elle est électrisée négativement, on pourra placer de nouveau le moule EF sur le moule, le toucher, le soulever pour enlever une étincelle et répéter autant de fois qu'on le voudra le cycle d'opérations. Une quantité limitée d'électricité est accumulée sur la résine par le frottement de la peau de chat

permet ainsi de charger un nombre de fois indéfini le plateau EF et d'obtenir une quantité illimitée d'électricité positive par une série de phénomènes d'influence (*).

Fig. 106.



L'électrophore peut garder son électricité pendant des heures : de là son nom.

MACHINES DE BERTSCH ET DE M. CARRÉ. — La machine

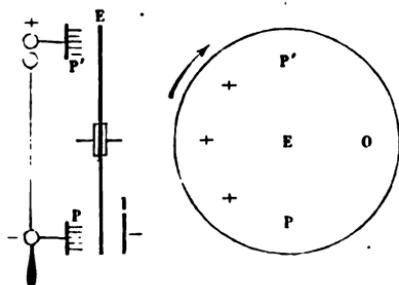
(*) Ainsi présentée, la théorie de l'électrophore est cependant incomplète. Le moule qui contient la résine, et que nous n'avons pas fait intervenir dans notre explication, a aussi son rôle; on le découvre de la manière suivante. Posons l'électrophore sur un support isolant. Si la face supérieure du plateau de résine est chargée négativement, la base doit être positive et attirer de l'électricité négative sur la partie du moule qui la touche. En posant le plateau EF, on change cette distribution; on développe une nouvelle décomposition dans la résine, par suite dans le moule, et l'on obtient de l'électricité positive à sa base : c'est, en effet, ce qui a lieu. Je suppose que l'on enlève cette électricité; l'effet doit être d'augmenter la décomposition sur le gâteau et sur le plateau EF. On voit dès lors qu'il est utile de laisser le moule en rapport avec le sol.

On touche maintenant le plateau EF pour enlever l'électricité négative. Cette nouvelle action amène encore une nouvelle distribution, une nouvelle décomposition des fluides et encore de l'électricité positive à la base du moule. Il y a donc là, comme on le voit, une série de phénomènes qui continueraient indéfiniment si les contacts étaient successifs, et, pour éviter tout de suite à la limite de charge, il faudra à la fois toucher le plateau et le moule.

Cela étant fait, on soulève le plateau; en détruisant l'influence qu'il exerceait sur les parties inférieures, on rend libre une partie des électrons qui y étaient condensés, et l'on voit apparaître de l'électricité négative sur le moule. On voit combien ces actions sont compliquées et combien il est nécessaire de maintenir le moule en relation avec le sol. Cette nécessité avait été reconnue depuis longtemps sans qu'on en eût donné l'explication.

agit comme un électrophore continu. Elle est formée
) d'un plateau E en caoutchouc durci (*porteur*) qui
) des frottements devant deux peignes isolés P et P'. Un
) r I, également en caoutchouc durci, est électrisé né-
) ent : on peut négliger son influence sur le disque

Fig. 107.



l E, mais non celle qu'il exerce à travers le plateau
 étant pas conducteur, constitue un écran électrique
 arfait), sur le peigne P placé de l'autre côté. Ce peigne,
 ant un ressort en communication avec le sol, laisse
 de l'électricité positive emportée par le mouvement
 ion du plateau, tandis qu'une quantité égale d'élec-
 négative est repoussée en A sur le conducteur du
). L'électricité positive du plateau agit à son tour par
 e sur le peigne P'; celui-ci laisse écouler de l'électri-
 ative et ramène le plateau à l'état neutre; de l'élec-
 ositive est repoussée en A' sur le conducteur du
 ', qui fonctionne comme un récepteur. Des étincelles
 at entre A et A' d'une manière continue.

achine de M. Bertsch fonctionne de plus en plus mal
 e que l'électricité de l'inducteur I se perd dans l'at-
 re; M. Carré a imaginé une machine analogue (*fig. 108*)
 uelle cet inconvénient n'existe pas : l'inducteur A est
 plateau de caoutchouc durci qui frotte contre des
 ; C et, par suite, se maintient toujours électrisé. On
 nique au plateau E un mouvement de rotation rapide,
 d'un volant qu'on tourne à la main, et d'une petite
 lacée sur l'axe de E et réunie par un cordon sans fin
 , IV, 1^{re}. *Électricité statique*. — (4^e éd., 1899.) 19

avec la circonférence du volant. La machine de M. Ca

www.libtool.com.cn

Fig. 108.



fonctionne à peu près aussi bien que celles que nous allons maintenant décrire.

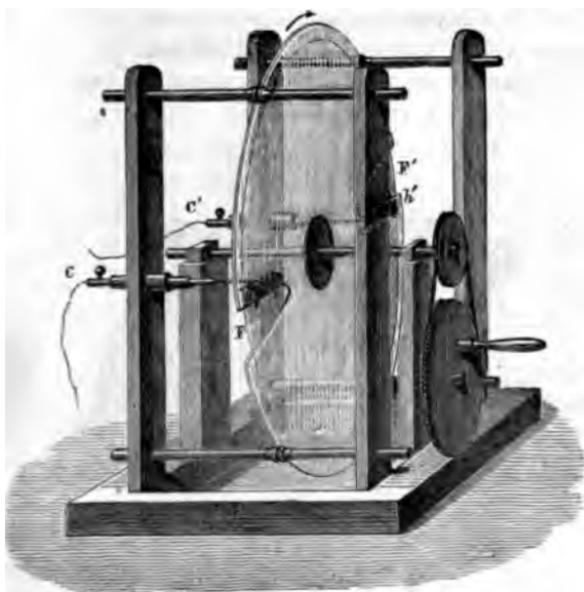
MACHINE DE HOLTZ DE PREMIÈRE ESPÈCE. — La machine Bertsch n'est qu'une simplification d'une machine antérieure en date et beaucoup plus parfaite, la machine de Holtz, et à fait comparable aux machines réversibles du genre *repnisher*. La *fig. 109* la représente sous sa forme la moins complexe.

Elle comprend :

1° Un plateau fixe de grand diamètre supporté par quatre tiges isolantes horizontales, reliées elles-mêmes au bâti de la machine. Ce plateau est évidé suivant deux secteurs F et F' et porte en h et h' deux armatures en papier fort, représentées séparément (*fig. 110*) : elles sont disposées symétriquement

rapport au centre du plateau, de telle sorte qu'un observateur se déplaçant sur le plateau dans le sens de la flèche

Fig. 109.



contrerait la pointe de chaque armature avant d'en rencontrer la base; ce sont les inducteurs.

Un plateau mobile de diamètre plus faible porté par un

Fig. 110.

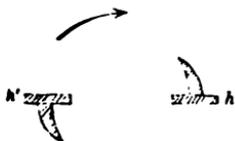
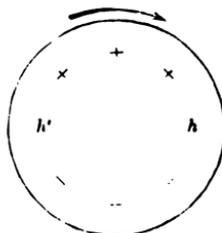


Fig. 111.

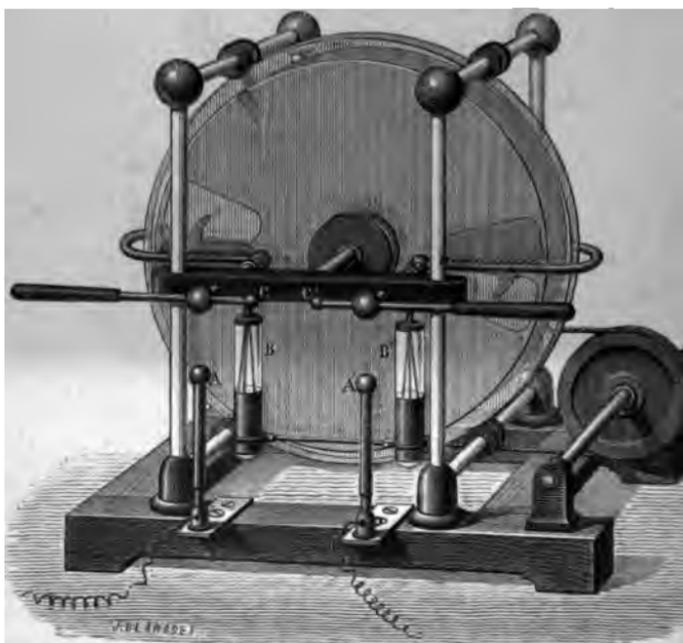


qui traverse le plateau fixe et auquel on communique un mouvement de rotation rapide, dans le sens de la flèche, par

un ou plusieurs cordons sans fin et un système de poulies; le double porteur. btool.com.cn

3° Deux peignes isolés faisant face aux bases des armatures et reliés aux conducteurs C et C', qui sont les récepteurs. L'un d'eux porte une coulisse (fig. 112) que l'on peut faire glisser à l'aide d'un manche d'ébonite, de manière à amener les conducteurs en contact ou à les séparer.

Fig. 112.



Pour amorcer la machine, il convient de pousser la coulisse au contact. On touche l'une des armatures, *h*, par exemple avec un corps chargé négativement (une plaque d'ébonite frottée avec de la flanelle) et l'on est bientôt prévenu par un bruissement très accusé que la machine est amorcée. Si l'on ouvre alors la coulisse, des étincelles jaillissent entre les conducteurs. Elles sont essentiellement constituées par des sautelles qui se changent en étincelles proprement dites, q

met les deux conducteurs en relation avec les armatures un condensateur de petite dimension BB' (*fig. 112*).

Pendant qu'on amorce la machine, l'armature h , électrisée négativement, provoque un écoulement d'électricité positive sur le peigne qui lui fait face, et conséquemment un écoulement d'électricité négative par le peigne le plus éloigné. Ces électricités inverses, entraînées par le mouvement du plateau (*fig. 111*), viennent se présenter aux pointes des armatures et réagissent sur elles : ainsi la région positive du plateau arrivant devant h' fera écouler de l'électricité négative de la pointe de l'armature et laissera celle-ci chargée positivement. Cette armature, à son tour, provoquera un écoulement d'électricité négative du peigne qui lui fait face, par suite d'un écoulement d'électricité positive du peigne opposé. Grâce à ces réactions réciproques, l'électrisation des armatures, par suite celle des deux moitiés du plateau mobile, augmente à chaque tour jusqu'à une limite qui dépend des pertes de toute espèce auxquelles l'appareil est soumis. On peut alors ouvrir la coulisse; l'électrisation inverse des deux armatures suffit à produire l'écoulement de l'électricité des peignes et le courant d'étincelles qui en est la conséquence.

On peut augmenter la puissance de l'appareil que nous venons de décrire en réunissant sur un même bâti deux machines, comme Poggendorff l'a imaginé le premier (¹): il y a alors deux plateaux fixes au centre, un plateau mobile de part et d'autre et quatre peignes communiquant deux à deux; la *fig. 112* représente la disposition d'une machine double.

INFLUENCE DU CONDUCTEUR DIAMÉTRAL. — Il est évident que la puissance de la machine de Holtz diminue par l'écartement des conducteurs des peignes : dès qu'ils sont séparés l'un de l'autre, leur influence réciproque diminue et le jeu de la machine est surtout entretenu par l'influence directe des armatures sur les peignes. Or la déperdition s'exerce sur les armatures et parfois la machine cesse de fonctionner. On remédie en partie à cet inconvénient en ajoutant aux machines un con-

(¹) *Annales de Poggendorff*, t. CXLI, p. 161, 1871, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXIII, p. 335.

ducteur non interrompu, placé suivant un diamètre du plateau mobile, terminé par deux peignes et incliné de 30° environ sur le diamètre des peignes principaux (1). Ce conducteur diamétral agit pour suppléer à l'insuffisance des autres peignes et maintenir l'électrisation contraire des deux moitiés du plateau mobile à la plus haute tension possible, lorsque la machine fonctionne.

Dans les machines qui ne présentent pas de conducteur diamétral, il peut arriver, quand on éloigne trop les conducteurs, que les peignes ne fournissent plus assez d'électricité pour renverser le signe de l'électrisation du plateau; la machine se désamorce alors peu à peu, par un jeu inverse de celui que nous avons décrit ci-dessus et, pour l'amorcer de nouveau, il faut fermer la coulisse des conducteurs et mettre encore une fois l'inducteur électrisé en contact avec l'une des armatures. Dans certains cas, il suffit de refermer la coulisse sans se servir de l'inducteur, et, en continuant à faire tourner le plateau, la machine fonctionne de nouveau, mais ses pôles se trouvent renversés. Nous n'insisterons pas sur l'explication de ces phénomènes, non plus que sur diverses autres singularités du jeu de la machine.

TRAVAIL DÉPENSÉ PAR UNE MACHINE DE HOLTZ. — On doit à Rossetti des expériences intéressantes sur la dépense de travail nécessaire pour entretenir le fonctionnement d'une machine de Holtz. Ce travail était fourni par la chute d'un poids. On observa d'abord que, quand la machine est inactive, un certain poids P est nécessaire pour entretenir une vitesse donnée: quand le régime uniforme est établi, le travail de la chute du poids est entièrement employé à vaincre les frottements des axes ou le frottement de l'air entraîné dans le mouvement de la machine. Dès que la machine est amorcée et fonctionne, la vitesse se ralentit et, si l'on veut la maintenir constante, il faut

(1) *Annales de Poggendorff*, t. CXXXVI, p. 171, 1863, et *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XXIII, p. 332.

(2) ROSSETTI, *Nuovo Cimento*, 2^e série, t. XII; *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IV, p. 65. Voir aussi Bouty, *Courants d'origine mécanique* (*ibid.*, t. IV, p. 135; 1875).

outer de nouveaux poids p , le travail de la chute de ceux-ci est converti entièrement en énergie électrique.

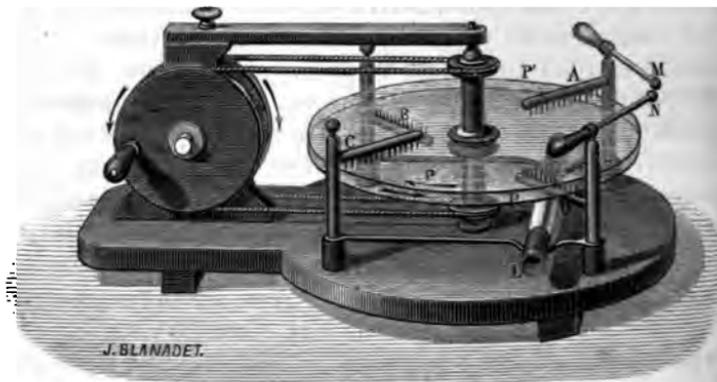
Si les conducteurs se déchargent d'une manière permanente travers un circuit résistant contenant un galvanomètre, on peut comparer l'énergie W dépensée dans le circuit conformément à la loi de Joule, avec le travail \mathcal{E} des poids p ; il devrait y avoir égalité pour toutes les vitesses attribuées à la machine et pour toutes les résistances du circuit. En réalité, le travail \mathcal{E} est toujours supérieur à W . Une partie notable de l'énergie électrique créée se dissipe en effet par des courants de convection, fermés à travers l'air, et cela dans une proportion qui doit essentiellement dépendre de l'état hygrométrique de l'air, de la vitesse de rotation et des potentiels. De plus, une partie de la chaleur dépensée effectivement dans le circuit du courant principal ne peut être recueillie ni mesurée aisément : c'est celle qui se développe entre les peignes et le disque tournant, dans la région où se produisent les aigrettes. Il est donc impossible de formuler à cet égard des lois précises.

Si l'on met les couples de peignes d'une machine de Holtz en relation avec des sources constantes à des potentiels différents, on reconnaîtra aisément que la machine doit se mettre à tourner comme le ferait dans les mêmes conditions un multiplicateur électrique : le travail consommé par la rotation de la machine sera alors emprunté à l'énergie électrique des sources. Si l'on accouple deux machines de Holtz en réunissant leurs peignes de la même espèce par des conducteurs, et qu'on amorce la première seulement, la seconde se mettra bientôt à tourner en sens inverse de la première, et l'on réalisera le transport électrique d'énergie électrique dont il a été question ci-dessus ; c'est une expérience de cours qui réussit sans difficulté.

MACHINE DE HOLTZ DE DEUXIÈME ESPÈCE. — M. Holtz a disposé de très curieuses machines formées de deux plateaux de verre l'un munis de fenêtres et qu'un double cordon sans fin, passant sur une poulie à double gorge, anime de rapides mouvements de rotation de sens contraire. Quatre peignes conducteurs A, B, C, D (*fig. 113*) sont placés, deux au-dessus du plateau supérieur, deux au-dessous du plateau inférieur : les peignes infé-

rieurs B et D sont sur un diamètre qui est perpendiculaire à celui des peignes supérieurs A et C; enfin chaque peigne supérieur communique avec l'un des peignes inférieurs et chaque

Fig. 113.



système de deux peignes avec un conducteur isolé. Les deux conducteurs M et N peuvent être éloignés ou rapprochés jusqu'au contact par un jeu de coulisse, comme dans la machine de première espèce.

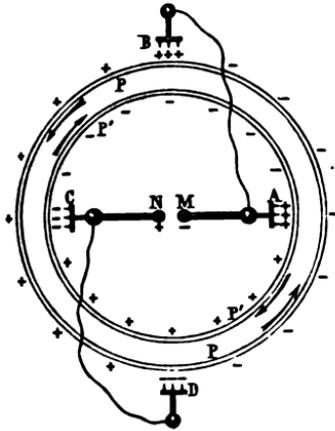
Pour amorcer la machine, on ferme la coulisse, on place un corps électrisé en face de l'un des peignes, puis on ouvre la coulisse et l'on obtient un courant d'étincelles.

Pendant qu'on amorce la machine, les quatre peignes fonctionnent: deux d'entre eux, A et C, versent sur les plateaux de l'électricité positive; les deux autres, B et D, de l'électricité négative. Après un demi-tour, les deux plateaux P, P' sont électrisés en sens contraire sur leurs deux moitiés, comme on le voit dans le diagramme ci-joint (*fig. 114*), dans lequel le plateau supérieur P' a été figuré plus petit, et les peignes inférieurs ont été écartés au delà du bord du plateau inférieur, pour rendre l'image plus nette. On reconnaît sans peine sur ce diagramme que, grâce au sens du mouvement, chaque plateau agit sur les peignes qui font face à l'autre, de façon à y maintenir le signe de l'électrisation indiquée par la figure. Quand on ouvre la coulisse, des étincelles doivent donc jaillir en t

deux conducteurs. On ajoute quelquefois à cette machine
cinquième peigne en communication avec le sol; son rôle

www.libtool.com.cn

Fig. 114.



est analogue à celui du conducteur diamétral des machines de
première espèce.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE XIII.

DÉCHARGE CONDUCTIVE. — COURANT.

Décharges électriques. — Décharge conductive. — Thomson Riess. — Expériences de Riess. — Lois expérimentales des décharges de chaleur. — Cascades. — Application du principe de la conservation de l'énergie. — Courant électrique. — Résistance électrique. — Résistance des fils.

Courants continus. — Intensité d'un courant. — Force électromotrice. — Loi d'Ohm. — Unité électrostatique de résistance. — Loi de distribution des potentiels le long d'un fil ou le long d'un circuit.

Dimensions des unités électrostatiques.

MÉCANISME ÉLECTRIQUE. — Ce n'est pas seulement par le déplacement des masses matérielles portant les charges électriques que peut varier l'énergie électrique d'un système elle est aussi modifiée par l'écoulement d'électricité à travers un corps sur un autre.

Dans le premier cas (*mouvement*), les corps déplacés accomplissent un travail mécanique extérieur ou bien ils acquiescent à une force vive sensible équivalente à l'abaissement de l'énergie électrique.

Dans le second cas, on observe des effets extrêmement variés suivant la nature des corps traversés par la *décharge* : les corps conducteurs s'échauffent, les diélectriques solides se perforés ou brisés, les gaz s'illuminent, les sels fondus se dissolvent, les dissolutions salines se décomposent; en même temps, on observe des mouvements singuliers des corps traversés par la décharge ou de ceux qui se trouvent au voisinage (effets électromagnétiques et électrodynamiques). L'ensemble des énergies calorifiques, chimiques, lumineuses ou mécaniques qui apparaissent dans ces expériences équivaut nécessairement à la perte d'énergie électrique résultant de la décharge.

DÉCHARGE CONDUCTIVE. — Nous restreindrons pour le moment notre étude aux phénomènes de la décharge à travers les conducteurs métalliques.

Deux corps au même potentiel demeurent en équilibre électrique quand on les réunit par un fil conducteur : leurs charges, leur énergie demeurent invariables. Mais si le potentiel V_1 du corps A est supérieur au potentiel V_2 de B, l'expérience nous a déjà appris que, dès que l'on a établi la communication, la charge de A se trouve diminuée, celle de B augmentée d'une quantité égale, et que les deux corps se trouvent désormais à un potentiel commun x . *Tout se passe dans cette expérience comme si une quantité d'électricité m'était écoulée le long du fil dans le sens des potentiels décroissants.*

Soient C_1, C_2 les capacités de A et de B, on a

$$C_1 V_1 + C_2 V_2 = (C_1 + C_2) x.$$

La perte de charge de A et le gain de B ont pour valeur commune

$$m = C_1(V_1 - x) = \frac{C_1 C_2 (V_1 - V_2)}{C_1 + C_2};$$

enfin l'énergie du système AB passe de la valeur initiale

$$W = \frac{1}{2} [C_1 V_1^2 + C_2 V_2^2]$$

à la valeur finale

$$W' = \frac{1}{2} (C_1 + C_2) x^2 = \frac{1}{2} \frac{(C_1 V_1 + C_2 V_2)^2}{C_1 + C_2};$$

elle diminue de

$$(1) \quad W - W' = \frac{1}{2} \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} (V_1 - V_2)^2.$$

Tels sont les faits qui nous sont connus jusqu'ici.

La quantité m d'électricité tombe du potentiel V_1 au potentiel x et cette chute de potentiel est accompagnée de la perte d'énergie électrique $W - W'$, sans que le système formé par A, B et le fil conducteur ait été le siège d'aucun travail mécanique sensible, d'aucune modification permanente de constitution moléculaire ou de structure. Mais l'expérience établit

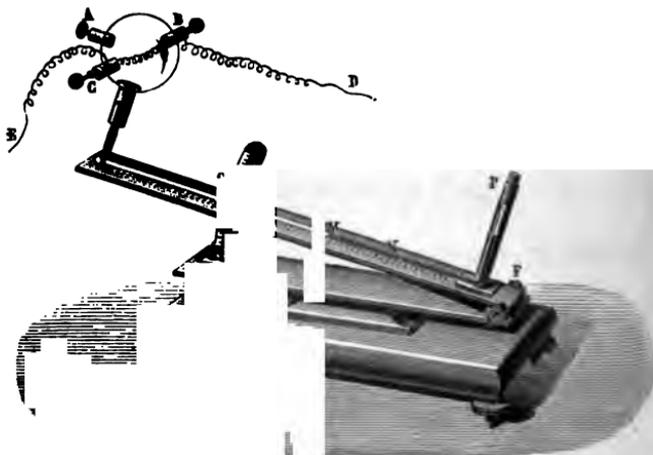
que le fil s'échauffe. C'est justement là, dans la quantité de chaleur dégagée que nous devons chercher l'équivalent de l'énergie électrique disparue.

Pour constater l'échauffement d'un fil et le rendre sensible à un nombreux auditoire, on décharge une batterie d'un grand nombre de jarres à travers un fil métallique fin qu'on ramène qu'on fond même ou qu'on volatilise, ainsi que nous le voyons par la suite. Mais il faut pouvoir exécuter des mesures précises de la chaleur dégagée.

THERMOMÈTRE DE RIESS. — L'expérience ayant établi que les fils fins s'échauffent seuls d'une manière sensible par la charge, il faut constituer le circuit par de gros conducteurs qui ne soient le siège d'aucun dégagement de chaleur appréciable, et par un fil fin qui dégage très sensiblement à lui seul la quantité de chaleur correspondant à la décharge. Il faut, en plus, immerger le fil fin dans un calorimètre approprié.

Le *thermomètre électrique* de Riess est, en effet, un calorimètre analogue, par son principe, à celui de

Fig. 115.



et Silbermann, mais où la substance dont on mesure la dilatation est de l'air au lieu de mercure. Cet appareil (*figure* se compose d'un ballon ABC communiquant avec une tige

erre graduée MNP, dans laquelle est une colonne d'un liquide coloré; son support peut se mouvoir autour d'une charnière F et se fixer par une vis G, ce qui permet d'incliner plus ou moins la tige; le ballon porte deux tubulures opposées B et C, que l'on peut fermer par des bouchons métalliques rodés et entre lesquels on dispose un fil de platine BC enroulé en spirale, terminé aux deux poupées B et C, et à travers lequel on fait passer la décharge,

Cette décharge chauffe le fil et le porte de t à T. Comme elle est pour ainsi dire instantanée, le fil se refroidit aussitôt qu'elle a passé et se met en équilibre de température avec l'air du ballon, qui s'échauffe de t à t' .

Cet air, à son tour, finit par céder sa chaleur au ballon; mais, comme ce dernier effet est très lent, on admet qu'il est négligeable dans les premiers moments. Alors, si l'on désigne par Q la quantité de chaleur produite par la décharge et cédée en définitive au fil et à l'air du calorimètre, par p le poids de l'air, par c sa chaleur spécifique dans les conditions de l'expérience, par π le poids du fil et par γ sa chaleur spécifique, on a

$$(1) \quad Q = (\pi\gamma + pc) (t' - t)$$

d'où l'on déduirait Q si l'on connaissait $t' - t$.

D'autre part, l'échauffement de l'air déplace la surface du liquide de M en N, tandis que le niveau dans la branche P, beaucoup plus large, peut être considéré comme invariable. Soit φ l'inclinaison du tube. Le volume de l'air ne varie pas sensiblement, mais sa pression croît d'une quantité mesurée

par la dénivellation $\frac{l}{\cos \varphi}$ du liquide. Désignons par H la colonne de ce liquide qui ferait équilibre à la pression atmosphérique à la température t ; on trouve aisément que

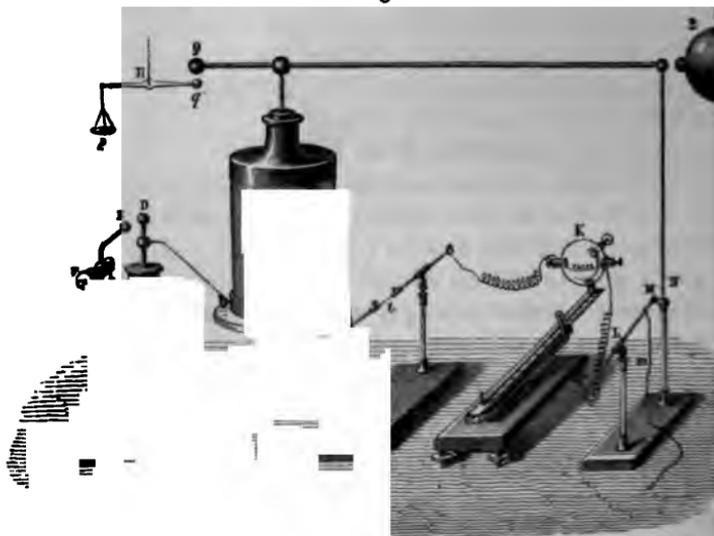
$$t' - t = \frac{l}{H \cos \varphi} (273 + t) =: \frac{l}{H \cos \varphi} T,$$

$$Q = \frac{(\pi\gamma + pc) T}{H \cos \varphi} l =: Bl.$$

Pourrait calculer le coefficient B; mais, s'il s'agit simple-

ment de comparer entre elles les quantités de chaleur produites par diverses décharges à travers le même fil (¹), il suffit

Fig. 116.



comparer les déplacements l de la colonne liquide, proportionnels à ces quantités de chaleur Q .

EXPÉRIENCES DE RIESS. — Soit à mesurer la perte d'énergie électrique correspondant à la décharge d'une batterie, dans des conditions pratiques.

On peut assimiler une batterie à un condensateur dont la charge M' de l'armature extérieure est égale et de signe contraire à la charge M de l'autre armature, à un petit excès m' , juste suffisant pour porter l'armature extérieure, seule, au potentiel V' qu'elle possède. Quand on réunit les deux armatures, la charge M s'unira à la charge $-M$, l'armature intérieure demeurera complètement déchargée et, sa capacité du fil conjonctif est négligeable, l'armature extérieure conservera son excès de charge m' et son potentiel

(¹) Ou à travers des fils dont la capacité calorifique $\pi\gamma$ soit la même

L'énergie avant la décharge était

$$W = \frac{1}{2} MV + \frac{1}{2} (m' - M) V'.$$

Elle est après la décharge

$$W' = \frac{1}{2} m' V'.$$

L'énergie perdue est

$$W - W' = \frac{1}{2} M (V - V').$$

Pour la connaître, il suffit de savoir mesurer M et $V - V'$.

Les bouteilles de batteries employées par Riess avaient leurs armatures extérieures en communication avec le sol. On avait donc

$$V' = 0, \quad m' = 0.$$

$$W = \frac{1}{2} MV,$$

et il suffisait de mesurer M et V .

Mesure de M. — Voici comment Riess s'y prenait pour mesurer M en valeur relative.

On isole la batterie A (*fig. 116*), on met son armature extérieure en communication avec l'intérieur d'une petite bouteille de Leyde C , connue sous le nom de *bouteille électrométrique de Lane*, qui est posée sur un sol conducteur et dont les deux armatures aboutissent aux boutons égaux E et D ; ceux-ci peuvent être placés à une distance convenue et variable au moyen d'une vis micrométrique F .

Si l'armature interne de A reçoit de l'électricité positive, son armature externe se charge négativement par influence, une quantité égale d'électricité est reportée dans l'armature interne de C : cette bouteille se charge, et il arrive un moment où une étincelle se produit en ED par la réunion de deux quantités égales d'électricités contraires. Riess prend comme unité de charge la charge possédée en ce moment par A ; en continuant l'opération de la charge, une série d'étincelles se succèdent dans des conditions identiques, et si l'est leur nombre total, la quantité d'électricité positive qu'a reçue la bouteille A est également exprimée par M en fonction de l'unité adoptée.

Mesure de V. — Pour mesurer V , aussi en valeur relative, Riess employait un petit électromètre à poids H , formé par un fléau de balance isolé, chargé d'un poids p et maintenu sous le conducteur Q en relation avec l'armature interne de A . La force répulsive entre les conducteurs Q et q , chargés en commun, est proportionnelle au carré de leur potentiel; à un moment donné, elle devient égale au poids p et fait baisser le fléau; alors le potentiel V est proportionnel à \sqrt{p} , c'est-à-dire mesuré par \sqrt{p} en valeur relative.

Voici maintenant la disposition générale des expériences (fig. 116).

L'extérieur de la batterie A communique, d'une part, à la bouteille électrométrique C , d'autre part, avec une série d'appareils isolés, qui sont : 1° un exciteur universel I , formé de deux pinces conductrices entre lesquelles on pourra intercaler des fils métalliques; 2° le thermomètre électrique K ; 3° un déchargeur composé d'une tige métallique LM qu'on fait tomber, en la tirant par un cordon de soie m , sur le conducteur N , qui communique avec la machine électrique B , et avec l'armature intérieure de la batterie. Grâce à cette disposition, on charge peu à peu cette batterie, on compte le nombre M des étincelles qui se produisent en ED , ensuite on fait agir le levier MN ; la décharge a lieu, on mesure le mouvement du thermomètre et l'on peut calculer Q .

LOIS EXPÉRIMENTALES DES QUANTITÉS DE CHALEUR. — Les expériences de Riess sont antérieures à la théorie des décharges électriques. Elles ont amené leur auteur à la découverte de lois expérimentales qui justifient complètement nos prévisions: c'est-à-dire que les quantités de chaleur Q varient toujours proportionnellement à $\frac{1}{2} MV$:

1° Quand le circuit est entièrement formé de gros conducteurs, à l'exception du fil fin logé dans le thermomètre, la quantité Q de chaleur recueillie dans l'appareil est indépendante de la nature, de la longueur et du diamètre du fil. Elle ne dépend que de la charge M et du potentiel V de l'armature interne de la bouteille A .

2° Pour une bouteille donnée, Q est proportionnel au carré de la charge M . Soit, en effet, C la capacité de A , on a, en

charge et le potentiel, la relation

$$M = CV,$$

$$W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{2} \frac{M^2}{C}.$$

Pour une bouteille donnée, *Q est proportionnel au carré du potentiel. On a, en effet,*

$$W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{2} CV^2.$$

Pour des bouteilles ou des batteries de surfaces, et par conséquent de capacités différentes, *Q est proportionnel à la capacité C si les bouteilles sont chargées au même potentiel V (formule 2), en raison inverse de cette capacité C si elles ont une même charge M (formule 1).*

Ces résultats établissent bien la proportionnalité de **MV**. L'ensemble des expériences de Riess nous autorise à poser

$$Q = AW.$$

Le coefficient de proportionnalité **A**, qui ne peut être déterminé que par des mesures absolues, est laissé indéterminé par ces expériences.

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE. — Comme nous ne constatons aucun phénomène corrélatif de la production de l'énergie **W** en dehors de l'échauffement du fil, il y a équivalence entre la quantité d'énergie disparue et la chaleur produite. *Le coefficient A est donc l'inverse de l'équivalent mécanique de la chaleur E*

$$A = \frac{1}{E}.$$

Il serait difficile de donner assez de précision à des expériences analogues à celles de Riess pour en tirer une valeur précise de l'équivalent mécanique de la chaleur; mais des expériences un peu différentes, dont nous parlerons plus tard, peuvent laisser aucun doute sur l'exactitude de la formule. — **B.**, IV, 1^{re}. *Électricité statique.* (4^e éd., 1890.) 20

mule (4). Nous admettrons donc, à la fois comme une conséquence du principe de la conservation de l'énergie et comme une loi établie par l'expérience directe, que *l'équivalent de l'énergie électrique perdue dans la décharge se retrouve sous forme de chaleur dans le circuit conducteur que la décharge a traversé.*

CASCADES. — Soient n bouteilles égales A_1, A_2, \dots, A_n , disposées de telle sorte que l'armature interne A_1 de la première soit en relation avec une source au potentiel V , son armature externe en relation avec l'armature interne de A_2 , etc., enfin l'armature externe de la dernière bouteille A_n en communication avec le sol. On dit qu'un tel système forme une *cascade*. Désignons par V_1 le potentiel commun à l'armature interne de A_2 et à l'armature externe de A_1 , et de même par V_2, V_3, \dots, V_{n-1} les potentiels successifs des $n - 1$ conducteurs intermédiaires, formés chacun d'une armature interne et d'une armature externe. Soient enfin S la surface de chaque bouteille, e l'épaisseur de la lame isolante.

Proposons-nous d'abord de déterminer la charge M de l'armature interne de A_1 .

Elle est égale à $\frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V - V_1)$; or l'armature extérieure qui l'entoure doit posséder une charge égale en quantité et de signe contraire, et, comme elle forme avec l'armature interne de A_2 un conducteur primitivement à l'état neutre, cette dernière possède une charge égale à M , et ainsi de suite. On a donc la série d'égalités

$$M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V - V_1) = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V_1 - V_2) = \dots = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V_{n-1} - 0).$$

Il résulte de ces équations que les potentiels V, V_1, \dots décroissent en progression arithmétique depuis V jusqu'à zéro, et que la différence $V - V_1$ est égale à $\frac{V}{n}$. Par suite, $M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{ne} V$.

Ainsi la charge que prend, pour un potentiel donné V , l'armature interne d'une bouteille placée en tête d'une cascade est n fois plus faible que si son armature extérieure était directement en communication avec le sol; en d'autres

ormes, la capacité de cette bouteille se trouve réduite dans le rapport $\frac{1}{n}$. www.libtool.com.cn

Quant à l'énergie de la cascade, elle a pour expression (1)

$$W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{8\pi} \frac{S}{ne} V^2 = \frac{2\pi ne}{S} M^2.$$

orsqu'on dispose d'un potentiel donné V , l'énergie varie en raison inverse du nombre des bouteilles; mais, pour une charge déterminée, l'énergie est au contraire proportionnelle au nombre des bouteilles.

Tous ces résultats d'une théorie inconnue à l'époque où les expériences de Riess furent effectuées ont été découverts expérimentalement par ce savant.

COURANT ÉLECTRIQUE. — Les phénomènes que nous venons de constater nous révèlent un *mode particulier d'action de l'électricité sur la matière* : quand une quantité d'électricité M traverse un fil conducteur et subit en même temps une chute de potentiel, elle agit sur la matière du conducteur pour en élever la température et dégager ainsi une quantité de chaleur équivalente à l'énergie électrique dissipée. Nous disons que le conducteur est traversé par un *courant* et que la *quantité d'électricité M a été transportée par ce courant* dans le sens des potentiels décroissants.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE. — L'effet du courant de décharge est d'échauffer le fil conducteur qu'il traverse, à peu près comme il aurait lieu si le fil était frotté dans le sens de la longueur

(1) Si l'on désigne par Σ la surface de la batterie dont on dispose, la surface S de chaque bouteille est $\frac{\Sigma}{n}$, et l'on a

$$W = \frac{1}{8\pi} \frac{\Sigma}{n^2 e} V^2 = \frac{2\pi n^2 e}{\Sigma} M^2.$$

Pour un même potentiel V , l'énergie de la cascade est n^2 fois plus faible que si la batterie était chargée à la manière ordinaire; mais, pour une charge M donnée, elle est n^2 fois plus forte. Suivant le cas, on préférera la charge en quantité (pour un potentiel donné) ou la charge en tension (pour une quantité donnée d'électricité).

par une matière glissant à sa surface. Il ne suffit pas d'avoir constaté d'une manière générale ce mode d'action de l'électricité sur la matière, il faut encore en déterminer les lois. Pour cela nous rechercherons comment la chaleur dégagée par une décharge électrique donnée se distribue entre les conducteurs qu'elle traverse. Cette étude a été faite par Riess.

Le circuit traversé par la décharge comprend plusieurs fils rattachés bout par bout les uns aux autres, et qu'on peut successivement introduire dans le thermomètre. On reconnaît :

1° Que pour un même circuit et un même fil logé dans le thermomètre, la quantité q de chaleur reçue par l'appareil demeure toujours proportionnelle à l'énergie totale de la décharge, c'est-à-dire au produit MV , ou à $\frac{M^2}{C}$. Ce qui change d'un fil à un autre dans le même circuit, c'est donc un coefficient r caractéristique du fil, indépendant de MV , et que nous nommons la *résistance électrique* du fil.

2° Si le circuit comprend plusieurs fils de même nature et de même section, on les introduira successivement dans le thermomètre, et l'on trouvera que pour une même batterie chargée à un potentiel constant, c'est-à-dire pour une même énergie de décharge, les quantités de chaleur reçues par le thermomètre sont proportionnelles à la longueur du fil qu'il contient. Le coefficient r est donc proportionnel à l .

3° En employant des fils de même nature, mais de sections différentes, on trouve que r est en raison inverse de s .

4° Riess n'employa que des fils de platine ; mais rien n'empêche d'introduire dans le circuit plusieurs fils de même longueur et de même section, mais de nature différente. On trouve alors que r varie d'un métal à un autre proportionnellement à un coefficient spécifique ρ (résistance spécifique).

On peut résumer ces expériences en représentant la résistance r par la formule

$$r = \frac{\rho l}{s}.$$

La quantité totale de chaleur Q dégagée dans le circuit pendant la décharge est la somme des quantités q dégagées dans chaque fil.

des conducteurs qui le composent ; elle est par conséquent proportionnelle à la somme Σr de leurs résistances ; or celle-ci est indifférente au point de vue du résultat, puisque l'on a simplement

$$Q = AW;$$

il faut donc que l'on ait pour chaque conducteur séparément

$$q = AW \frac{r}{\Sigma r}.$$

Les résistances électriques ne peuvent être fixées par des expériences de cette nature qu'à une constante près qui demeure jusqu'ici arbitraire.

TEMPÉRATURE DES FILS. — Si l'on se propose de connaître la température M à laquelle un fil pourra être porté par une décharge électrique, il faut diviser la quantité q de chaleur dégagée dans ce fil par son poids π et sa chaleur spécifique γ .

Pour des fils de nature, de longueur et de diamètre différents, on a, en désignant par δ leur densité par rapport à l'eau,

$$\pi = sl\delta,$$

$$T = \frac{q}{\pi\gamma} = \frac{AW}{\Sigma r} \frac{\rho l}{s} \frac{1}{sl\delta\gamma} = \frac{AW}{\Sigma r} \frac{\rho}{\delta\gamma} \frac{1}{s^2};$$

toutes choses égales d'ailleurs, T varie en raison inverse de s^2 . Dans un même circuit donné, les fils fins s'échaufferont beaucoup plus que les fils gros : leur température sera indépendante de leur longueur.

Si le circuit ne comprend pas d'autre résistance appréciable que celle d'un certain fil, toute la chaleur produite par la décharge pourra être considérée comme dégagée dans le fil, et l'on aura

$$T = \frac{Q}{\pi\gamma} = \frac{AW}{sl\delta\gamma}.$$

Pour fondre ou volatiliser un fil de nature donnée par une charge donnée, il faudra le choisir le plus fin et le plus court possible.

que le fil s'échauffe. C'est justement là, dans la quantité de chaleur dégagée que nous devons chercher l'équivalent de l'énergie électrique disparue.

Pour constater l'échauffement d'un fil et le rendre sensible à un nombreux auditoire, on décharge une batterie d'un grand nombre de jarres à travers un fil métallique fin qu'on rougit qu'on fond même ou qu'on volatilise, ainsi que nous le verrons par la suite. Mais il faut pouvoir exécuter des mesures précises de la chaleur dégagée.

THERMOMÈTRE DE RIESS. — L'expérience ayant établi que les fils fins s'échauffent seuls d'une manière sensible par la charge, il faut constituer le circuit par de gros conducteurs qui ne soient le siège d'aucun dégagement de chaleur appréciable, et par un fil fin qui dégage très sensiblement à lui-même la quantité de chaleur correspondant à la décharge. Il faut, en plus, immerger le fil fin dans un calorimètre approprié.

Le *thermomètre électrique* de Riess est, en effet, un calorimètre analogue, par son principe, à celui de Fahrenheit.

Fig. 115.



et Silbermann, mais où la substance dont on mesure la dilatation est de l'air au lieu de mercure. Cet appareil (fig. 115) se compose d'un ballon ABC communiquant avec une tige

graduée MNP, dans laquelle est une colonne d'un liquide coloré; son support peut se mouvoir autour d'une charnière et se fixer par une vis G, ce qui permet d'incliner le tube et moins la tige; le ballon porte deux tubulures opposées B et C, que l'on peut fermer par des bouchons métalliques et entre lesquels on dispose un fil de platine BC en spirale, terminé aux deux poupées B et C, et à l'un desquels on fait passer la décharge,

la décharge chauffe le fil et le porte de t à T . Comme la décharge est pour ainsi dire instantanée, le fil se refroidit aussitôt après avoir passé et se met en équilibre de température avec l'air ambiant, qui s'échauffe de t à t' .

L'air, à son tour, finit par céder sa chaleur au ballon; comme ce dernier effet est très lent, on admet qu'il est négligeable dans les premiers moments. Alors, si l'on désigne par Q la quantité de chaleur produite par la décharge et cédée au fil et à l'air du calorimètre, par p le poids du fil, par c sa chaleur spécifique dans les conditions de la décharge, par π le poids du fil et par γ sa chaleur spécifique dans les conditions normales, on a

$$Q = (\pi\gamma + pc) (t' - t)$$

On déduirait Q si l'on connaissait $t' - t$.

D'autre part, l'échauffement de l'air déplace la surface du liquide de M en N, tandis que le niveau dans la branche P, qui est plus large, peut être considéré comme invariable. L'inclinaison du tube. Le volume de l'air ne varie pas sensiblement, mais sa pression croît d'une quantité mesurée par la dénivellation $\frac{l}{\cos \varphi}$ du liquide. Désignons par H la colonne de ce liquide qui ferait équilibre à la pression atmosphérique à la température t ; on trouve aisément que

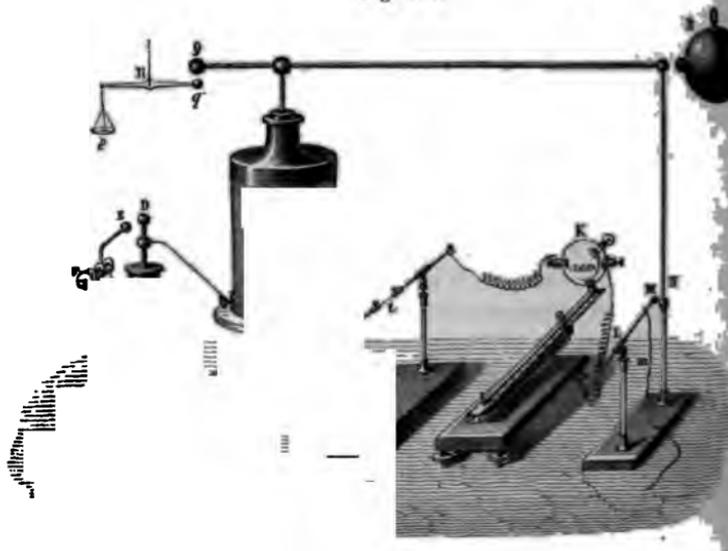
$$t' - t = \frac{l}{H \cos \varphi} (273 + t) = \frac{l}{H \cos \varphi} T,$$

$$Q = \frac{(\pi\gamma + pc) T}{H \cos \varphi} l = Bl.$$

On pourrait calculer le coefficient B ; mais, s'il s'agit simple-

ment de comparer entre elles les quantités de chaleur produites par diverses décharges à travers le même fil (¹), il suffit

Fig. 116.



comparer les déplacements l de la colonne liquide, proportionnels à ces quantités de chaleur Q .

EXPÉRIENCES DE RIESS. — Soit à mesurer la perte d'énergie électrique correspondant à la décharge d'une batterie, dans des conditions pratiques.

On peut assimiler une batterie à un condensateur fermé si la charge M' de l'armature extérieure est égale et de signe contraire à la charge M de l'autre armature, à un petit excès m' , juste suffisant pour porter l'armature extérieure, supposée seule, au potentiel V' qu'elle possède. Quand on réunira les deux armatures, la charge M s'unira à la charge $-M$, l'armature intérieure demeurera complètement déchargée et, si la capacité du fil conjonctif est négligeable, l'armature extérieure conservera son excès de charge m' et son potentiel V' .

(¹) Ou à travers des fils dont la capacité calorifique $\pi\gamma$ soit la même.

énergie avant la décharge était

$$W = \frac{1}{2} MV + \frac{1}{2} (m' - M) V'.$$

Il est après la décharge

$$W' = \frac{1}{2} m' V'.$$

Énergie perdue est

$$W - W' = \frac{1}{2} M (V - V').$$

Pour la connaître, il suffit de savoir mesurer M et $V - V'$.

Les bouteilles de batteries employées par Riess avaient leurs armatures extérieures en communication avec le sol. On avait donc

$$V' = 0, \quad m' = 0.$$

$$W = \frac{1}{2} MV,$$

il suffisait de mesurer M et V .

Mesure de M. — Voici comment Riess s'y prenait pour mesurer M en valeur relative.

On isole la batterie A (fig. 116), on met son armature extérieure en communication avec l'intérieur d'une petite bouteille de Leyde C , connue sous le nom de *bouteille électro-trique de Lane*, qui est posée sur un sol conducteur et dont les deux armatures aboutissent aux boutons égaux E et D ; ceux-ci peuvent être placés à une distance convenue et variable au moyen d'une vis micrométrique F .

L'armature interne de A reçoit de l'électricité positive, l'armature externe se charge négativement par influence, une quantité égale d'électricité est reportée dans l'armature interne de C : cette bouteille se charge, et il arrive un moment où une étincelle se produit en ED par la réunion de deux quantités égales d'électricités contraires. Riess prend comme unité de charge la charge possédée en ce moment par A ; en continuant l'opération de la charge, une série d'étincelles se succèdent dans des conditions identiques, et, si on est leur nombre total, la quantité d'électricité positive qu'a la batterie A est également exprimée par M en fonction de l'unité adoptée.

Mesure de V. — Pour mesurer V , aussi en valeur relative, Riess employait un petit électromètre à poids H , formé par un fléau de balance isolé, chargé d'un poids p et maintenu sous le conducteur Q en relation avec l'armature interne de A . La force répulsive entre les conducteurs Q et q , chargés en commun, est proportionnelle au carré de leur potentiel; à un moment donné, elle devient égale au poids p et fait baisser le fléau; alors le potentiel V est proportionnel à \sqrt{p} , c'est-à-dire mesuré par \sqrt{p} en valeur relative.

Voici maintenant la disposition générale des expériences (fig. 116).

L'extérieur de la batterie A communique, d'une part, à la bouteille électrométrique C , d'autre part, avec une série d'appareils isolés, qui sont : 1° un excitateur universel I , formé de deux pinces conductrices entre lesquelles on pourra intercaler des fils métalliques; 2° le thermomètre électrique K ; 3° un déchargeur composé d'une tige métallique LM qu'on fait tomber, en la tirant par un cordon de soie m , sur le conducteur N , qui communique avec la machine électrique B , et avec l'armature intérieure de la batterie. Grâce à cette disposition, on charge peu à peu cette batterie, on compte le nombre M des étincelles qui se produisent en ED , ensuite on fait agir le levier MN ; la décharge a lieu, on mesure le mouvement du thermomètre et l'on peut calculer Q .

LOIS EXPÉRIMENTALES DES QUANTITÉS DE CHALEUR. — Les expériences de Riess sont antérieures à la théorie des décharges électriques. Elles ont amené leur auteur à la découverte de lois expérimentales qui justifient complètement nos prévisions : c'est-à-dire que les quantités de chaleur Q varient toujours proportionnellement à $\frac{1}{2} MV$:

1° Quand le circuit est entièrement formé de gros conducteurs, à l'exception du fil fin logé dans le thermomètre, la quantité Q de chaleur recueillie dans l'appareil est indépendante de la nature, de la longueur et du diamètre du fil. Elle ne dépend que de la charge M et du potentiel V de l'armature interne de la bouteille A .

2° Pour une bouteille donnée, Q est proportionnel au carré de la charge M . Soit, en effet, C la capacité de A , on a, en

arge et le potentiel, la relation

$$M = CV,$$

$$W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{2} \frac{M^2}{C}.$$

Pour une bouteille donnée, Q est proportionnel au carré du potentiel. On a, en effet,

$$W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{2} CV^2.$$

Pour des bouteilles ou des batteries de surfaces, et par conséquent de capacités différentes, Q est proportionnel à la capacité C si les bouteilles sont chargées au même potentiel V (règle 2), en raison inverse de cette capacité C si elles ont une même charge M (formule 1).

Ces résultats établissent bien la proportionnalité de Q à MV . L'ensemble des expériences de Riess nous autorise à poser

$$Q = AW.$$

Le coefficient de proportionnalité A , qui ne peut être déterminé que par des mesures absolues, est laissé indéterminé par ces expériences.

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE. — Ce que nous ne constatons aucun phénomène corrélatif de la production de l'énergie W en dehors de l'échauffement du fil, c'est qu'il y a équivalence entre la quantité d'énergie disparue et la chaleur produite. Le coefficient A est donc l'inverse de l'équivalent mécanique de la chaleur E

$$A = \frac{1}{E}.$$

Il serait difficile de donner assez de précision à des expériences analogues à celles de Riess pour en tirer une valeur exacte de l'équivalent mécanique de la chaleur; mais des expériences un peu différentes, dont nous parlerons plus tard, peuvent laisser aucun doute sur l'exactitude de la formule B , IV, 1^{re}. *Électricité statique.* (1^{re} éd., 1890.)

mule (4). Nous admettrons donc, à la fois comme une conséquence du principe de la conservation de l'énergie et comme une loi établie par l'expérience directe, que *l'équivalent de l'énergie électrique perdue dans la décharge se retrouve sous forme de chaleur dans le circuit conducteur que la décharge a traversé.*

CASCADES. — Soient n bouteilles égales A_1, A_2, \dots, A_n , disposées de telle sorte que l'armature interne A_1 de la première soit en relation avec une source au potentiel V , son armature externe en relation avec l'armature interne de A_2 , etc., enfin l'armature externe de la dernière bouteille A_n en communication avec le sol. On dit qu'un tel système forme une *cascade*. Désignons par V_1 le potentiel commun à l'armature interne de A_2 et à l'armature externe de A_1 , et de même par V_2, V_3, \dots, V_{n-1} les potentiels successifs des $n - 1$ conducteurs intermédiaires, formés chacun d'une armature interne et d'une armature externe. Soient enfin S la surface de chaque bouteille, e l'épaisseur de la lame isolante.

Proposons-nous d'abord de déterminer la charge M de l'armature interne de A_1 .

Elle est égale à $\frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V - V_1)$; or l'armature extérieure qui l'entoure doit posséder une charge égale en quantité et de signe contraire, et, comme elle forme avec l'armature interne de A_2 un conducteur primitivement à l'état neutre, cette dernière possède une charge égale à M , et ainsi de suite. On a donc la série d'égalités

$$M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V - V_1) = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V_1 - V_2) = \dots = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{e} (V_{n-1} - 0).$$

Il résulte de ces équations que les potentiels V, V_1, \dots décroissent en progression arithmétique depuis V jusqu'à zéro.

et que la différence $V - V_1$ est égale à $\frac{V}{n}$. Par suite, $M = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{ne} V$.

Ainsi la charge que prend, pour un potentiel donné V , l'armature interne d'une bouteille placée en tête d'une cascade, est n fois plus faible que si son armature extérieure était directement en communication avec le sol; en d'autres

ermes, la capacité de cette bouteille se trouve réduite dans le rapport $\frac{1}{n}$.

Quant à l'énergie de la cascade, elle a pour expression (1)

$$W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{8\pi} \frac{S}{ne} V^2 = \frac{2\pi ne}{S} M^2.$$

Lorsqu'on dispose d'un potentiel donné V , l'énergie varie en raison inverse du nombre des bouteilles; mais, pour une charge déterminée, l'énergie est au contraire proportionnelle au nombre des bouteilles.

Tous ces résultats d'une théorie inconnue à l'époque où les expériences de Riess furent effectuées ont été découverts expérimentalement par ce savant.

COURANT ÉLECTRIQUE. — Les phénomènes que nous venons de constater nous révèlent *un mode particulier d'action de l'électricité sur la matière* : quand une quantité d'électricité M traverse un fil conducteur et subit en même temps une chute de potentiel, elle agit sur la matière du conducteur pour en élever la température et dégager ainsi une quantité de chaleur équivalente à l'énergie électrique dissipée. Nous disons que le fil conducteur est traversé par un *courant* et que la *quantité d'électricité* M a été transportée par ce courant dans le sens des potentiels décroissants.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE. — L'effet du courant de décharge est d'échauffer le fil conducteur qu'il traverse, à peu près comme cela aurait lieu si le fil était frotté dans le sens de la longueur

(1) Si l'on désigne par Σ la surface de la batterie dont on dispose, la surface S de chaque bouteille est $\frac{\Sigma}{n}$, et l'on a

$$W = \frac{1}{8\pi} \frac{\Sigma}{n^2 e} V^2 = \frac{2\pi n^2 e}{\Sigma} M^2.$$

Pour un même potentiel V , l'énergie de la cascade est n^2 fois plus faible que si la batterie était chargée à la manière ordinaire; mais, pour une charge M donnée, elle est n^2 fois plus forte. Suivant le cas, on préférera donc la charge en quantité (pour un potentiel donné) ou la charge en tension (pour une quantité donnée d'électricité).

par une matière glissant à sa surface. Il ne suffit pas d'avoir constaté d'une manière générale ce mode d'action de l'électricité sur la matière, il faut encore en déterminer les lois. Pour cela nous rechercherons comment la chaleur dégagée par une décharge électrique donnée se distribue entre les conducteurs qu'elle traverse. Cette étude a été faite par Riess.

Le circuit traversé par la décharge comprend plusieurs fils rattachés bout par bout les uns aux autres, et qu'on peut successivement introduire dans le thermomètre. On reconnaît :

1° Que pour un même circuit et un même fil logé dans le thermomètre, la quantité q de chaleur reçue par l'appareil demeure toujours proportionnelle à l'énergie totale de la décharge, c'est-à-dire au produit MV , ou à $\frac{M^2}{C}$. Ce qui change d'un fil à un autre dans le même circuit, c'est donc un coefficient r caractéristique du fil, indépendant de MV , et que nous nommons la *résistance électrique* du fil.

2° Si le circuit comprend plusieurs fils de même nature et de même section, on les introduira successivement dans le thermomètre, et l'on trouvera que pour une même batterie chargée à un potentiel constant, c'est-à-dire pour une même énergie de décharge, les quantités de chaleur reçues par le thermomètre sont proportionnelles à la longueur du fil qu'il contient. Le coefficient r est donc proportionnel à l .

3° En employant des fils de même nature, mais de section différentes, on trouve que r est en raison inverse de s .

4° Riess n'employa que des fils de platine ; mais rien n'empêche d'introduire dans le circuit plusieurs fils de même longueur et de même section, mais de nature différente. On trouve alors que r varie d'un métal à un autre proportionnellement à un coefficient spécifique ρ (résistance spécifique).

On peut résumer ces expériences en représentant la résistance r par la formule

$$r = \frac{\rho l}{s}.$$

La quantité totale de chaleur Q dégagée dans le circuit pendant la décharge est la somme des quantités q dégagées dans les

des conducteurs qui le composent ; elle est par conséquent proportionnelle à la somme Σr de leurs résistances ; or celle-ci est indifférente au point de vue du résultat, puisque l'on a simplement

$$Q = AW;$$

il faut donc que l'on ait pour chaque conducteur séparément

$$q = AW \frac{r}{\Sigma r}.$$

Les résistances électriques ne peuvent être fixées par des expériences de cette nature qu'à une constante près qui demeure jusqu'ici arbitraire.

TEMPÉRATURE DES FILS. — Si l'on se propose de connaître la température M à laquelle un fil pourra être porté par une décharge électrique, il faut diviser la quantité q de chaleur dégagée dans ce fil par son poids π et sa chaleur spécifique γ .

Pour des fils de nature, de longueur et de diamètre différents, on a, en désignant par δ leur densité par rapport à l'eau,

$$\pi = sl\delta,$$

$$T = \frac{q}{\pi\gamma} = \frac{AW}{\Sigma r} \frac{\rho l}{s} \frac{1}{sl\delta\gamma} = \frac{AW}{\Sigma r} \frac{\rho}{\delta\gamma} \frac{1}{s^2};$$

toutes choses égales d'ailleurs, T varie en raison inverse de s^2 .

Dans un même circuit donné, les fils fins s'échaufferont beaucoup plus que les fils gros : leur température sera indépendante de leur longueur.

Si le circuit ne comprend pas d'autre résistance appréciable que celle d'un certain fil, toute la chaleur produite par la décharge pourra être considérée comme dégagée dans le fil, et l'on aura

$$T = \frac{Q}{\pi\gamma} = \frac{AW}{sl\delta\gamma}.$$

Pour fondre ou volatiliser un fil de nature donnée par une décharge donnée, il faudra le choisir le plus fin et le plus court possible.

COURANTS CONTINUS. — L'expérience de la décharge des condensateurs à travers des fils conducteurs métalliques nous a révélé l'existence d'une action propre de l'électricité sur la matière et d'un coefficient spécifique ρ qui distingue à cet égard les métaux les uns des autres. Toutefois les conditions de cette expérience ne sont ni les plus simples ni les mieux choisies pour l'étude de ces propriétés nouvelles.

En effet, la décharge d'un condensateur, pas plus que tout autre phénomène physique, ne peut être considérée comme instantanée; d'autre part, elle est de durée si courte, dans les conditions ordinaires, qu'il n'est pas facile de combiner des dispositions mécaniques propres à la subdiviser et à mettre en évidence le rôle du temps dans la production du courant et dans l'échauffement corrélatif des fils conducteurs. Le courant pour origine une différence de potentiel entre les deux armatures du condensateur, c'est-à-dire entre les deux extrémités du circuit conducteur. Dès qu'une quantité d'électricité infiniment petite s'est écoulée d'une armature à l'autre, cette différence de potentiel diminue; la cause productrice du courant s'affaiblit et l'effet observé dans la décharge entière n'est qu'une résultante complexe dont il faudrait démêler les éléments.

On y parvient en substituant à la décharge d'un condensateur la décharge d'une source électrique continue.

Considérons par exemple la machine électrique réversible décrite ci-dessus (p. 277). On dépense un travail mécanique de \mathcal{E} unités par tour de cycle

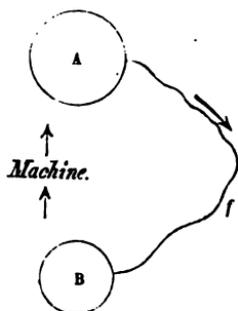
$$(1) \quad \mathcal{E} = (V_1 - V_2) (M_2 - M_1),$$

et l'on verse ainsi sur une source A à un potentiel V_1 une quantité $M_2 - M_1$ d'électricité empruntée à une source dont le potentiel V_2 est inférieure à V_1 . Réunissons A et (fig. 17) par un fil conducteur f long et mince, et imaginons 1° que les sources A et B se réduisent à deux conducteurs à capacité assez grande pour que l'addition ou la soustraction la quantité $(M_2 - M_1)$ d'électricité n'y produisent qu'une variation de potentiel négligeable; 2° que l'allure de la machine est modifiée par un régulateur tel que la quantité $n(M_2 - M_1)$

versée sur la source A en une seconde compense exactement la perte d'électricité par le fil f . L'expérience serait sans doute fort difficile à réaliser sous cette forme, mais nous obtiendrions ainsi un schéma excellent de ce qui se passe en effet dans les piles.

Dans les conditions que nous venons d'imaginer, la différence de potentiel aux deux extrémités du fil f se maintient constante, grâce à la dépense d'un travail mécanique de $n\bar{e}$ unités par seconde : la quantité $n(M_2 - M_1)$ d'électricité s'écoule par le fil en subissant une perte d'énergie électrique égale à $n\bar{e}$, et puisqu'on suppose qu'il n'y a ni mouvements du fil, ni variation de sa constitution chimique, il faut que l'équivalent de $n\bar{e}$ se retrouve dans le fil sous forme de chaleur.

Fig. 117.



INTENSITÉ D'UN COURANT ; FORCE ÉLECTROMOTRICE. — On nommera *intensité du courant* la quantité d'électricité qui traverse le fil f dans l'unité de temps

$$(2) \quad i = n(M_2 - M_1),$$

et *force électromotrice* l'énergie électrique perdue, par unité d'électricité qui traverse le fil

$$(3) \quad e = \frac{n\bar{e}}{n(M_2 - M_1)} (V_1 - V_2).$$

La formule (3) nous montre que, dans le cas actuel, la force électromotrice est égale à la chute de potentiel.

La quantité de chaleur dégagée dans le fil conducteur au bout d'un temps t sera l'équivalent de la quantité $n\bar{e}t$ d'énergie électrique consommée

$$(4) \quad Q = An\bar{e}t = An(M_2 - M_1)(V_1 - V_2)t = Aiet;$$

elle est proportionnelle à la force électromotrice e , à l'intensité i du courant et à la durée t de l'expérience.

LOI D'OHM. — Si l'on venait à modifier la résistance du circuit conducteur, on constaterait que, pour maintenir constante la différence de potentiel $V_1 - V_2$, mesurée à l'électromètre, il faudrait modifier le régime de la machine électrique; sa vitesse, mesurée par le nombre n de tours de cycle, devra varier en raison inverse de la résistance, et il en est par conséquent de même du travail $n\mathcal{E}$ et de l'intensité du courant $i = n(M_2 - M_1)$. Au contraire si, laissant la résistance r du circuit invariable, on veut modifier la chute de potentiel $V_1 - V_2$, il faudra encore modifier le régime de la machine et faire varier n proportionnellement à $V_1 - V_2$, c'est-à-dire à e ; i éprouvera une variation proportionnelle

$$(5) \quad i = n(M_2 - M_1) = K \frac{e}{r};$$

ce double résultat de l'expérience (aisément réalisable avec les piles) est connu sous le nom de *loi d'Ohm*.

UNITÉ ÉLECTROSTATIQUE DE RÉSISTANCE. — Nos expériences antérieures n'ayant déterminé la résistance électrique qu'à un facteur constant près, nous sommes libres d'attribuer à la constante K de la formule (5) telle valeur que nous voudrons. Nous ferons arbitrairement $K = 1$. On aura alors simplement

$$(6) \quad i = \frac{e}{r},$$

ou

$$r = \frac{e}{i}.$$

L'unité électrostatique de résistance sera la résistance d'un fil qui se laissera traverser en 1^s par l'unité électrostatique d'électricité, lorsque ses deux extrémités se trouveront maintenues à une différence de potentiel égale à l'unité électrostatique de différence de potentiel.

Cette résistance serait celle d'une colonne de mercure de 1^{mm}9 de section et de 9,54. 10⁸ kilomètres de long.

DE JOULE. — Si l'on substitue à e dans l'équation (4) sa
 valeur tirée de (6), on obtient

$$Q = A i^2 r t.$$

La formule (7) exprime un ensemble de lois, découvertes
 et démontrées expérimentalement par Joule. Nous revenons
 dans une autre partie de cet Ouvrage sur cette démonstration
 expérimentale.

DISTRIBUTION DES POTENTIELS LE LONG D'UN FIL TRAVERSÉ PAR UN COURANT.

— Abandonnons actuellement le schéma qui nous a
 servi à établir les lois de Ohm et de Joule, et considérons un
 courant permanent fourni par une source constante d'électricité,
 dont il est d'ailleurs inutile de préciser la nature. On observe
 que le fil s'échauffe et devient une source permanente de
 chaleur : c'est le caractère extérieur le plus simple auquel
 puisse reconnaître l'existence d'un courant dans le fil.

En même temps on constate que le potentiel, mesuré à la
 manière ordinaire, cesse d'être constant tout le long du fil, ce
 serait la condition et la marque d'un équilibre électrique
 parfait. Nous aurons recours, par exemple, à l'électromètre de
 Mascart; nous porterons les deux paires de secteurs à des
 potentiels fixes $+U$, $-U$ et nous mettrons successivement,
 l'intermédiaire d'un même fil de cuivre, l'aiguille de l'élec-
 tromètre en communication avec les divers points du fil AB
 successivement isolé.

Nous reconnaitrons d'abord que pour un point quelconque
 marqué sur le fil, l'électromètre présente une déviation per-
 manente et invariable aussi longtemps que le courant passe,
 c'est-à-dire aussi longtemps que le fil fonctionne comme
 source de chaleur constante. Cette déviation correspond à un
 certain potentiel V de l'aiguille : le point P du fil est donc en
 équilibre avec l'aiguille au potentiel V . On verra de même
 que tout autre point P' du fil est en équilibre électrique avec
 l'aiguille à un potentiel V' variable avec la position de ce
 point. La différence $V - V'$ est proportionnelle à la longueur
 interceptée sur le fil par les deux prises de potentiel.
 Ce qui a été démontré expérimentalement, d'abord par

Ohm (¹), puis par Kohlrausch (²), à l'aide de méthodes valentes à l'emploi de l'électromètre à quadrants.

Par exemple, Kohlrausch mettait l'un des plateaux de l'électromètre condensateur en communication avec l'autre avec le point P; la charge du plateau collecteur est proportionnelle au potentiel V en ce point. Kohlrausch mesurait cette charge au moyen d'un électromètre fondé sur la loi de Coulomb.

Ayant réuni les deux pôles d'une pile constante par un fil plié en zigzag pour occuper moins de place et parfaitement isolé, Kohlrausch fit communiquer avec le sol un des pôles du fil.

Si l'on mettait le point neutre A en relation avec l'électromètre condensateur, celui-ci ne recevait aucune charge si l'on établissait successivement le plateau collecteur en communication avec des points P₁, P₂, pris de part et d'autre à égale distance de A, il prenait des potentiels égaux et opposés, proportionnels aux distances $x = AP_1 = AP_2$, des bornes touchées au point neutre.

Ainsi la différence de potentiel le long d'un même fil est proportionnelle à la longueur interceptée entre les bornes et au potentiel, et par conséquent à la résistance électrique des prises.

Dans un même circuit on peut introduire tout ou partie des fils de même nature, mais de section différente, en les faisant communiquer avec des fils conducteurs de nature quelconque. Laisant l'une des bornes au potentiel fixe sur l'un des fils, on déplacera l'autre borne sur ce fil ou des fils consécutifs, et l'on constatera, comme l'a fait Kohlrausch, que la même loi se vérifie toujours; la différence de potentiel est toujours proportionnelle à la résistance électrique interceptée entre les deux prises

$$V - V' = ir.$$

La loi d'Ohm est donc applicable tout le long du circuit entre deux points quelconques pris sur les conducteurs qui le composent.

(¹) OHM, *Die galvanische Kette mathematisch bearbeitet*; Berlin, 1827.

(²) KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, t. LXXV, p. 220, et t. LXXVIII, p. 180; *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLI, p. 357 et 362; 18

On considère un circuit fermé, entièrement conducteur, qu'on le parcourt dans un sens déterminé, à partir d'un certain point P, pour revenir au même point, le potentiel revient nécessairement à la même valeur. Mais s'il y a courant dans le circuit, il y a aussi le long de chacun des conducteurs qui le composent une chute de potentiel proportionnelle à la longueur. Il faut donc nécessairement que le potentiel se relève en certains points. Cela peut se faire, soit par une machine électrique réversible interposée entre deux conducteurs A et B du circuit, comme nous l'avons supposé ci-dessus (§. 117), soit par des mécanismes équivalents consistant en dépenses locales d'énergie (calorifique, chimique, etc.) agissant aux points où le potentiel se relève. On dit que chacun de ces points est le *siège d'une force électromotrice*, mesurée par l'énergie électrique rendue disponible en ces points, quand une unité d'électricité traverse le circuit. On peut encore, après la formule (3), prendre pour mesure de cette force électromotrice le relèvement du potentiel au point considéré.

Bien entendu, les mêmes causes agissant en sens contraire (par exemple une machine réversible transformant de l'énergie électrique en travail mécanique) peuvent produire des forces électromotrices négatives. Dans tous les cas, la somme des forces électromotrices doit être égale à la somme des chutes de potentiel qui ont lieu le long des conducteurs, à la vertu de leur résistance

$$\Sigma e = \Sigma(V - V') = i \Sigma r.$$

Cette dernière formule est l'expression la plus générale de la loi d'Ohm.

DIMENSIONS DES UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES. — Nous avons considéré jusqu'ici, en Électrostatique, six sortes principales de quantités :

- 1. Quantité d'électricité q ,
- 2. Potentiel V ,
- 3. Force électromotrice e ,
- 4. Capacité c ,
- 5. Intensité de courant i ,
- 6. Résistance r ,

auxquelles on peut joindre encore les densités électrique lide ρ et superficielle μ , la pression électrostatique τ constante diélectrique K .

Il est intéressant de savoir comment ces quantités se rattachent, d'après nos conventions, aux unités fondamentales de longueur, de temps et de masse.

La quantité d'électricité q est définie par la loi de Coulomb. Deux quantités d'électricité égales à q et placées à une distance L exercent une force répulsive F

$$F = \frac{q^2}{L^2},$$

d'où

$$(1) \quad q = L\sqrt{F}.$$

Dans un système quelconque, l'unité électrostatique d'électricité ne dépend donc que des unités choisies pour évaluer les longueurs et les forces. Or, dans le système C. G. S., l'unité de force dépend elle-même des unités de longueur, de masse et de temps par la relation symbolique

$$F = MLT^{-2};$$

on a donc en définitive, dans ce système,

$$(2) \quad q = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-1}.$$

La quantité d'électricité a pour dimensions $\frac{1}{2}$ par rapport à la masse, $\frac{3}{2}$ par rapport à la longueur, — 1 par rapport au temps.

Les densités électriques solide ρ , et superficielle μ , ont respectivement les dimensions de $\frac{q}{L^3}$ et de $\frac{q}{L^2}$

$$\rho = \frac{q}{L^3} = L^{-2}\sqrt{F} = M^{\frac{1}{2}}L^{-\frac{3}{2}}T^{-1},$$

$$\mu = \frac{q}{L^2} = L^{-1}\sqrt{F} = M^{\frac{1}{2}}L^{-\frac{1}{2}}T^{-1}.$$

DIMENSIONS DES UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES. 317

Pression électrostatique τ est proportionnelle au carré de la densité superficielle

$$\tau = \mu^2 = \frac{q^2}{L^2} = L^{-2}F = ML^{-1}T^{-1};$$

Les dimensions d'une pression hydrostatique.

Le potentiel V est de la forme $\frac{q}{L}$; par suite, on a symboliquement

$$V = \frac{q}{L} = \sqrt{F} = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}T^{-1}.$$

La capacité est de la forme $\frac{q}{V}$,

$$c = \frac{q}{V} = L;$$

Les dimensions de la capacité électrostatique sont celles d'une longueur.

La constante diélectrique est le rapport de deux capacités. Elle est donc du degré zéro par rapport aux trois unités fondamentales.

L'énergie électrique W est de la forme $\frac{q^2}{L}$

$$W = \frac{q^2}{L} = LF = ML^2T^{-1};$$

Les dimensions sont celles d'un travail.

La force électromotrice est l'énergie électrique dépensée par unité d'électricité; elle est donc de la forme $\frac{W}{q}$

$$e = \frac{W}{q} = \frac{q}{L} = \sqrt{F} = M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}T^{-1};$$

Les dimensions sont celles d'un potentiel.

L'intensité d'un courant est la quantité d'électricité qu'il porte dans l'unité de temps : ses dimensions sont celles

d'une quantité d'électricité divisée par un temps

www.libtool.com.cn

$$i = \frac{q}{T} = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}.$$

Enfin on a, entre la force électromotrice, l'intensité et résistance, la relation

$$r = \frac{e}{i},$$

et, par suite, les dimensions de la résistance sont celles d'une force électromotrice divisées par celles d'une intensité de courant

$$r = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}}{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}} = L^{-1} T.$$

Les dimensions de la résistance sont inverses des dimensions d'une vitesse.

Nous résumerons tous ces résultats dans le Tableau suivant :

Systeme electrostatique.

Unités dérivées.	Unités fondamentales.		
	Longueur.	Temps.	Mass.
Quantité d'électricité q	$\frac{1}{2}$	-1	$\frac{1}{2}$
Densité solide ρ	$-\frac{3}{2}$	-1	$\frac{1}{2}$
Densité superficielle μ	$-\frac{1}{2}$	-1	$\frac{1}{2}$
Pression électrostatique.....	-1	-1	1
Potentiel V	$\frac{1}{2}$	-1	$\frac{1}{2}$
Force électromotrice e }			
Capacité c	1	0	0
Constante diélectrique K	0	0	0
Intensité du courant i	$\frac{3}{2}$	-2	$\frac{1}{2}$
Résistance r	-1	1	0

www.libtool.com.cn

CHAPITRE XIV.

DÉCHARGE A TRAVERS LES SOLIDES ET LES LIQUIDES.

Fusion et volatilisation des métaux. — Conducteurs électrolytiques. —

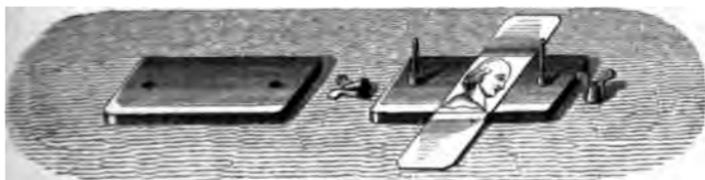
Résistance des électrolytes. — Décharge à travers les diélectriques.

— Effets physiologiques des décharges électriques.

FUSION ET VOLATILISATION DES MÉTAUX. — Quand le circuit conducteur ne comprend, outre l'excitateur, qu'un fil court et mince ou une feuille métallique de très faible épaisseur, l'électrode devient très bruyante, et la chaleur dégagée dans le fil ou la feuille peut suffire pour la fondre ou la volatiliser. On répète à cet égard dans les Cours les expériences suivantes. Des fils métalliques de diverse nature et de très faible diamètre sont tendus sur un carton blanc; on fait traverser successivement chacun d'eux par des décharges égales obtenues, par exemple, à l'aide d'une même batterie chargée par le même nombre de tours d'une machine électrique. Les fils les plus résistants peuvent être volatilisés, tandis que d'autres plus conducteurs ne le sont pas : une trace noire dentelée marque sur le papier la place où était tendu le fil.

On peut encore placer une feuille à dorure sur une carte découpée qui représente le portrait de Franklin : on dépose cette

Fig. 118.



carte sur une lame de verre ou sur un ruban de soie, et l'on presse les trois surfaces l'une sur l'autre à l'aide de l'appareil représenté par la fig. 118. Au passage de la décharge, la feuille

d'or se volatilise, passe à travers les découpures et imprime le portrait sur la verre ou sur la soie.

Les expériences de Van Marum (1) et de M. Mascart (2) ont établi qu'il y a proportionnalité à peu près exacte entre l'énergie d'une décharge et la longueur d'un fil de nature et de diamètre donnés qu'elle est susceptible de fondre. Le Tableau suivant de l'une des expériences de M. Mascart indique, d'une part, les longueurs d'un fil de cuivre fondues par la décharge d'une batterie, d'autre part le nombre de tours imprimés à la machine pour charger la batterie : ce nombre est proportionnel à la quantité d'électricité mise en jeu par la décharge. On voit que les longueurs sont proportionnelles aux carrés des nombres de tours.

Nombres de tours de la machine.	Longueur	
	du fil fondu.	calculée par 10 tours.
90	550	6,9
80	420	6,6
60	240	6,6
55	200	6,6
50	170	6,8
40	110	6,9

De cette loi expérimentale résulte un procédé commode pour la comparaison approximative et rapide de l'énergie des décharges électriques.

CONDUCTEURS ÉLECTROLYTIQUES. — Les sels fondus, les dissolutions salines, ainsi que celles des acides et des bases forment une classe spéciale de corps conducteurs que nous étudierons en détail dans une autre partie de cet Ouvrage sous le nom de *conducteurs électrolytiques*.

Ces corps peuvent être interposés sur le circuit d'une décharge et sont alors le siège d'une série assez complexe de phénomènes, dont les uns sont limités aux *électrodes*, c'est-à-dire aux surfaces de contact de l'électrolyte et des conduc-

(1) *Première continuation des expériences, etc.*, p. 8.

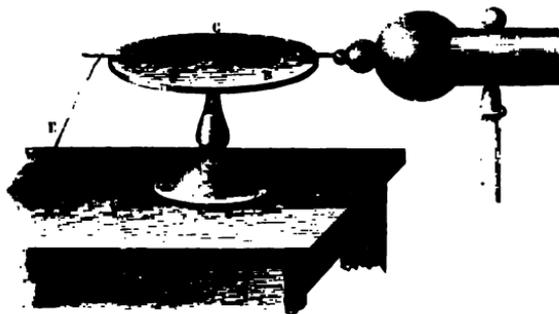
(2) *Traité d'Électricité statique*, t. II, p. 327.

teurs de décharge, tandis que les autres intéressent toute la masse du liquide électrolytique.

Le fait le plus saillant et le plus anciennement connu, c'est que l'*électrolyte* est décomposé par la décharge. Le métal ou l'hydrogène se porte à l'électrode négative, celle par où sort le courant de décharge : le radical uni au métal ou à l'hydrogène se rend à l'électrode positive.

Pour montrer l'*électrolyse* produite par la décharge, on peut, par exemple, disposer sur une lame de verre deux feuilles de papier humide B et D (fig. 119), l'une imprégnée de sulfate

Fig. 119.



de potasse et de teinture de tournesol rouge, l'autre du même sel et de teinture de tournesol bleu; on fait communiquer le conducteur de la machine électrique avec B et l'on relie B à D par un fil métallique C, ou simplement on taille les deux feuilles B et D en pointe du côté où elles se regardent; enfin on fait communiquer D avec le sol. Le papier B bleuit à l'extrémité voisine de D, D rougit à l'extrémité voisine de B; le potassium s'est donc porté au pôle négatif, où il a décomposé l'eau pour former de la potasse; l'acide s'est porté au pôle positif avec l'oxygène.

On peut aussi employer un papier imprégné d'iode de potassium et d'amidon. Ce papier bleuit au pôle positif où l'iode est mis en liberté. Cette disposition des expériences est due à Faraday.

Les produits de l'électrolyse peuvent réagir sur les pôles de diverses manières. Un cas remarquable est celui où les élec-

trodes sont formées du métal du sel. Soit, par exemple, du sulfate de cuivre entre des électrodes de cuivre. L'électrode négative de cuivre se recouvre de cuivre électrolytique : sa nature ne change pas; l'électrode positive est attaquée par le radical SO_4 et fournit une quantité de sulfate de cuivre équivalente à celle qui a été décomposée par la décharge; il ne reste pas d'acide sulfurique libre et, après un nombre quelconque de décharges, ni les électrodes, ni le liquide pris dans son ensemble ne se trouvent modifiés. Tout se réduit au transport d'une certaine quantité de cuivre de l'électrode positive à l'électrode négative.

RÉSISTANCE DES ÉLECTROLYTES. — Ce cas particulier est très bien approprié pour mettre en évidence les phénomènes produits par la décharge au sein de la masse du liquide électrolytique. La dépense d'énergie électrique convertie en énergie chimique est nulle, et l'équivalent de l'énergie électrique de la décharge se retrouve sous forme de chaleur, comme dans le cas des conducteurs métalliques, et conformément à la loi de Joule.

On peut, comme l'a fait M. Villari ⁽¹⁾, disposer une sorte de thermomètre de Riess, formé d'un long tube de verre A (fig. 130)

Fig. 130.



fermé par des bouchons à ses extrémités, et contenant une longue colonne de sulfate de cuivre comprise entre deux plaques terminales de cuivre B et C. Une tige thermométrique en relation avec l'intérieur du tube A permet d'apprécier la dilatation du liquide sous l'influence des décharges qui le traversent. On observe :

1^o Que pour un circuit donné invariable, la dilatation est proportionnelle à l'énergie de la décharge.

(¹) VILLARI, *Nuovo Cimento*, t. XIX, 1886; *Journal de Physique*, série, t. VI, p. 589.

Que si l'on introduit dans le même circuit plusieurs tubes à sulfate de cuivre, les dilatations mesurées dans chacun d'eux sont proportionnelles à la longueur l et en raison inverse de la section s de chaque tube.

Un électrolyte offre donc une résistance

$$R = \frac{\rho l}{s},$$

qui est fait comparable à celle des conducteurs métalliques.

Cette résistance peut être mesurée dans tous les cas : on l'établira par la suite. Mais quand l'auge électrolytique est le siège d'une vraie dépense d'énergie chimique (comme, par exemple, dans la décomposition de l'eau acidulée, effectuée entre des électrodes de platine), à la perte d'énergie correspondant à l'échauffement de l'électrolyte s'ajoute une autre perte d'énergie électrique, l'énergie absorbée par la décomposition électrolytique. On peut s'en convaincre en interposant dans le circuit conducteur un thermomètre de Riess : l'échauffement produit dans ce thermomètre par une même décharge est bien moindre quand celle-ci traverse l'électrolyte que quand on remplace ce corps par un conducteur métallique, de résistance équivalente.

Comme l'énergie chimique mise en jeu par la décomposition d'une quantité notable d'un électrolyte est très grande et l'énergie d'une décharge unique fort minime, il faut un nombre extrêmement grand de décharges pour mettre en liberté une quantité de métal appréciable ⁽¹⁾.

Nous verrons plus tard que la dépense d'énergie, positive ou négative, liée aux phénomènes chimiques de l'électrolyse, se traduit par l'introduction dans le circuit de forces électromo-

(1) *Experimental researches*, t. I, p. 127. — Longtemps avant Faraday, Pictet van Troostwyck et Deiman avaient constaté que l'eau se décompose quand on y fait passer des étincelles entre deux fils d'or ou de platine, distants de quelques millimètres, et Pearson (*Phil. Trans.*, 1797) avait reconnu qu'il se dégage dans cette expérience un gaz tonnant.

Wollaston (*Phil. Trans.*, 1801), et après lui Faraday imaginèrent de mettre en relation deux points voisins du liquide, l'un avec la machine électrique, l'autre avec le sol, comme nous l'avons indiqué.

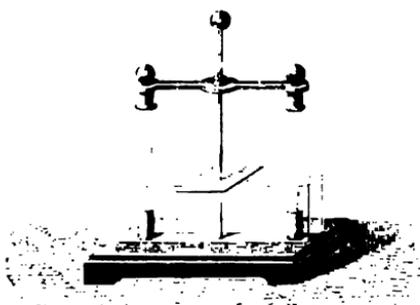
trices correspondantes, négatives ou positives, et cela d'après des lois qu'il serait prématuré d'énoncer à cette place.

www.libtool.com.cn

DÉCHARGE A TRAVERS LES DIÉLECTRIQUES. — 1° *Solides.* Plusieurs solides, considérés comme des diélectriques à la température ordinaire, acquièrent, à une température suffisamment élevée, une conductibilité électrolytique parfaitement mesurable, et l'on peut mettre en évidence l'apparition de leurs éléments libres aux électrodes. C'est ce que M. Warburg (1) a démontré avec une entière évidence, dans le cas du verre par exemple.

Si la différence de potentiel de part et d'autre d'une lame diélectrique solide augmente indéfiniment, les déformations lastiques dont elle est le siège sous l'influence des forces électriques, et que nous avons constatées ci-dessus, finissent par dépasser la limite de son élasticité; une décharge a lieu et la lame diélectrique se brise ou se déchire. Par exemple, séparons l'un de l'autre deux conducteurs aigus par une lame de verre bien sèche (fig. 121), en ayant soin de déposer une goutte

Fig. 121.



d'huile sur les pointes, ou mieux de les mastiquer dans deux cylindres de résine collés sur les deux faces du verre, afin d'empêcher la décharge latérale; faisons communiquer les deux conducteurs avec les armatures d'une batterie ou même avec les deux pôles d'une machine de Holtz munie de son condensateur; il se produit dans le verre un trou extrêmement mince

(1) WARBURG, *Berichte der n. Gesellsch. zu Freiburg*, t. VIII, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 453.

DÉCHARGES A TRAVERS LES DIÉLECTRIQUES. 325

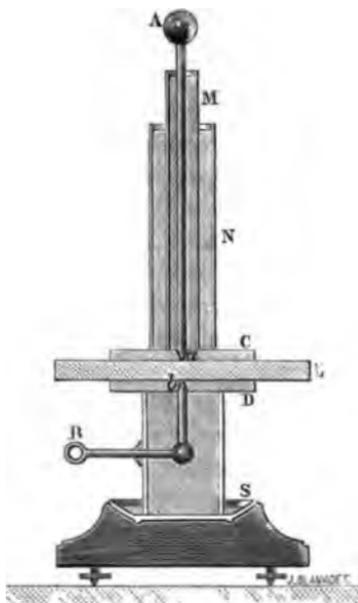
l'on distingue cependant très bien, grâce à la réflexion gulaire de la lumière sur ses bords (1).

et même une carte placée entre deux pointes peu éloignées percée et le trou a les bords relevés sur les deux faces, comme si la matière de la carte avait été soulevée et repoussée dans les deux sens à la fois. Le trou est toujours plus rapproché de la pointe négative que de la pointe positive, mais il est au milieu de leur intervalle dans l'air raréfié.

Le mécanisme de la rupture des diélectriques solides est encore peu connu. Si l'on admet l'hypothèse des corpuscules

MM. Terquem et Trannin (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IV, p. 67) terminent les deux tiges conductrices du perce-verre par des pointes émoussées dans des lames de verre C, D, entre lesquelles on dispose la lame

Fig. 123.



de verre, recouverte d'huile d'olive sur ses deux faces. Les tiges elles-mêmes sont entourées de tubes de verre remplis d'un mélange de cire et de résine qui adhère au verre, de sorte que l'appareil se monte et se démonte sans difficulté et peut servir un nombre de fois indéfini (fig. 123).

conducteurs immergés dans une masse électriquement inerte (p. 201), on peut attribuer la déchirure produite à la pression électrique exercée sur le milieu interposé par les électricités inverses de deux corpuscules conducteurs en regard, et alors l'action de la décharge serait purement mécanique; si, au contraire, on assimile le diélectrique dans son ensemble à un conducteur de très grande résistance, ce conducteur doit s'échauffer beaucoup aux points traversés par la décharge, et alors la rupture serait une conséquence de la mauvaise conductibilité calorifique du corps isolant.

2° *Cas des liquides.* — Quand la décharge traverse un liquide diélectrique, l'étincelle ne se produit parfois qu'au bout de quelque temps; la secousse imprimée au liquide peut être assez forte pour le projeter de tous côtés et briser le vase. On obtient également cette rupture en faisant passer la décharge au sein du liquide à travers un fil court et assez fin pour être volatilisé.

Une expérience curieuse consiste à faire passer l'étincelle entre deux boules, dont l'une A est placée dans l'air, et l'autre B immergée à une très faible profondeur dans un liquide diélectrique. L'étincelle fait la presque totalité de son trajet dans l'air : elle part de A presque horizontalement, de B presque verticalement. Ce phénomène curieux a été désigné, par suite d'une analogie assez vague, sous le nom de *réfraction de l'étincelle*. Il convient de le rapprocher du phénomène de la *réfraction des lignes de force* (p. 231) à la surface de séparation des deux diélectriques.

EFFET PHYSIOLOGIQUE DES DÉCHARGES. — Les corps organisés sont des agrégats éminemment complexes d'électrolytes et de diélectriques. Leur étude au point de vue électrique n'est pour ainsi dire pas commencée. On ignore à peu près complètement les propriétés d'une cellule vivante isolée, et l'on n'observe sur le corps de l'homme et des animaux que des résultantes dont la signification physique ne paraît pas prête d'être démêlée.

Les décharges électriques produisent sur l'organisme des effets plus ou moins intenses suivant leur durée et leur intensité. Un corps électrisé que l'on approche de la joue donne

sensation du frôlement d'une toile d'araignée. Les petites étincelles produisent l'effet d'une piqûre, celles qui sont plus fortes produisent une commotion plus ou moins violente, mais dont il est impossible de donner une idée précise; il faut l'avoir sentie. Si elle est faible, ce n'est qu'un choc instantané; plus forte, elle laisse des douleurs et un engourdissement prolongé; et, quand elle provient de larges batteries chargées par de puissantes machines, elle foudroie les animaux de la plus grande taille. Ce qui est remarquable, c'est qu'elle contracte les muscles, quoi qu'on fasse pour l'empêcher, et cela donne lieu à une expérience curieuse. On place une pièce de monnaie sur l'une des armatures d'un condensateur à plateau chargé, et l'on se met en communication avec l'autre armature; quand on approche les doigts pour saisir la pièce, ils reçoivent l'étincelle avant de la toucher et se contractent sans pouvoir la prendre.

Quand un grand nombre de personnes se tiennent par les mains pour former une chaîne et que la première et la dernière touchent les armatures d'un condensateur, la décharge traverse toute la série et chacune reçoit la commotion. Toutefois, cette commotion est plus faible au milieu qu'aux extrémités, et cela tient à ce que, toutes les personnes communiquant au sol, une partie de la décharge se dérive dans la terre en passant par le corps des expérimentateurs. Si chacun d'eux était isolé, ils éprouveraient tous un effet égal.

Dès le moment où l'on a connu ces effets, on a cherché dans l'électricité un remède contre les paralysies; ces tentatives n'ont point été stériles, mais on profite de l'effet thérapeutique des courants électriques sans être en mesure d'expliquer le mécanisme, aussi parfaitement inconnu que celui des contractions musculaires développées par l'action de la volonté.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE XV.

CONVECTION. — DÉCHARGE DISRUPTIVE.

Déperdition de l'électricité. — Pouvoir des pointes. — Convection
Tourniquet électrique. — Expériences de M. Bichat. — Expériences
de Coulomb. — Expériences de Matteucci.

Décharge disruptive. — Aigrettes. — Étincelles. — Influence de
pression. — Cas des gaz très raréfiés. — Spectre de l'étincelle.
Chaleur développée par l'étincelle. — Sa température. — Différence
de potentiel nécessaire pour produire l'étincelle. — Non-conductibilité
du vide. — Durée de l'étincelle.

Actions chimiques de la décharge disruptive.

DÉPERDITION DE L'ÉLECTRICITÉ.

Nous savons que l'électricité se porte à la surface des conducteurs et qu'elle exerce sur le milieu diélectrique ambiant une pression dont la valeur, rapportée à l'unité de surface,

$$\tau = \frac{2}{k} \pi \mu^2;$$

et, dans le cas où le diélectrique est un gaz dont la constante diélectrique K peut être confondue avec l'unité,

$$\tau = 2 \pi \mu^2.$$

L'expérience nous a appris que, tout au moins au sein d'un diélectrique gazeux, un conducteur électrisé perd assez rapidement sa charge. Nous nous proposons de rechercher le mécanisme de cette perte d'électricité et d'essayer d'en déterminer les lois.

Il est d'abord évident, par raison de symétrie, que, dans le cas où le conducteur isolé est une sphère, la perte doit être également par tous les points de la surface. Il n'en est

is de même pour un corps de forme différente, et, toutes choses égales d'ailleurs, nous devons nous attendre à ce que la perte soit le plus considérable aux points où la pression électrostatique, et, par conséquent, la densité électrique μ , sont les plus fortes.

POUVOIR DES POINTES. — Nous savons que sur un ellipsoïde les densités électriques aux extrémités des axes sont proportionnelles à la longueur de ces axes. Soit, par exemple, un ellipsoïde de révolution allongé dont le grand axe est égal à 100 fois le rayon équatorial, la densité électrique au pôle sera 100 fois, la pression électrostatique 100 fois plus grande qu'en un point quelconque de l'équateur.

Si l'ellipsoïde s'allonge indéfiniment en pointe, la pression électrostatique au pôle pourra devenir plus grande que toute limite assignée. Il en sera de même de la pression électrostatique à l'extrémité d'un conducteur de forme quelconque, mais effilé en pointe. Or l'expérience prouve que, dans ce cas, il est impossible de communiquer d'une manière durable au conducteur une charge suffisante pour dévier un pendule, et que la perte d'électricité s'effectue principalement par la pointe. Par exemple, si l'on munit le conducteur A d'une machine électrique d'une longue pointe, le pendule de Lenley, fixé à ce conducteur, retombe aussitôt; et, si l'on approche de la pointe un conducteur B isolé et à l'état neutre, il se charge aussitôt de la même électricité qu'il aurait reçue de la machine s'il avait été mis en relation avec A par un fil conducteur.

CONVECTION. — En ce qui concerne le mécanisme de la perte d'électricité, on reconnaît qu'une pointe électrisée donne naissance à un courant d'air issu de la pointe et dirigé à peu près comme il le serait, si la pointe était remplacée par un tuyau très fin en relation avec un réservoir d'air comprimé. On manifeste l'existence et la direction de ce courant d'air en présentant, à une pointe placée sur le conducteur d'une machine électrique en activité, la flamme d'une bougie : celle-ci se courbe comme par un souffle, finit par s'éteindre, et la fumée, s'infléchissant dans la même direction, dessine en

quelque sorte le trajet des lignes de force issues de la

La perte d'électricité par la pointe et l'électrisation des corps voisins sont donc liées au mouvement de l'air. Si on éclaire la pointe par un rayon de Soleil, on reconnaît des corpuscules solides en suspension dans l'air affluant à la pointe des régions latérales et sont ensuite entrainés par elle. Chaque grain de poussière est un corps léger attiré, puis repoussé par la pointe, se charge d'électricité au contact et sert de véhicule à l'électricité; il l'apporte ensuite, aussi par contact, aux corps qu'il vient à rencontrer.

Ce transport d'électricité par la matière en mouvement a reçu le nom de *convection*.

Le courant d'air s'explique suffisamment par l'adhérence de la gaine gazeuse accompagnant chaque corpuscule au moment de son mouvement, sans qu'il paraisse utile de faire jouer à ces corpuscules de l'air un rôle direct dans la convection électrique. Les expériences ultérieures apporteront des arguments en faveur de cette opinion.

On peut imiter les effets des pointes et produire la convection électrique par des procédés bien différents et qui, en réalité, presque identiques. Un conducteur métallique muni d'une mèche conductrice que l'on enflamme, et mis en communication avec le sol, cette mèche déchargera, comme la pointe, tout conducteur électrisé que la flamme léchera. Le mouvement de l'air provoqué par la combustion remplace le mouvement de l'air dû au seul jeu des régions électriques.

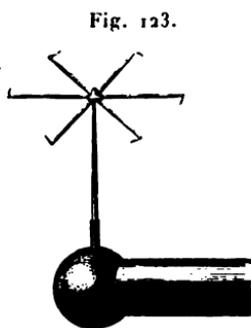
On peut aussi remplacer le mouvement de l'air par le mouvement d'un liquide conducteur, de l'eau, par exemple, qui s'écoule par un mince orifice. Un vase métallique, muni d'un ajutage par lequel l'eau s'écoule, décharge d'une manière continue le conducteur d'une machine électrique. L'eau est reçue dans un vase métallique isolé, aussitôt qu'elle s'électrise et l'on peut en tirer des étincelles, comme si le liquide avait été remplacé par un fil conducteur reliant la machine au vase.

TOURNIQUET ÉLECTRIQUE. — Puisqu'une pointe électrisée

Les couches d'air avoisinantes, elle doit subir de leur réaction égale. On vérifie cette conséquence à l'aide du tourniquet électrique. Cet appareil (*fig.* 123) se compose d'une chape centrale sur laquelle sont fixés des rayons divergents en fil de laiton; tous sont recourbés dans le même sens à leur extrémité et terminés en pointe aiguë; la chape se trouve en équilibre sur un pivot communiquant à une machine électrique, et, quand on charge celle-ci, les reculs de toutes les pointes concourent pour faire tourner le moulinet. On a ainsi un moteur électrique d'espèce particulière.

Supposons que l'appareil est parvenu à un régime uniforme.

Soit V le potentiel que conserve le conducteur de la machine électrique, M la quantité d'électricité émise par seconde : l'électricité, émise dans l'air et entraînée à une très grande distance, descend au potentiel zéro, et la perte d'énergie électrique par seconde est égale à cette énergie doit être presque entièrement employée à mettre en mouvement la masse d'air et le tourniquet.



Le tourniquet électrique fonctionne indéfiniment dans l'air libre, mais s'il est placé sous une cloche, son mouvement se ralentit peu à peu, puis il s'arrête, quoique la machine continue à fonctionner. En effet, l'électricité qui s'écoule des pointes est entraînée par convection sur les parois de la cloche : le potentiel, évalué aux pointes du tourniquet, s'élevé peu à peu et finit par atteindre le potentiel maximum du générateur et de la machine. L'équilibre est donc établi dans la cloche; la densité électrique aux pointes du tourniquet est nulle, et celles-ci, n'étant plus le siège d'aucune déperdition, ne peuvent plus tourner. Mais, si l'on vient à approcher la cloche des parois de la cloche, l'électricité de nouveau contraincée sur la main par influence diminue le potentiel à l'intérieur de l'appareil; le potentiel de la machine est de nouveau plus fort, un nouvel écoulement d'électricité se produit aux pointes et le tourniquet se remet en mouvement.

Si l'on cessait de faire fonctionner la machine et qu'on mit le tourniquet en communication avec le sol, l'appareil se mettrait de nouveau en mouvement et toujours dans le même sens : de l'électricité de nom contraire à celle qui charge les parois de la cloche, appelée du sol par influence, s'écoulerait alors par la pointe du tourniquet, jusqu'à ce que le verre eût été ramené à l'état neutre.

Aimé a constaté que le tourniquet ne se met en mouvement ni dans l'eau pure, qui n'est pas conductrice, ni dans le vide, qui ne peut livrer passage à l'électricité, comme nous le verrons par la suite.

Au lieu de poser le tourniquet sur la machine électrique, il revient au même de le mettre en communication avec le sol au voisinage immédiat du conducteur. C'est l'expérience du tourniquet par influence.

EXPÉRIENCES DE M. BICHAT (1). — Il est clair par ce qui précède que, si l'on se place dans des conditions convenables, le tourniquet électrique pourra être employé à comparer entre elles les convections électriques dans divers gaz et sous diverses pressions. On y parvient par la disposition suivante due à M. Bichat.

Au lieu de pointes, M. Bichat emploie deux fils métalliques longs et fins F, G (fig. 124), tendus verticalement sur un cadre conducteur ABCD, muni d'un miroir M et supporté par un fil de torsion. La perte d'électricité par les fils ne peut s'exécuter que vers le côté opposé au cadre, et, par suite, chacun des fils remplace l'une des pointes du tourniquet ordinaire. Quand on mettra l'appareil en communication avec une machine électrique, le cadre tournera sur lui-même jusqu'à ce que la torsion du fil de suspension équilibre les forces électriques mises en jeu par la convection.

On remarquera sur la figure que des cylindres métalliques jouant le rôle d'écrans, s'opposent à la déperdition d'électricité par les pinces terminales, et limitent la région active des fils. Les oscillations de l'appareil sont amorties par des pa-

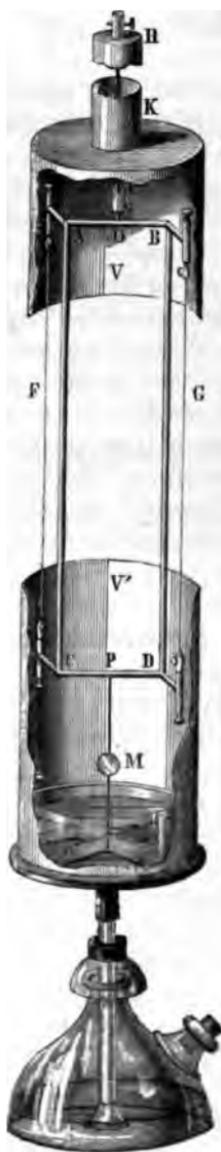
(1) BICHAT, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XII, p. 64
1887. — *Journal de Physique*, 2^e série, t. VII, p. 385.

supportées par la tige M et plongeant dans un vase rempli d'acide sulfurique. Tout le système est enfermé dans un très grand cylindre métallique en communication avec le sol.

Le fait le plus remarquable, mis en évidence par cet appareil, est le suivant. Lorsqu'un tourniquet donné est mis en communication avec une source d'électricité positive de très faible potentiel, il n'y a aucun déplacement de l'appareil tant que le potentiel n'atteint pas sa valeur de départ, dépendant du diamètre des fils et de leur température, ainsi que de la nature et de la pression de l'air. Par exemple, avec des fils de platine de 0^m,005 de diamètre, le potentiel de départ est d'environ 69 unités, et cette valeur est très sensible-ment la même pour des fils inaltérables de quelque nature quelconque : elle descend à 35 unités pour des fils de 0^m,002 ; pour des fils de 0^m,005, le potentiel de départ diminue progressivement de 69 à 4,3 quand la température du fil s'élève au-dessus de la température ordinaire au-dessus du thermomètre.

Le potentiel de départ est toujours plus faible en valeur absolue lorsque les fils laissent écouler de l'électricité positive au lieu d'électricité positive au lieu de 69 et 35 au lieu de 35. Ces résultats sont d'ailleurs moins constants dans ce cas, tout au moins avec des fils oxydables. Le potentiel de départ correspond dans tous les cas à la limite de l'obscurité d'aigrettes positives, que nous ne tarderons pas à étudier : c'est au mode de convection

Fig. 124.



qui se produit dans cette circonstance que paraît lié le mouvement du tourniquet.

Pour étudier le débit d'un tourniquet, M. Bichat emploie un fil unique fixe et enroulé dans un cylindre que l'on met en communication avec le sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre. Tant que le potentiel du fil demeure inférieur à une certaine limite qui paraît bien coïncider avec le potentiel de départ, l'indication du galvanomètre est nulle; elle croît ensuite d'une manière à peu près proportionnelle à l'excès du potentiel sur le potentiel de départ.

Quand on remplit successivement le cylindre de différents gaz, on constate que le débit est très grand dans l'hydrogène, moindre dans l'air, moindre encore dans l'acide carbonique.

De ces curieuses expériences, nous retiendrons particulièrement ce fait, que la déperdition électrique, extrêmement lente dans le cas de faibles potentiels, s'accroît brusquement à partir d'un certain potentiel limite, dépendant de toutes les conditions de l'expérience et correspondant à l'apparition des aigrettes : le tourniquet électrique ne fournit d'indications que pour les déperditions rapides (aigrettes); pour étudier les déperditions lentes, il faut avoir recours à d'autres moyens.

EXPÉRIENCES DE COULOMB. — Nous avons vu comment Coulomb a dû étudier séparément celle-ci pour corriger les résultats de ses expériences. Nous résumerons brièvement les principaux résultats de ce travail demeuré classique (1).

1. Coulomb mit d'abord en évidence l'influence énorme exercée sur la déperdition par la plupart des supports isolants, surtout quand ils sont humides : on sait aujourd'hui que la couche superficielle de ces supports jouit alors d'une véritable conductibilité électrolytique, qu'on ne peut éliminer qu'en détruisant cette couche par une dessiccation complète ou par des lavages avec des réactifs appropriés.

La gomme laque brune est le meilleur des isolants ess-

(1) COULOMB, *Mémoires de l'Académie des Sciences*, 1785. Tome de la collection des Mémoires publiés par la Société française de Physique, p. 147.

ar Coulomb. Employant de petites aiguilles de gomme laque de 1^{mm} de diamètre et de 2^{cm} à 3^{cm} de long, il reconnut que la perte d'électricité se montrait en général indépendante du nombre de ces supports, ce qu'il exprima en disant que *la gomme laque isole comme l'air*.

2. Après avoir éliminé l'effet propre des supports, grâce à l'emploi d'aiguilles de gomme laque, Coulomb étudia les lois de la perte d'électricité par l'air, et cela dans les circonstances particulières qui se trouvent réalisées dans la balance de torsion. Il chargea les deux boules en commun, et, après les avoir ramenées par la torsion à une distance qu'il maintenait invariable pendant la durée d'une expérience, il mesura la force répulsive, par exemple, de trois en trois minutes. Il trouva que *le rapport de la diminution de force répulsive en une minute à la force répulsive moyenne pendant cette minute est constant*. Soit F la force répulsive au temps t , on a, en appliquant à une durée infiniment petite la loi énoncée,

$$-\frac{dF}{dt} = cF;$$

où l'on tire, en désignant par F_0 la force répulsive au début des observations,

$$F = F_0 e^{-ct}.$$

Comme, d'ailleurs, tout est symétrique dans la balance de Coulomb et que la perte d'électricité s'effectue en même temps pour les deux boules, qui demeurent toujours également chargées, les forces répulsives sont proportionnelles aux carrés des charges, et l'on a, en désignant ces charges par M ,

$$M = M_0 e^{-\frac{c}{2}t}.$$

Coulomb appelle c le *coefficient de déperdition*. Dans ses expériences, ce coefficient changeait d'un jour à l'autre, suivant les circonstances extérieures et notamment suivant le degré d'humidité de l'air; en prenant pour unité de temps la minute, il a varié de 0,0180 à 0,0790 pour des indications de thermomètre à cheveu de 69° à 87°.

3. Après avoir étudié la perte d'électricité par l'air, Coulomb s'est enfin appuyé de ces expériences pour étudier la perte d'électricité par les supports moins parfaits que la gomme laque. Si l'on détermine le coefficient de déperdition qui rent avec de tels supports, on trouve que ce coefficient diminue avec la force répulsive, c'est-à-dire avec la charge, jusqu'à une certaine limite, puis se maintient constant. On en conclut qu'un fil de soie, par exemple, suffisant pour isoler de faibles charges, ne suffit plus à isoler des charges supérieures à une certaine limite fixée par l'expérience. Coulomb a employé des supports de diverses longueurs extraits d'un même fil de soie et comparé entre elles les charges limites : elles se sont trouvées entre elles comme les racines carrées des longueurs du fil.

EXPÉRIENCES DE MATTEUCCI. — La loi de déperdition énoncée par Coulomb a été confirmée par tous les expérimentateurs qui ont opéré dans les mêmes conditions moyennes. Mais sans sortir des limites où ce savant renferma volontairement ses recherches, il resterait à savoir si la déperdition dépend : 1° de la nature de l'électricité, positive ou négative ; 2° de la nature du corps électrisé, conducteur ou diélectrique, et de celle du gaz dans lequel il se trouve placé ; 3° de la température ; 4° du degré hygrométrique ; 5° de l'état de repos ou de mouvement du gaz ; 6° de sa pression ; 7° de la forme, de l'étendue, de la distance des corps conducteurs, dont l'influence peut s'exercer sur les corps que l'on considère. On ne possède sur toutes ces questions que des renseignements très insuffisants ; les meilleurs proviennent en général, des expériences de Matteucci (1).

1° *Influence de la nature de l'électricité.* — D'après Matteucci, la perte est la même pour les deux électricités quand la charge est faible ; mais l'électricité négative se perd plus vite pour de fortes charges. Ce dernier résultat est conforme à ce que nous apprennent les expériences de M. Bichat, sur la convection avec production d'aigrettes.

(1) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XI, p. 385 ; 1850.

2° *Influence de la nature des corps et des gaz.* — Pour étudier l'influence et la nature du gaz, Matteucci avait disposé une balance close dans laquelle il amenait des gaz parfaitement secs; la perte est alors extrêmement faible; elle est la même pour des balles de verre, de résine ou de métal. Matteucci ne constata non plus aucune différence suivant la nature du gaz. Au contraire, M. Warburg a trouvé une perte deux fois plus rapide dans l'hydrogène que dans l'acide carbonique : ce dernier résultat est d'accord avec les expériences de M. Bichat.

3° *Influence de la température.* — Matteucci, comme M. Bichat, a trouvé que la déperdition est d'autant plus rapide que la température est plus élevée.

4° *Influence de l'état hygrométrique.* — Coulomb avait cru pouvoir annoncer que le coefficient de déperdition était sensiblement proportionnel au cube du poids de vapeur d'eau contenu dans l'air. D'après M. Charault (1), pour un même poids de vapeur contenue dans l'air, ce coefficient est d'autant plus élevé que la température est plus basse.

5° *Influence du mouvement.* — Matteucci a trouvé que le coefficient de déperdition est plus grand pour une boule immobile que pour une boule que l'on agite dans l'air. Le frottement de l'air ou des poussières qu'il contient doit jouer dans cette expérience un rôle qui n'a pas été déterminé.

6° *Influence de la pression.* — Matteucci a montré que la charge d'un corps placé dans l'air raréfié se perd très vite au-dessus d'une certaine limite; la charge conservée d'une manière durable est à peu près proportionnelle à la pression de l'air, et ne se perd ensuite que d'une manière très lente.

Toutefois, Walsh a observé, et l'on a fréquemment vérifié depuis, que le passage de l'électricité dans un gaz très raréfié devient très difficile et ne s'effectue plus dans un vide aussi parfait que possible.

7° *Influence de la forme, etc.* — D'après Matteucci, la déperdition s'effectue d'autant plus rapidement dans la balance

(1) CHARAULT, Thèse de Doctorat, Paris; 1860. Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 91.

J. et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique*. (1^{re} éd., 1890.)

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

que les deux boules sont plus rapprochées. Il est clair que l'influence des deux boules a pour effet d'accroître la densité aux points les plus éloignés, et par conséquent aussi la pression électrostatique d'où dépend essentiellement la déperdition.

En résumé, les expériences ci-dessus montrent qu'il faut bien distinguer entre la déperdition des fortes et des faibles charges ; qu'il y a dans chaque cas, conformément aux expériences récentes de M. Bichat, un potentiel, ou mieux encore une *pression électrostatique limite*, variable avec toutes les conditions de l'expérience, de part et d'autre de laquelle la déperdition suit des lois différentes. Très lente pour des pressions électrostatiques moindres, elle s'accélère subitement beaucoup dès que cette pression est dépassée. Il y a un changement de mécanisme qui ne peut être méconnu.

DÉCHARGE DISRUPTIVE.

AIGRETTES. — Un corps quelconque fortement électrisé paraît environné d'une lueur diffuse, quand on l'observe dans l'obscurité absolue. On peut exagérer cette lueur en activant la déperdition ; par exemple, quand le conducteur est en communication permanente avec une bonne machine et se termine par une pointe aiguë, les lueurs électriques prennent au voisinage de la pointe une intensité toute particulière ; la pointe paraît surmontée d'une aigrette lumineuse dont la forme diffère suivant que la pointe laisse échapper de l'électricité positive ou négative. L'aigrette positive est brillante et ramifiée ; l'aigrette négative, plus pâle, se réduit à une lueur ovoïde, séparée de la pointe par un petit intervalle obscur. Telles sont du moins les apparences que l'on observe dans l'air à la pression normale ; elles sont moins nettes dans d'autres gaz, et les deux sortes d'aigrettes peuvent devenir alors difficiles à distinguer.

On manifeste parfois la différence d'aspect des deux sortes d'aigrettes en plaçant pendant un instant un plateau isolé de résine ou de caoutchouc durci à peu de distance de la pointe. Pour étudier l'électrisation superficielle produite sur le plateau, on y projette, à l'aide d'un soufflet, un mélange

et de minium en poudre. Ces corps s'électrisent en verse par leur frottement; le soufre prend l'électricité positive et dessine en traits jaunes les plages positives du gâteau; le minium électrisé positivement s'attache aux points d'électricité négative. On reconnaît ainsi que l'aigrette positive est caractérisée par une étoile jaune plus ou moins ramifiée, entourée d'un cercle rouge diffus, tandis que la négative fournit une tache centrale rouge, entourée d'une distance d'un cercle jaune.

On trouve parfois dans les cours une forme plus complexe que celle de l'expérience des *figures de Lichtenberg* (1). On procure un gâteau de résine le bouton terminal d'une bouteille de Leyde, de façon à tracer un caractère que l'on rend visible en projetant à la surface du gâteau le mélange de soufre et de minium. Le trait est ramifié et jaune si l'arc de la bouteille communiquant à la boule est positive; rouge et formé de cercles détachés les uns des autres si la bouteille est négative; dans les deux cas, on observe le résultat de la composition et de la pénétration partielle d'une série d'aigrettes.

La production des aigrettes est le plus souvent accompagnée d'un bruissement particulier qui révèle la discontinuité du phénomène. Observée dans un miroir tournant, l'aigrette se compose en effet en aigrettes élémentaires qui se superposent physiologiquement, par suite de la persistance des images lumineuses; il suffit même de balancer rapidement par un mouvement de droite à gauche pour reconnaître la discontinuité.

Il est sans nul doute à cette discontinuité que se rattache le phénomène encore inconnu de la déperdition rapide qui accompagne toujours la production des aigrettes et que nous avons signalée ci-dessus.

REMARQUE. — Quand deux pointes ou deux petites boules opposées en sens contraire sont rapprochées à une faible distance et que l'on entretient leur électrisation, comme cela a

LICHTENBERG, *De nova methodo naturam ac motum fluidi electrici indagandi* (Novi Comment. Soc. reg. Götting., t. VIII, p. 168; 1777).

lieu, par exemple, dans la machine de Holtz, les aigres partent des deux boules se réunissent en un ovoïde diffus, dans lequel les caractères particuliers des deux aigres sont encore reconnaissables; mais, à mesure que la distance diminue, les lueurs deviennent plus brillantes et mieux définies, et l'on finit par n'apercevoir entre les conducteurs qu'un trait lumineux large et uniforme, d'éblouissant. Le passage de la première forme de décharge à la seconde se fait ainsi d'une manière continue, comme on le voit très bien à l'aide de la machine de Holtz, qui n'est pas munie de son condensateur.

Si l'on ajoute le condensateur, on n'observe plus à la même distance que l'étincelle proprement dite; rectiligne et vive quand les électrodes sont voisines, elle devient diffuse quand la distance explosive est plus considérable. Les hauteurs de potentiel nécessaires pour produire la décharge n'ont pas sensiblement changé; mais, la capacité des condensateurs entre lesquels jaillit l'étincelle étant plus grande, les étincelles sont plus rares et transportent une plus petite quantité d'électricité; on n'observe, si l'on veut, qu'une seule étincelle à la fois, mais sa température est plus élevée et par conséquent son éclat plus considérable.

INFLUENCE DE LA PRESSION. — On peut aussi obtenir la formation de l'aigrette en étincelle, ou réciproquement faire varier la pression du gaz entre les deux boules en modifiant leur distance. On y parvient à l'aide de l'appareil *trique*. C'est un ballon de forme ellipsoïdale (fig. 12) garni de garnitures métalliques, dont l'une creuse et munie d'un robinet, permet de faire le vide dans l'appareil, tandis que l'autre livre passage, à travers une boîte à cuirs, à la pression atmosphérique. Quand on met les deux armatures en relation avec les deux pôles d'une machine de Holtz, munie de son condensateur, on voit à la pression ordinaire une série d'étincelles jaillir entre A et B. Si l'on diminue la pression, les étincelles deviennent plus fréquentes et bientôt les aigres se réunissent au voisinage des deux boules, dont l'intervalle est rempli d'une lueur ovoïde. Ce phénomène est très net vers la pression de 5^{cm} à 6^{cm} de mercure. Quand la pression descend

au-dessous, les aigrettes elles-mêmes disparaissent et font place à de simples lucurs qui environnent les deux pôles et paraissent séparées par un intervalle totalement obscur.

En résumé, la diminution de pression du gaz produit un effet analogue à celui d'une diminution de capacité des électrodes : la charge qu'elles peuvent conserver diminue, par suite les décharges qu'elles produisent à une distance invariable deviennent plus nombreuses et moins nourries. Ces apparences sont une confirmation de ce que nous savions déjà sur les lois de la déperdition dans les gaz raréfiés, d'après les expériences de Matteucci, par exemple.

CAS DES GAZ TRÈS RARÉFIÉS. —

Cependant des phénomènes tout particuliers apparaissent quand les gaz sont extrêmement raréfiés ; ils ont été observés par MM. Hittorf ⁽¹⁾ et Goldstein ⁽²⁾ et étudiés surtout par M. Crookes ⁽³⁾, qui a donné à ces expériences un éclat particulier.

Nous supposons, par exemple, que l'on opère avec un œuf électrique dans lequel la pression a été réduite à quelques millièmes d'atmosphère ; alors l'intérieur de l'appareil demeure presque entièrement obscur, si ce n'est aux points

Fig. 125.



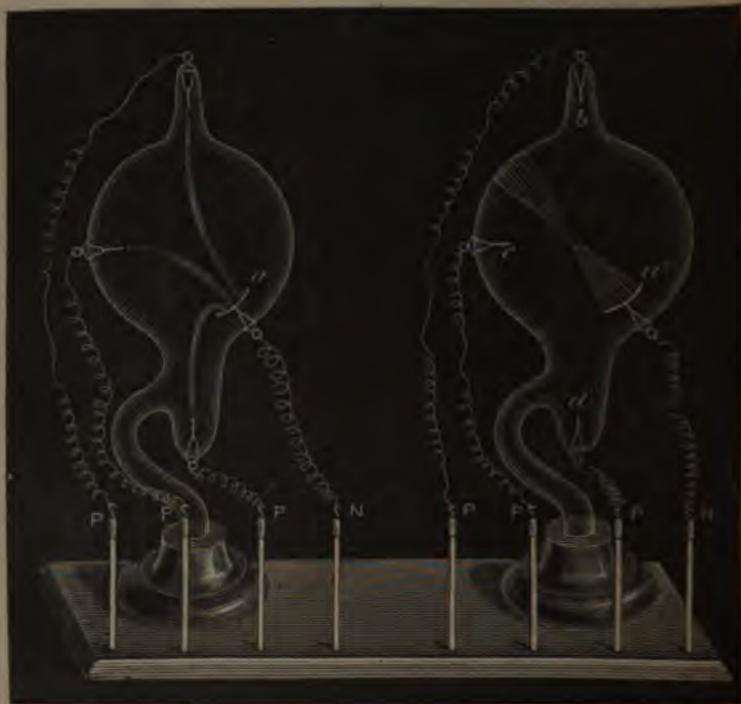
(1) HITTORF, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVI, 1869; *Wied. Ann.*, t. VII, 1880.

(2) GOLDSTEIN, *Untersuchungen über die electrische Einladung in Gasen*; Berlin, 1880.

(3) CROOKES, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XIX, p. 195; *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVIII, p. 303, 1877; *Philosophical Transactions*, t. VI, p. 11, 1879; *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 30, 37 et 164; 1880.

opposés à l'électrode négative : là se développe une phosphorescence remarquable du verre, dont on peut déterminer la forme et l'étendue en menant les trajectoires orthogonales de l'électrode négative. Si l'on donne à celle-ci la forme d'un miroir sphérique concave, ces trajectoires forment un faisceau conique de droites qui coupe la paroi suivant un cercle : la

Fig. 126.



tache phosphorescente demeure immobile, soit qu'on attache le pôle positif en *b, c, d* [(fig. 126) à droite. La figure de gauche montre ce qui se produit quand le gaz est à une pression voisine de la pression atmosphérique]. Quand l'électrode a la forme d'un miroir cylindrique (fig. 127), le faisceau de droites présente une arête d'intersection et diverge au delà en une sorte de conoïde, rendu visible par la phosphorescence de la paroi. Enfin si, sur le trajet du faisceau, on interpose un ob-

conducteur, tel qu'une croix d'aluminium *b* (fig. 128), on voit l'ombre *cd* se dessiner sur la paroi opposée au pôle de la lueur phosphorescente. Ces phénomènes ne se produisent qu'avec de très fortes différences de potentiel :

Fig. 127.



M. Crookes les réalise à l'aide d'une puissante bobine d'induction, mais on peut aussi les obtenir à l'aide de la machine électrique, dans des conditions évidemment plus simples.

Les foyers des trajectoires qui développent la phosphorescence dans ces expériences sont aussi des foyers calorifiques. M. Crookes a pu y fondre le verre et même le platine.

On peut aussi obtenir, par la décharge dans les gaz raréfiés, des effets mécaniques remarquables, mais pour lesquels il n'est pas nécessaire d'abaisser autant la pression. Un moulinet à

ailettes non conductrices (*fig. 129*) tourne comme si ses palettes subissaient le choc d'un fluide matériel issu du pôle négatif; en renversant le sens des décharges, on renverse aussi

Fig. 128.



le signe de la rotation. On peut encore donner à l'électrode négative elle-même la forme d'un moulinet (*fig. 130*); elle éprouve un mouvement de recul qui rappelle celui du tour-

Fig. 129.

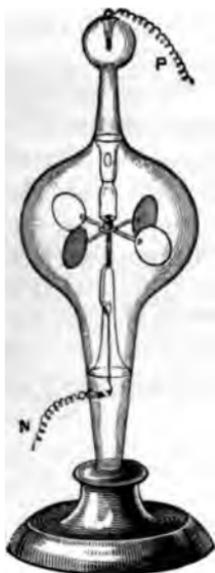


niquet électrique. Les trajectoires actives obéissent à l'influence de la main et peuvent aussi être déviées par l'aimant. Nous reviendrons plus tard sur ce dernier phénomène, quand nous aurons étudié l'action des aimants sur les courants et des courants entre eux.

Le vide absolu paraît absolument dénué de conductibilité, et les phénomènes étudiés par M. Crookes s'affaiblissent et

dent à disparaître quand la raréfaction est poussée au delà
ne certaine limite.

Fig. 130.



COULEUR DE L'ÉTINCELLE. — L'éclat de l'étincelle, plutôt que sa
leur, change quand on fait varier la pression du gaz ; mais,
on remplace un gaz par un autre, la couleur de l'étincelle
modifie. D'après Faraday, les couleurs dominantes de l'étin-
celle sont les suivantes :

Air.....	Blanche un peu bleue.
Azote.....	Bleue ou pourpre. Son remarquable.
Hydrogène.....	Cramoisie.
Acide carbonique..	Verte très irrégulière.
Oxyde de carbone.	Rouge ou verte.
Chlore.....	Verte.

La couleur vire toujours au blanc quand la pression s'accroît.
Analysée au spectroscope, la lumière de l'étincelle présente
des sortes de raies, les unes, caractéristiques du gaz, s'ob-
tiennent d'autant mieux que la pression est plus faible et don-

nent les colorations observées par Faraday ; les autres caractérisent le métal des électrodes et s'aperçoivent surtout quand le gaz est à une haute pression : l'étincelle entraîne donc avec elle des vapeurs empruntées à la matière des électrodes. Nous renverrons le lecteur à ce que nous avons dit sur ce sujet à propos de l'analyse spectrale.

CHALEUR DÉVELOPPÉE PAR L'ÉTINCELLE. — On constate aisément qu'un gaz s'échauffe quand il est traversé par des décharges électriques. On répète à cet égard dans les cours les expériences du mortier électrique (*fig.* 131) et du thermomètre de Kinnorsley (*fig.* 132). Le mortier électrique projette une bille

Fig. 131.

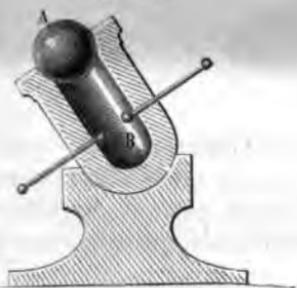


Fig. 132.



par l'effet de la dilatation de l'air, quand on le fait traverser par une puissante décharge. Quant au thermomètre de Kinnorsley, c'est un vase fermé A (*fig.* 132), contenant de l'eau et de l'air et dans lequel on fait passer une étincelle entre les boules situées toutes deux dans l'air ; au moment de la charge, le liquide est projeté par un tube communiquant

On peut réaliser des mesures en modifiant rationnellement le thermomètre de Kinnersley, comme l'a fait M. Villari (1). On lui donne alors la forme d'un ballon contenant les deux électrodes : celles-ci sont disposées de telle sorte qu'on peut faire varier à volonté et mesurer leur distance à l'aide d'un véritable micromètre à étincelles. Le ballon se termine par un tube vertical capillaire plongeant dans de l'acide sulfurique qui se maintient soulevé à une certaine hauteur dans le tube. À chaque étincelle qui passe, la pression du gaz augmente, et le liquide baisse dans le tube d'une quantité proportionnelle à la quantité de chaleur dégagée.

M. E. Wiedemann (2) a mesuré la chaleur développée par une étincelle dans un gaz plus ou moins raréfié; à cet effet, il a entouré d'un calorimètre un tube traversé par les décharges d'une machine de Töpler (3), d'un débit extrêmement considérable. L'un des pôles de la machine communique au sol, ainsi que l'une des électrodes du tube à décharge, et l'autre électrode reçoit à volonté de l'électricité positive ou négative : on peut aussi introduire dans le circuit une interruption extérieure au tube et constituée par un micromètre à étincelles dont les deux boules sont plus ou moins écartées, suivant le besoin.

M. E. Wiedemann a ainsi reconnu que, lorsque la pression diminue, les quantités de chaleur développées par minute diminuent d'abord pour croître ensuite, tandis que le nombre d'étincelles augmente d'abord pour décroître ensuite. En somme, la chaleur dégagée varie en sens inverse du nombre de décharges correspondant à une même quantité d'électricité fournie par la machine, mais pas exactement en raison inverse de ce nombre, comme le voudrait la théorie (4). Les

Journal de Physique, 1^{re} série, t. IX, p. 5; 1880.

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXI, p. 449; 1880.

(2) Les machines de Töpler sont analogues à la machine de Holtz. Voir le mémoire original de M. Wiedemann.

(3) Soit V le potentiel que produirait la quantité d'électricité considérée.

Le potentiel correspondant à une décharge est $\frac{V}{n}$; la quantité de chaleur

correspondante est proportionnelle à $\left(\frac{V}{n}\right)^2$ ou, pour les n décharges, à $\left(\frac{V}{n}\right)^2$.

lois de la variation ne sont pas les mêmes suivan la machine fournit de l'électricité positive ou négati la chaleur dégagée se partage inégalement entre les trodes et l'espace occupé par le gaz dans le tube cap qui les sépare.

TEMPÉRATURE DE L'ÉTINCELLE. — Il est impossible d'é directement cet élément; on peut toutefois, d'après les minations calorimétriques, trouver un maximum de température, en admettant que toute la chaleur de l'éti est employée à produire une élévation de la températu gaz, et que la durée de l'étincelle est assez courte pou n'y ait pendant son passage aucune perte de chaleur rayonnement, etc. On doit à M. E. Wiedemann quelque sures absolues de ce genre : il a trouvé que les étincell sitives de la machine de Töpler produisaient une élé de température de $+1977^{\circ}$ d'un gaz à la pression de 1 : contenu dans un tube de $0^{\text{mm}},78$ de diamètre; elles ne pu saient plus qu'une élévation de 1148° pour une pressi $5^{\text{mm}},1$ (1). Dans des tubes larges, la température de celle pourrait, d'après M. Hasselberg (2), M. Hittorf M. Wiedemann lui-même, descendre au-dessous de 10

Toutefois, ces déterminations supposent que tous les de la masse gazeuse traversés par l'étincelle sont éch par elle, c'est-à-dire que la masse entière du gaz contril transport de l'électricité. Il semble évident qu'il n'en c ainsi, et qu'un petit nombre de filaments gazeux intervie seuls dans ce transport; les températures déterminées c sus ne sont donc que des moyennes dont il ne faut pas ex la signification.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL NÉCESSAIRE POUR PRODUIRE ÉTINCELLE. — A la pression ordinaire et pour une mêm

(1) Le nombre des décharges fournies par la machine était de 6 minute environ pour la pression de $15^{\text{mm}},5$, et de 144000 pour la de $5^{\text{mm}},1$.

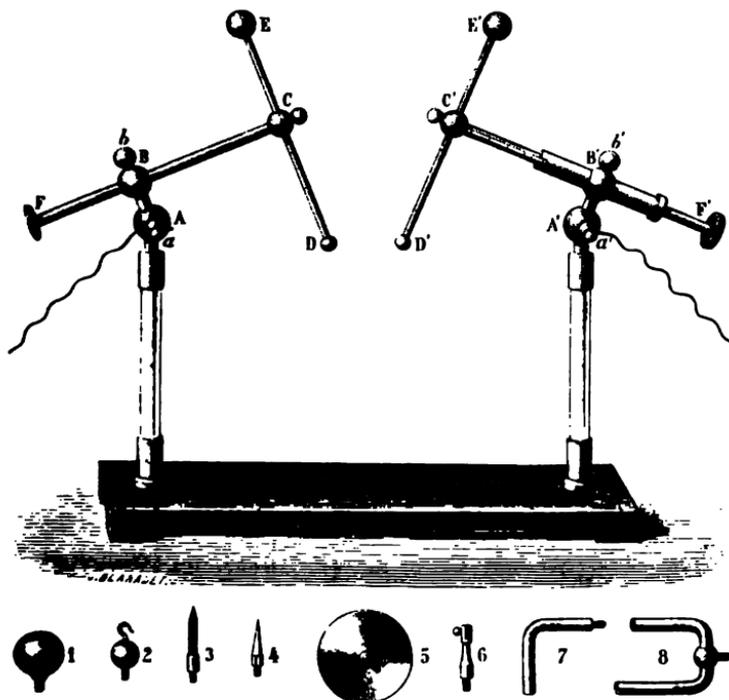
(2) HASSELBERG, *Beiblätter zu den Annalen der Physik*, t. IV 1880.

(3) HITTORF, *Wied. Ann.*, 2^e série, t. VII, p. 578; 1879.

rence de potentiel, l'étincelle jaillit à une distance plus grande entre deux pointes qu'entre deux boules. En général, pour chaque forme attribuée aux électrodes, il y a une relation particulière entre la valeur de la distance explosive et la différence de potentiel qui produit la décharge : l'expérience seule peut déterminer cette relation.

On constate aisément que les distances explosives correspondant à une même différence de potentiel varient suivant la forme et les dimensions des électrodes, à l'aide de l'excitateur universel représenté (*fig. 133*) avec toutes ses pièces

Fig. 133.



accessoires. Cet appareil est extrêmement commode, grâce à la multiplicité des mouvements dont il est susceptible par ses charnières a , a' , les vis F , F' et les coulisses C , C' . L'une des tiges $B'C'$ est divisée en millimètres, ce qui permet de

graduer l'écart donné aux électrodes et de le mesurer avec une précision suffisante, dans le cas particulier où les CB, C'B' sont horizontales.

Les expériences de Harris ⁽¹⁾, celles de Riess ⁽²⁾ et Knochenhauer ⁽³⁾ sur la décharge des batteries opérées avec deux boules ont établi qu'entre certaines limites la distance explosive est proportionnelle à la charge du condensateur en raison inverse du nombre des bouteilles, c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle à la différence de potentiel des deux armatures.

La loi qui résulte des expériences précédentes n'est pas absolue. Sir William Thomson ⁽⁴⁾, employant de faibles différences de potentiel V, a mesuré les distances explosives d correspondantes entre deux plateaux légèrement bombés au centre; il a trouvé que le rapport $\frac{V}{d}$ est constant quand d augmente et ne devient sensiblement constant que pour des valeurs de d supérieures à 1 mm.

Voici le Tableau qui résume ses expériences :

Distance explosive d .	Différence de potentiel V.	$\frac{V}{d}$.
0,0086	2,30	267,1
0,0127	3,26	257,0
0,0190	4,26	224,2
0,0281	5,64	200,6
0,0408	6,18	151,5
0,0563	8,11	144,1
0,0584	8,15	139,6
0,0688	9,69	140,8
0,0904	12,20	134,9
0,1056	13,95	132,1
0,1325	17,36	131,0

Pour de très grandes distances explosives, $\frac{V}{d}$ varie de

(1) HARRIS, *Phil. Trans.*, p. 225; 1834.

(2) RIESS, *Reibungs-Electricität*, t. I, p. 377.

(3) KNOCHENHAUER, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. p. 78; 1846.

(4) W. THOMSON, *Reprint of papers*, p. 267.

et il semble, d'après les expériences de Gaugain (1) et Mascart (2), que d croît indéfiniment pour une valeur de V .

Les expériences de M. Mascart ont été faites avec des électrodes de 22^{mm} de diamètre; elles sont résumées dans le Tableau suivant. On remarquera qu'elles donnent de plus hautes valeurs de V , que les expériences de Sir W. Thomson réalisées sur des plateaux.

d .	V .	$\frac{V}{d}$.
0,1	18,3	183
0,5	89,1	178,2
1,0	162,0	162
1,5	190	127
2	216	108
3	256	85,0
4	291	72,7
5	316	63,2
6	338	56,3
7	359	51,3
8	375	46,9
9	386	42,9
10	397	39,7
12	412	34,3
15	426	28,4

D'après ce Tableau, la valeur limite de la différence de potentiel n'excéderait guère 25 à 30 fois celle qui correspond à la pression électrique correspondante, sur la surface des électrodes sphériques de M. Mascart, serait donc de 0^m,03.

(1) GAUGAIN (2), Masson (3), Knochenhauer (4), MM. G. Wiede-

GAUGAIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. VIII, p. 75 :

voir encore le travail de MM. Wiedemann et Ruhlmann (*Pogg. Ann.*,

t. 235 et 364; 1869), et *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. I, p. 259.

MASCART, *Traité d'Électricité statique*, t. II, p. 90.

THOMSON, *loc. cit.*

MASSON, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXX,

350.

KNOCHENHAUER, *Pogg. Ann.*, t. LVIII, p. 219; 1843.

mann et Rühlmann (1) ont étudié l'influence de la variation de pression et constaté qu'entre certaines limites la différence de potentiel correspondant à une distance explosive constante est proportionnelle à la pression du gaz. Toutefois, quand la pression diminue beaucoup, la différence de potentiel diminue moins rapidement que ne l'indiquerait cette loi.

Pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique et de plus en plus grandes, la distance explosive correspondant à une différence de potentiel donnée diminue constamment; cette propriété, signalée par Dœbereiner (2), a été vérifiée par M. Cailletet (3).

TUBES ÉTINCELANTS. — Au lieu de pratiquer une interruption unique sur le circuit d'une décharge, on peut en produire plu-

Fig. 134.

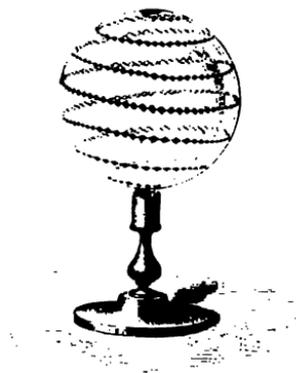


Fig. 135.



sieurs, et alors la somme des longueurs que franchit l'étincelle dans l'air se trouve notablement augmentée. Quand les conducteurs sont très voisins et les interruptions nombreuses l'expérience est susceptible d'une forme très brillante et aus-

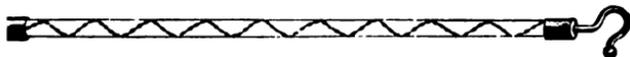
(1) WIEDEMANN et RÜHLMANN, *loc. cit.*

(2) DÖBEREINER, *Schweiger's Journal*, t. LXII, p. 89.

(3) CAILLETET, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* t. LXXIV, p. 1282; 1873.

cienne, consistant à placer bout à bout et à une très distance, à la surface intérieure d'un tube, d'un ballon une plaque de verre (*fig.* 134, 135, 136), de petites

Fig. 136.



d'étain taillées en pointe et formant des dessins variés. Une décharge toutes les interruptions s'illuminent à la fois. L'ensemble des points éclairés reproduit dans l'obscurité le sujet que l'on a voulu représenter.

CONDUCTIBILITÉ DU VIDE. — Nous avons vu que la différence de potentiel nécessaire pour produire une décharge à distance donnée diminue avec la pression : on pourrait croire que ces deux quantités tendent en même temps vers zéro, mais il n'en est rien et, pour une assez grande raréfaction du vide, la différence de potentiel passe par un minimum, puis augmente de nouveau ; quand le vide est aussi parfait que possible, la décharge refuse absolument de le traverser. C'est ce qu'on montre à l'aide de tubes dans lesquels on a d'abord évacué le vide aussi loin que possible au moyen de la pompe à mercure, après les avoir remplis d'acide carbonique : on répète plusieurs fois cette opération, enfin on absorbe les dernières traces d'acide avec un fragment de potasse introduit dans le tube et que l'on chauffe fortement après la purge. On peut aussi, comme le fait M. Alvergnyat, chauffer le tube jusqu'au ramollissement du verre, tandis qu'on y maintient le vide avec la pompe à mercure. L'étincelle ne passe pas dans un tube T ainsi préparé, où les deux électrodes ne sont éloignées que de 0^{mm},5, et peut cependant franchir en *p*, dans un intervalle de 15^{cm} à 20^{cm} (*fig.* 137).

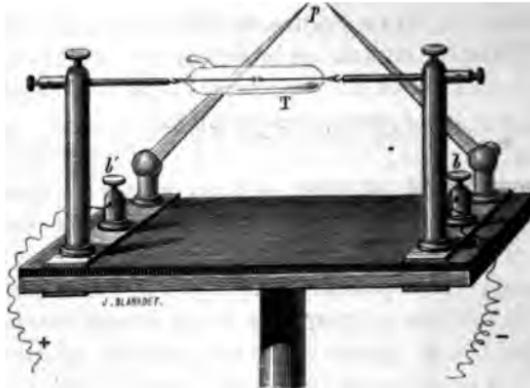
M. Alvergnyat (¹) a déterminé pour divers gaz la pression correspondante à la moindre résistance au passage des décharges et l'a évaluée comme il suit :

MORREX, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. 55, p. 735, 1862.

B., IV, 1^{er}. *Électricité statique.* — (4^e éd., 1890.)

Hydrogène	2,8
Acide carbonique.....	0,08
Azote.....	0,1
Oxyde de carbone.....	1,6
Oxygène.....	0,6

Fig. 137.



Ces nombres ne peuvent qu'indiquer l'ordre de grandeur des pressions dont il s'agit : elles paraissent dépendre du diamètre des tubes où l'on opère ⁽¹⁾.

SOUPAPES ÉLECTRIQUES. — La forme des électrodes influence la valeur de la distance explosive, et, dans le cas de deux électrodes de forme et de dimensions différentes, le sens dans lequel passe la décharge influence aussi : on peut donc régler la distance de deux électrodes A et B de telle sorte que, quand l'électrode A est positive, la décharge passe, tandis qu'elle ne passe pas quand A est négative. C'est ce qu'a fait Faraday munissant l'excitateur d'une fourche F terminée par deux boules, dont l'une A est plus grande que la seconde a ; l'autre branche porte de même deux boules identiques à la première mais la petite boule de chaque fourche se trouve opposée

⁽¹⁾ SCHULTZ, *Pogg. Ann.*, t. CXXXV, p. 249, 1869; *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XVI, p. 479.

boule de l'autre. La décharge passe toujours entre les deux boules de telle sorte que la plus petite soit l'électrode positive. On peut remplacer la petite boule par une pointe, mais il est difficile de produire une interruption en un autre point. On peut aussi, de façon à avoir à la fois une étincelle à travers l'entonnoir et une étincelle dans l'excitateur; dans ces cas, l'expérience réussit mieux entre une boule et une pointe qu'entre deux boules.

On (1) s'est servi de cette propriété pour installer un interrupteur qu'il a désigné sous le nom de *soupage électrique*. C'est essentiellement un œuf électrique dont une des boules est vernie, sauf en un point, tandis que l'autre est nue. Dans les expériences, et pour une pression convenable, les décharges passent de la boule vernie à la boule nue, mais non en sens inverse. On produit des effets analogues dans les tubes à décharge *Geissler*, en effilant l'une des électrodes et terminant l'autre par un petit disque perpendiculaire à l'axe du tube (2), ou en cloisonnant un tube, muni d'électrodes A, B et C, par des tubes E en entonnoir, soudés

Fig. 138.



à l'extérieur et présentant tous leurs points du même côté : dans le dernier cas, la décharge passe plus facilement à travers l'entonnoir de la pointe à la base des entonnoirs que dans le premier cas opposée.

DE L'ÉTINCELLE. — La durée et même la nature de l'étincelle dépendent de la résistance intermédiaire. 1° Quand cette résistance est très grande, par exemple quand on interpose un verre d'eau dans le circuit d'une batterie, la décharge

IX, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. 20, p. 1855.

ANDRÉ, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XIV,

est intermittente, comme on peut s'en convaincre à l'aide du miroir tournant dans lequel on regarde l'image de la décharge. Les premières étincelles sont d'abord équidistantes, puis s'écartent de plus en plus. 2° Quand on diminue la résistance, les étincelles se rapprochent et enfin la décharge continue; pour une certaine résistance, sa durée est limitée. 3° Quand on emploie des résistances très faibles, la décharge devient oscillante, c'est-à-dire qu'elle part alternativement des deux électrodes; on voit dans le miroir tournant deux points lumineux, séparés par un intervalle très court; les points supérieurs et inférieurs s'écartent et se rapprochent alternativement. La résistance limite au-dessous de laquelle la décharge oscillante ne paraît pas dépendre de la distance explosive, c'est-à-dire de la différence des potentiels, mais seulement de la capacité de la batterie: elle est inverse de la racine carrée de cette capacité. Ces divers faits sont dus à Feddersen (*).

Quand la décharge est continue, sa durée est toujours très faible. MM. Cazin et Lucas (**) ont étudié les circonstances qui la font varier. A cet effet, ils observent leur décharge à travers un disque de mica sur lequel se trouvent cent quatre-vingts traits transparents; ce disque est derrière un disque opaque fixe, portant seulement six traits transparents qui forment vernier avec les traits du disque tournant. Un trait transparent arrive à chaque rotation successive en coïncidence avec l'un quelconque des traits du vernier; il y a donc six coïncidences; les cent quatre-vingts traits en produisent 1080 à chaque rotation. En donnant au disque une vitesse de rotation suffisante, on peut obtenir un nombre de coïncidences extrêmement grand, soit par exemple 10000 par seconde; la durée est inférieure à $\frac{1}{10000}$ de seconde; il n'y aura en général aucune coïncidence, et pourra en éclater au plus; si elle est comprise entre $\frac{1}{10000}$ et $\frac{2}{10000}$ de seconde, elle en éclairera une et parfois deux, et ainsi de suite.

(*) FEDDERSEN, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 69; 1858, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LIV, p. 435, et t. LIX, p. 178. Voir aussi dans le même ouvrage la théorie de ces phénomènes (T. IV, 2^e partie).

(**) LUCAS et CAZIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. LXXVII, p. 477; 1872.

Calcul des probabilités permet de lever l'indétermination, à la condition de faire un grand nombre d'observations successives : c'est ce qu'ont fait MM. Lucas et Cazin ; on consultera leur Mémoire avec profit. Les durées qu'ils ont observées dans des conditions très variées sont comprises entre 7 et 90 millièmes de seconde.

ACTIONS CHIMIQUES DE LA DÉCHARGE DISRUPTIVE. — 1. Quand l'étincelle jaillit à travers un corps solide ou liquide, combustible ou détonant, elle peut en déterminer l'inflammation. Ainsi l'on enflamme de l'éther, de l'essence de térébenthine, on fait détoner de la poudre de guerre, de la dynamite, etc. Cette propriété de l'étincelle paraît être une simple conséquence de l'élévation de température qu'elle produit sur son trajet = on sait les nombreuses applications qu'elle a reçues en Pyrotechnie.

L'étincelle produit encore l'inflammation des mélanges gazeux détonants qu'elle traverse. On le montre dans les cours à l'aide du pistolet de Volta. C'est un vase métallique dans lequel pénètre une tige isolée BC (fig. 139) qu'on électrise de manière à faire jaillir une étincelle entre cette tige et la paroi métallique en communication avec le sol par la main de l'expérimentateur. On a introduit dans le vase une certaine quantité d'hydrogène, de façon à chasser une partie de l'air dont il était primitivement rempli et à former avec l'autre un mélange détonant. C'est l'inflammation de ce mélange gazeux qui projette au loin le bouchon A au moment de la décharge.

Gay-Lussac utilisa cette expérience pour l'analyse des mélanges gazeux : son eudiomètre à eau n'est en effet qu'un pistolet de Volta modifié, de manière à permettre de recueillir et de mesurer le résidu gazeux de la décharge.

2. Certains corps composés, l'ammoniaque par exemple, sont détruits par une élévation de température atteignant le rouge ; mais, comme ces corps sont formés avec dégagement de chaleur, ils ne peuvent être détruits qu'en absorbant une

Fig. 139.



quantité de chaleur égale : il en résulte qu'une étincelle électrique unique ne pourra détruire qu'un poids de gaz extrêmement minime. Pour décomposer quelques centimètres cubes de gaz, il faudra un nombre d'étincelles considérable.

Quelques composés gazeux éprouvent par l'action d'une série d'étincelles une décomposition partielle, qu'on peut ne pas observer quand on se borne à les faire passer dans un tube chauffé au rouge. Mais si, dans l'axe du tube chaud, on établit un tube métallique traversé par un rapide courant d'eau froide, on constate la dissociation du composé gazeux. H. Sainte-Claire Deville, auquel on doit cette disposition ingénieuse, a voulu imiter ainsi les alternatives de chaud et de froid auxquelles doivent se trouver soumises les molécules gazeuses portées à l'incandescence par le passage de l'étincelle, puis subitement refroidies au contact des parois du vase et du gaz froid ambiant. Dans les deux expériences, les gaz dissociés à très haute température échappent à la recombinaison par la rapidité de leur refroidissement.

3. On ne saurait affirmer toutefois que l'action de l'étincelle dans les cas qui précèdent, se réduise absolument à l'élévation de température qu'elle provoque. Certains corps détruits par la chaleur se produisent sous l'influence de la décharge, principalement quand elle est diffuse et qu'elle ne donne lieu qu'à de faibles échauffements. Ainsi la décharge électrique obscure transforme l'oxygène en ozone : elle produit les acides persulfurique ⁽¹⁾ et perazotique ⁽²⁾, engendre les divers composés oxygénés de l'iode ⁽³⁾, enfin elle permet d'obtenir un assez grand nombre de composés organiques qu'on ne sait pas préparer d'une autre façon. La manière dont l'étincelle agit dans ce cas est inconnue.

⁽¹⁾ BERTHELOT, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 23; 1878.

⁽²⁾ CHAPPUIS et HAUTEFEUILLE, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCII, p. 81; 1881.

⁽³⁾ OGIER, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXV, p. 157; 1877.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE XVI.

PRINCIPALES SOURCES D'ÉLECTRICITÉ. MACHINES A FROTTEMENT.

l'électricité. — Contact. — Couche double. — Piles thermo-ques. — Piles hydro-électriques. — Phénomènes électro-capil-
— Frottement.

à frottement. — Historique. — Machines de Ramsden, de arum et de Nairne. — Théorie des machines à frottement. t des machines électriques. — Débits. — Machine électrique strong.

ES D'ÉLECTRICITÉ. — Nous avons précédemment dénommé *d'électricité* des systèmes de corps présentant deux tre lesquels règne une différence de potentiel; mais ondition ne suffit pas pour qu'une source d'électricité isable; il faut en effet qu'on puisse l'employer à char-corps étrangers qui lui enlèveront une certaine quan-ergie électrique ou à produire un courant qui fera ense d'énergie continue. Une source d'électricité uti- ne peut donc exister qu'à la condition de dépenser de e fournie à la source d'une manière continue et sous autre forme, de manière à compenser à mesure les 'énergie électrique qu'elle subit.

ET. — COUCHE DOUBLE. — Soient (*fig. 140*) deux plateaux e zinc et de cuivre, réunis par des fils de même ma- ont la soudure est par exemple en *a*. Nous savons que tiel *a* sur le plateau et tout le long du fil de cuivre une aleur constante; soit V_{ca} . De même le plateau de zinc e zinc ont, dans toutes leurs parties, un potentiel con- n ; mais rien ne nous autorise *a priori* à admettre que entiels sont égaux. Si en effet on supprime la commu- et qu'on sépare les plateaux A et B, on trouve le zinc

chargé positivement, le cuivre négativement, ce qui lui entre eux une différence de potentiel. Soient e la distance laquelle se trouvaient les plateaux au moment où la communication a été rompue, μ la densité électrique correspondante sur le plateau de zinc, on a

$$V_{zn} - V_{cu} = 4\pi\mu e.$$

Nous prouverons plus tard que cette différence de potentiel est constante pour deux métaux donnés, indépendamment de l'étendue de la surface de contact (1); pour le zinc et le cuivre on a environ

$$V_{zn} - V_{cu} = \frac{1}{250}.$$

Considérons particulièrement ce qui se passe de part et d'autre de la surface de contact a (fig. 141). En passant du cuivre au zinc, le potentiel se relève de $V_{zn} - V_{cu}$, et comme les propriétés des deux métaux ne deviennent constantes qu'à l'intérieur de deux couches b et c situées de part et d'autre de

Fig. 140.

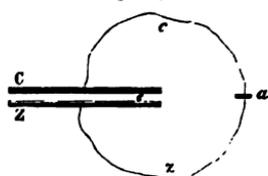
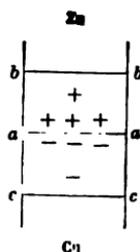


Fig. 141.



des distances égales au rayon maximum des actions moléculaires, nous devons aussi admettre que la différence de potentiel ne s'établit pas brusquement, mais d'une manière progressive, à travers toute l'épaisseur cb . Or on a d'une manière générale

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho,$$

(1) Voir au second fascicule de ce Volume le Chapitre des forces électromotrices de contact.

Par la disposition de l'expérience les surfaces équivalentes sont des plans parallèles à α , deux des trois dérivées sont nulles et l'on a simplement

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho.$$

La force électrique ρ dans l'épaisseur cb est différente de zéro, les forces moléculaires étant variables dans tout cet intervalle, il doit en être de même de la force électrique $\frac{\partial V}{\partial z}$; au delà de c et de b , la force électrique est nulle, et par conséquent le flux de force à travers la surface fermée $bbcc$ est nul. La quantité totale d'électricité comprise dans l'épaisseur de cette surface est nulle; elle est donc formée de la somme de quantités égales d'électricités positive et négative: c'est ce que M. Helmholtz a appelé une *couche double*.

Dans l'épaisseur de la couche double, les forces électriques ne sont pas partout différentes de zéro; et, d'après la loi de l'équilibre électrique ne pourrait subsister. Il faut donc que la matière des conducteurs exerce sur l'électricité des actions propres (forces pondéro-électriques, voir ci-dessus) dont la résultante, nulle au sein de la masse, est différente de zéro dans la couche limite où s'exercent les actions moléculaires.

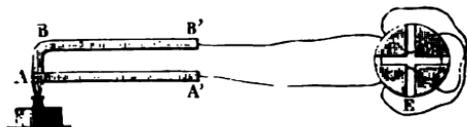
THERMO-ÉLECTRIQUES. — Il y a à la surface de contact du zinc et du cuivre une différence de potentiel constante. Mais on ne peut dire que la surface de contact du zinc et du cuivre soit, par elle-même, une source d'électricité utilisable. Si l'on ferme le circuit en amenant au contact les deux surfaces de cuivre et zinc, de l'expérience précédente, il ne s'établit aucun courant dans le fil conjonctif, car la différence de potentiel au premier contact zinc-cuivre est compensée par la différence de potentiel égale et contraire ayant pour siège la seconde surface de contact cuivre-zinc, et la chute de potentiel dans le fil de chacun des deux conducteurs du circuit est la même. On ne réussira pas davantage à enlever des charges positives au système pour les porter sur d'autres corps, sans

dépenser du travail mécanique. En effet, la surface de contact des deux métaux qui demeurent identiques à eux-mêmes peut, sans éprouver aucune modification, produire une table force électromotrice, c'est-à-dire fournir à une délimitation d'énergie.

Il n'en sera pas nécessairement de même si l'on applique aux surfaces de contact des métaux, des foyers de chaleur des températures différentes, car une absorption continue de chaleur ayant pour siège l'une des soudures peut former une dépense illimitée d'énergie. L'expérience prouve en effet que, dans ces conditions, l'équilibre électrique est obtenu d'une manière durable : la force électromotrice résultant du circuit cesse d'être nulle.

Prenons deux lames de bismuth et d'antimoine BB' (fig. 142), soudées à l'une de leurs extrémités AB et reliées par leurs extrémités opposées aux deux pôles d'un électromètre E (par exemple l'électromètre à quadrants). Quand le système des deux lames est dans toute son étendue à une température invariable, l'électromètre ne présente aucune flexion, il n'y a pas de différence de potentiel entre les fils de même espèce, de cuivre par exemple, qui relient

Fig. 142.



extrémités A', B' des barreaux à l'électromètre. Mais, si l'on vient à chauffer la soudure AB à l'aide d'une lampe à alcool, l'électromètre accuse bientôt une différence de potentiel. L'antimoine est chargé d'électricité positive et le bismuth d'électricité négative. Aussi longtemps qu'on maintient constant l'excès de température de la soudure AB sur le reste du circuit, la différence de potentiel se maintient elle-même constante. Enlevons maintenant l'électromètre et fermons le circuit conducteur : tous les phénomènes caractéristiques des courants continus se produisent dans le circuit, et l'élec-

l'énergie dépensée est restitué à chaque instant à la : chaude AB sous forme de chaleur empruntée à la La force électromotrice qui produit le courant est donc nue par une dépense de chaleur (1).

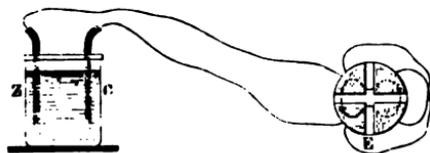
HYDRO-ÉLECTRIQUES. — L'existence d'une couche double face de contact de deux corps paraît être un fait absolu-général, que les corps en contact soient des métaux, ctrolytes ou même des diélectriques; mais pour que es surfaces devienne le siège d'une force électromotrice , il est toujours nécessaire (sinon suffisant) qu'elle soi : d'une dépense d'énergie.

par exemple un circuit conducteur contenant au moins trolyte. Nous savons que les courants décomposent les lytes qu'ils traversent, ce qui entraîne pour chacun ne variation d'énergie ayant pour siège les surfaces de ou électrodes.

ut arriver que la résultante de ces variations d'énergie gative, et alors le circuit pourra comprendre une force motrice résultante : les actions chimiques dont il de- le siège fourniront à la dépense d'énergie électrique rant.

ons (fig. 143) deux lames métalliques, l'une Z, de zinc

Fig. 143.



mé, l'autre C, de cuivre; plongeons-les dans l'eau aci-par l'acide sulfurique et réunissons-les ensuite, *par des cuivre*, avec les deux pôles d'un électromètre E. Nous tons une différence de potentiel : les secteurs en rela-ec le cuivre, se chargent positivement, les autres, com-

muniquant au zinc, négativement. Si l'on ferme extérieurement le circuit, il se produit un courant : c'est celui de dite de *Volta*. En même temps, on constate que le zinc n'avait pas été attaqué tant que le circuit était ouvert, mais qu'il s'attaque dans l'acide et se transforme en sulfate de zinc. La formation de ce sel est accompagnée normalement d'un dégagement de chaleur considérable : dans les conditions particulières de l'expérience que nous venons de réaliser, l'énergie chimique pensée par le courant est empruntée à l'action chimique.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRO-CAPILLAIRES. — Si le circuit comprend des conducteurs liquides et que par une action mécanique appropriée on étende indéfiniment la surface de contact, cette extension est possible, accompagnée de la dépense de travail ; celui-ci est employé à vaincre la tension superficielle à cette surface de contact. Ici encore il peut arriver qu'un courant se produise, empruntant son énergie à-dire sa force électromotrice, au travail de l'extension.

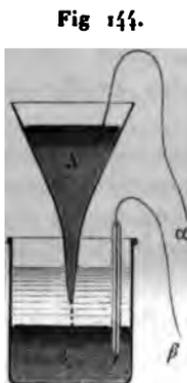


Fig. 144.

Ainsi M. Lippmann a fait écouler goutte à goutte du mercure dans de l'eau et a obtenu un courant permanent en faisant passer le mercure à l'extérieur par un fil conducteur les deux mercures : la force électromotrice du courant est empruntée au travail de la chute du mercure.

FROTTEMENT. — Enfin si le circuit comprend deux conducteurs liquides dont les surfaces en contact se renouvellent sans cesse, par exemple par un mouvement de rotation, il y aura un dégagement d'énergie pour écarter les surfaces frottantes, revêtues d'une couche double, et par suite l'appareil pourra fournir du courant d'une manière continue. Nous savons déjà que deux corps que l'on frotte s'électrifient en sens contraire, et

(¹) Voir, au 2^e fascicule de ce Volume, le Chapitre des *Piles Voltaïques*.

(²) Voir, au 2^e fascicule de ce Volume, le Chapitre consacré aux *Phénomènes électrocapillaires*.

écharge, un nouveau frottement reproduit une nouvelle
ge, et ainsi de suite indéfiniment.

Les machines électriques que nous allons décrire fournissent le moyen d'obtenir par le frottement des courants continu-
empruntant l'énergie électrique qu'ils consomment à une
ense d'énergie mécanique.

MACHINES A FROTTEMENT.

HISTORIQUE. — Les plus anciennes machines électriques, celle
de Guericke (1) par exemple, se réduisaient à un corps
isolant, sphérique ou cylindrique, que l'on animait
par un mouvement de rotation rapide et qui s'électrisait en frot-
tant contre la main de l'expérimentateur. On tirait directement
des étincelles de la surface du corps isolant.

Volta (2) eut l'idée de suspendre au voisinage de l'isolant
un cylindre de fer-blanc terminé du côté de l'isolant par
un bouquet de fils métalliques et suspendu à des cordons de
soie. La machine électrique ainsi constituée a servi de type à
toutes les machines à frottement : on y retrouve toujours
un corps électrique qui s'électrise par le frottement, et un conduc-
teur terminé par des pointes qui se charge par influence d'é-
lectricité de même nom que celle du corps frotté : c'est du
conducteur que l'on tire les étincelles.

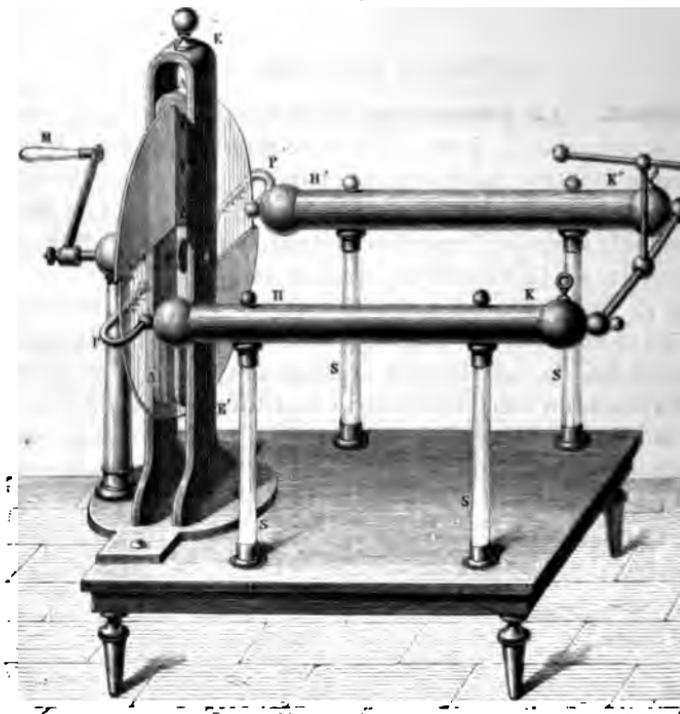
MACHINES DE RAMSDEN, DE VAN MARUM ET DE NAIERNE. — La ma-
chine électrique la plus répandue en France se rapproche
beaucoup de celle qu'avait imaginée Ramsden. Elle a pour
élément principal un plateau de verre choisi parmi les moins
conducteurs métalliques que l'on puisse rencontrer (fig. 145) ; il est
tourné sur un axe métallique tournant dans des collets et
soutenu par des montants de bois E, E' ; il peut être mis en
mouvement de rotation par une manivelle M. Pour frotter ce
plateau, il y a deux systèmes de coussins : le premier A en haut

OTTO VON GUERICKE, *Experimenta nova (ut vocantur) Magdebur-*
Caput XV.

Die Electricität nach ihrer Entdeckung und Fortgang, etc. (Wit-
tenberg, 1744).

des supports, le second tout à fait semblable, fixé en A' base. Il est évident qu'en tournant la manivelle, on fait successivement passer tous les points des deux faces du verre contre les coussins; ils y prennent de l'électricité positive.

Fig. 145.



On trouve qu'il est avantageux de maintenir les coussins en relation avec le sol. Pour réaliser cette condition, on pose le long des supports et à leur partie interne une règle de cuivre qui règne sur toute leur longueur, et qui se au sol par une chaîne qu'on laisse toujours pendre. Ce coussin est en communication avec cette règle. Il est sur une plaque en bois bien plane, recouverte de cuir, bordée de crin et soigneusement garnie de feuilles d'étain la qui la rendent conductrice. Des ressorts métalliques prennent leurs points d'appui contre le support d'une p

les coussins de l'autre, exercent sur le verre une pression constante et partout égale. Ces coussins sont d'ordinaire faits d'or mussif (bisulfure d'étain). On réduit ce corps en poudre très fine; on le lave et, après l'avoir séché, on enduit les coussins de cette poudre que l'on fait adhérer avec un peu d'huile. D'autres expérimentateurs préfèrent un amalgame d'or que l'on emploie de la même façon et qui réussit mieux (1).

Il faut maintenant recueillir l'électricité développée sur le plateau et l'accumuler sur les conducteurs de la machine. Ce sont deux cylindres de laiton HK, H'K' réunis entre eux, soutenus sur des pieds de verre et dirigés perpendiculairement au plateau vers les deux extrémités de son diamètre horizontal; ils sont terminés par deux pièces P, P' contournées comme d'U, que l'on nomme les mâchoires et qui embrassent le verre entre leurs branches. Ces conducteurs sont chargés par l'influence du plateau; ils prennent de l'électricité négative sur les mâchoires; la positive est reléguée sur les parties les plus éloignées, et il y a une ligne neutre sur le milieu d'eux.

Pour compléter la machine, on utilise le pouvoir des aimants; on implante dans les deux branches des mâchoires des séries d'aiguilles de cuivre dirigées vers les deux faces du verre. C'est sur ces pointes que l'électricité négative s'accumule; elle s'en échappe en auréoles brillantes, franchit la couche d'air et arrive sur le plateau où elle s'unit à l'électricité positive que le frottement y avait développée. Ainsi le verre revient à l'état naturel, et un nouveau frottement y ramène une nouvelle charge; d'autre part, le conducteur perd son électricité négative, et il se trouve chargé positivement dans toute son étendue, mais surtout à ses extrémités K, K'.

Il nous suivons maintenant le plateau dans son mouvement; nous nous rendrons exactement compte du jeu complet de l'appareil. Prenons, par exemple, un point du verre placé

l'amalgame de Kienmayer est formé de 2 parties de mercure pour 1 partie de zinc et 1 partie d'étain; celui de Böttger, de 2 parties de zinc pour 1 partie de mercure.

d'abord à la base contre les coussins A' ; au contact des coussins, il se charge positivement, puis il monte peu à peu pendant que la manivelle tourne, et il vient passer dans la mâchoire P ; là il se décharge. Continuant son mouvement, il prend une nouvelle quantité d'électricité en A ; il la perd de même dans la seconde mâchoire P' et revient enfin à la partie inférieure, pour recommencer la même série de phénomènes pendant toute l'opération.

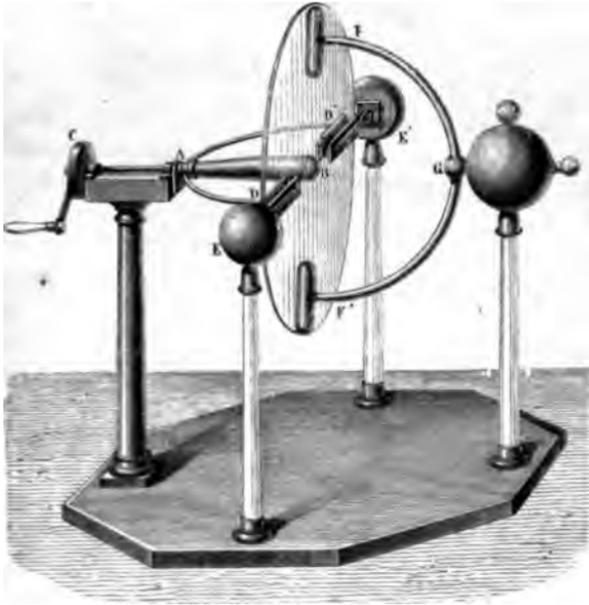
Il faudra autant que possible empêcher toute déperdition par l'air dans le trajet que fait le verre depuis les coussins où il se charge jusqu'à la mâchoire où il se décharge, et c'est pour cela qu'on enveloppe le plateau d'un écran double de taffetas ciré, qui l'isole de l'air humide. A cette précaution on en ajoute d'autres toutes les fois que l'on veut opérer : c'est de chauffer toutes les parties de la machine, de frotter à l'avance tous les supports des conducteurs avec des linges séchés au feu, sans quoi l'électricité disparaîtrait à mesure qu'elle se produit. Quoi qu'on fasse, ces instruments ne marchent qu'avec la plus grande peine pendant les temps humides. D'un autre côté, toutes ces précautions deviennent inutiles quand l'air est bien sec.

La machine précédente ne permet de recueillir que l'électricité positive ; si l'on veut obtenir de l'électricité négative, il faut modifier sa construction, isoler les coussins et recueillir leur électricité. On y parvient par la disposition suivante, qui est due à van Marum ⁽¹⁾ (*fig.* 146). L'axe de rotation CAB est très allongé, il supporte le plateau à l'une de ses extrémités B où il est garni de gomme laque, et on l'équilibre à l'autre bout par un contre-poids C. Les coussins E et E' sont isolés sur des pieds de verre ; mais on peut, ou maintenir cet isolement, ou le supprimer au moyen d'un arc métallique DD', qui est relié au sol par son support, et qui, pouvant tourner en A, se place, ou dans un plan vertical, ou horizontalement jusqu'à toucher les coussins. Le conducteur FGF', qui est toujours isolé, peut lui-même être placé dans une position verticale en face du verre, ou horizontale en contact avec les

(1) VAN MARUM, *Deuxième continuation des expériences*, etc. Harlem, 1797.

ssins. Cette machine fonctionne de deux manières : 1° on communique les coussins au sol par l'arc DD' et l'on meticalement le conducteur FF'; alors celui-ci se charge positivement, comme dans la machine ordinaire, et l'électricité active se perd ; 2° on réunit les coussins avec le conduc-

Fig. 146.



teur FF' et l'on dirige verticalement l'arc DD' ; à ce moment, l'électricité du verre qui se perd dans le sol, et c'est le des coussins, la négative, qui est accumulée sur le conducteur.

Enfin la machine de Nairne (1) (fig. 147) fournit à la fois les deux électricités. Le plateau y est remplacé par un manchon de verre qu'on fait tourner sur son axe MN par une manivelle. Il y a qu'un seul coussin C qui est d'un côté du manchon et se relie avec un conducteur isolé AB. Sur l'autre face, on

) *Philosophical Transactions*, 1774.

et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique*. — (1^{re} éd., 1890.)

370

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

voit un second conducteur DE armé de pointes dirigées vers

www.libtool.com.cn

Fig. 147.



le verre, et qui lui-même est isolé. Si l'on veut recueillir

Fig. 148.



seulement l'une des deux électricités, la positive ou la négative

ait communiquer au sol ou le coussin C ou le conducteur, afin de perdre l'électricité dont on n'a pas besoin. Si l'on veut toutes les deux à la fois, on maintient l'isolé-coussin et du conducteur.

Machines de Ramsden, de Van Marum et de Nairne appartiennent à une famille unique; elles sont susceptibles de diverses modifications, parmi lesquelles nous en signalerons une seule : la suppression des pointes. On peut, en effet, faire frotter le plateau d'une machine électrique à l'état neutre contre un corps conducteur, à la surface de laquelle l'électricité du plateau s'écoule d'elle-même. Le Roy a disposé, d'après cette observation, une machine analogue à celle que M. Winter construit aujourd'hui et représentée par la *fig.* 148. Un double anneau de bois entoure le plateau et communique avec un anneau creux plus grand, rempli de fils de fer et sur lequel se trouve l'électricité positive. Les coussins C de cette machine sont en relation avec un conducteur isolé, comme dans la machine de Nairne.

DES MACHINES A FROTTEMENT. — Pour nous rendre compte exact du fonctionnement des machines que nous venons de décrire, il suffit de se reporter à ce que nous avons dit en généralité de l'existence d'une couche double à la surface de contact de deux corps.

Si l'on frotte l'un contre l'autre deux conducteurs isolés, on établit entre eux un contact plus ou moins parfait, par lequel on élimine par le frottement la couche d'air qui les sépare.

Il se produit entre eux la différence de potentiel électrique, et leurs surfaces contiguës se trouvent revêtues d'une couche double de quantité q par unité de surface. Si l'on essaie de séparer brusquement les deux corps, les charges de signe contraire accumulées sur la surface de contact se distribueraient en équilibre sur chacun d'eux, et ils seraient portés à des potentiels très élevés, l'un positif, l'autre négatif. Mais, pratiquement, la séparation s'opère d'une manière irrégulière, et les électricités, devenues libres, se recombinent sur la partie des surfaces déjà séparées, se recombinaient

par les points où le contact dure encore ; la charge par les disques sera variable suivant les circonstances de la séparation et toujours très petite par rapport à l'épaisseur entière de la couche double. L'expérience montre que deux disques métalliques isolés se chargent très peu par leur frottement.

Mais quand on aura frotté l'un contre l'autre deux disques et qu'on les séparera, les charges rendues libres se déchargeront d'autant plus difficilement par les derniers points de contact que l'électricité aura plus de difficulté à se mouvoir de l'un à l'autre de leur surface : ils conserveront donc une charge notable de leur couche double. On s'explique ainsi pourquoi ces corps prennent par le frottement des charges considérables.

Voyons maintenant ce qui se produit pendant le fonctionnement de la machine électrique dont nous supposerons d'abord les parties isolées. À mesure que le verre est entraîné par la rotation, il emporte à sa surface une partie de l'électricité positive de la couche double, et une quantité égale d'électricité négative devient libre sur les coussins. Le potentiel négatif de ceux-ci, dont nous désignerons par V la valeur absolue, augmente donc sans cesse à mesure que le verre tourne, pourvu que le verre arrive aux coussins sans se décharger. Or, c'est précisément ce qui a lieu, grâce à l'armement de pointes : l'électricité positive du verre est neutralisée par de l'électricité négative fournie par les coussins, et une quantité égale d'électricité positive apparaît sur le conducteur. Le potentiel positif $+V'$ de celui-ci augmente donc en même temps que le potentiel négatif des coussins, et il n'y a d'autre terme à cette double augmentation que la production d'une décharge entre le conducteur et les coussins. La limite correspondante de la différence $V'+V$ des potentiels dépend essentiellement de la forme et des dimensions de la machine.

Si les coussins de la machine communiquent avec la terre, la limite U du potentiel du conducteur, correspondant à la production d'une décharge entre le conducteur et les coussins, sera sensiblement égale à la différence de potentiels $V+V'$ de l'expérience précédente. Le potentiel lin

plus grand que V : en particulier, si la capacité du conducteur est égale à celle des coussins, on a $V = -V'$, et par le $U = 2V$. On voit donc pourquoi l'on met les coussins en communication avec le sol dans les machines, comme celle de Ramsden, où l'on veut obtenir de l'électricité positive au plus haut potentiel possible.

COURANT DES MACHINES ÉLECTRIQUES. — DÉBIT. — Au lieu de laisser la différence de potentiel des conducteurs d'une machine électrique croître indéfiniment, on peut réunir les deux conducteurs par un circuit résistant : celui-ci est alors le siège d'un courant continu dont l'intensité est égale au débit de la machine, c'est-à-dire à la quantité d'électricité amenée en une seconde par convection des coussins au conducteur à l'aide du disque de verre en mouvement.

D'après ce qui précède, le débit d'une machine électrique est proportionnel à la surface frottée. Pour une même machine il sera donc, dans des limites assez larges, indépendant de la pression exercée entre le verre et les coussins, et proportionnel à la vitesse de rotation. Pour des machines d'espèce différente, à surface et à vitesse égales, il variera avec la nature des corps frottés, mais non proportionnellement à la charge de la couche double, puisqu'une fraction de l'électricité positive de la couche double, variable avec son degré d'isolement, est seule entraînée par le plateau mobile.

On possède quelques expériences sur les lois du débit des machines électriques. Elles ont été effectuées, notamment par M. Mascart (¹), en interposant entre le conducteur de la machine et le sol une bouteille électrométrique de Lane dont on comptait les décharges. Le débit ainsi mesuré est indépendant de la pression exercée par le verre sur les coussins et proportionnel à la vitesse de rotation, pourvu toutefois que cette pression et cette vitesse ne descendent pas au-dessous d'une certaine limite : ces lois sont d'accord avec nos hypothèses, mais ne suffisent évidemment pas à en établir l'exactitude absolue.

(¹) *Traité d'Électricité statique*, t. II, ch. XIII. — Pécelet avait fait des expériences sur le même sujet (*Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LVII, p. 337; 1833).

MACHINE ÉLECTRIQUE D'ARMSTRONG (1). — La nature des corps dont le frottement produit l'électricité est susceptible de varier à l'infini, mais il est particulièrement intéressant de décrire une machine dans laquelle l'un des deux corps frottés est un liquide.

Un phénomène aperçu par hasard, mais que l'on sut étudier et agrandir, a fait imaginer la machine électrique d'Armstrong. Un mécanicien anglais, occupé à réparer des fuites survenues à la chaudière d'une machine à vapeur, vit des étincelles et éprouva des secousses quand il tenait une des mains dans le jet de vapeur et qu'il touchait avec l'autre levier de la soupape de sûreté. Il se trouvait par hasard à moment sur un massif peu conducteur de briques chaudes qui le tenait isolé, et sans nul doute il établissait la communication entre la chaudière, qui était négative, et la vapeur qui prenait, en s'échappant, une électricité opposée. Pour analyser cette action, Armstrong puisa la vapeur dans la chaudière par l'intermédiaire d'un large tube de verre qui terminait par un robinet isolé. Tant que la vapeur n'avait point d'issue, rien n'était électrisé; mais quand on la laissait sortir, elle prenait l'électricité positive, et le robinet devenait la négative; d'ailleurs la chaudière restait à l'état naturel. Il est évident dès lors que la séparation des deux électricités se fait non dans l'intérieur de l'appareil pendant l'ébullition mais au point où la vapeur sort en frottant contre les parois du robinet. Armstrong eut l'idée de transformer cette chaudière en machine électrique; mais, avant de montrer comment il y réussit, il faut compléter l'étude du phénomène.

Nous venons déjà de remarquer que c'est au moment où elle sort par l'orifice d'échappement que la vapeur s'électrise mais elle ne le fait pas toujours. Faraday (2), l'ayant surchauffée de manière qu'elle fût sèche, vit disparaître toute électrisation. En la faisant passer, au contraire, avant sa sortie dans une boîte contenant de l'étoffe mouillée, elle se chargeait de gouttelettes liquides, et alors l'électricité était ti

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LXXV, p. 318; 3^e série, t. VII, p. 401, et t. X, p. 105; 1839-1844.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. X, p. 88; 1844.

ondante. On est donc porté à croire que ce sont les gouttes d'eau et non pas la vapeur qui s'électrisent en frottant contre les parois du bec.

Cette conclusion est confirmée par de nombreuses expériences. Un jet d'air qui s'élançe dans l'atmosphère ne s'électrise point; mais s'il est humide ou qu'il contienne des poussières, le bec et le jet s'électrisent en sens contraire. Quand l'eau de la chaudière est distillée, le bec devient négatif et le jet de vapeur positif; avec de l'eau ordinaire il ne se produit rien. En dissolvant des sels en proportions très faibles dans l'eau pure, on détruit également l'action; mais on la reproduit si, au lieu de matières conductrices, on met dans la chaudière des essences, des huiles ou des corps gras, et dans ces cas le partage de l'électricité se fait d'une manière inverse, la vapeur est négative et la chaudière positive. Ces faits prouvent que la production de l'électricité dépend de la nature et de la quantité des substances entraînées par la vapeur. Elle dépend aussi de la matière dont les becs sont faits: Faraday trouva que l'ivoire ne produit rien, que les métaux sont très actifs, que c'est le bois de buis qui agit le plus énergiquement.

Enfin on peut prévoir qu'en augmentant le débit de vapeur sur la surface de contact on doit augmenter la production de l'électricité; ce qui a lieu. Pour y parvenir, on emploie d'abord la vapeur à haute pression, ensuite on multiplie les becs d'échappement et l'on dispose dans le trajet de la vapeur une roue verticale de buis qu'elle est obligée de contourner pour s'échapper (fig. 149).

Fig. 149.

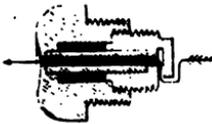


Fig. 150.



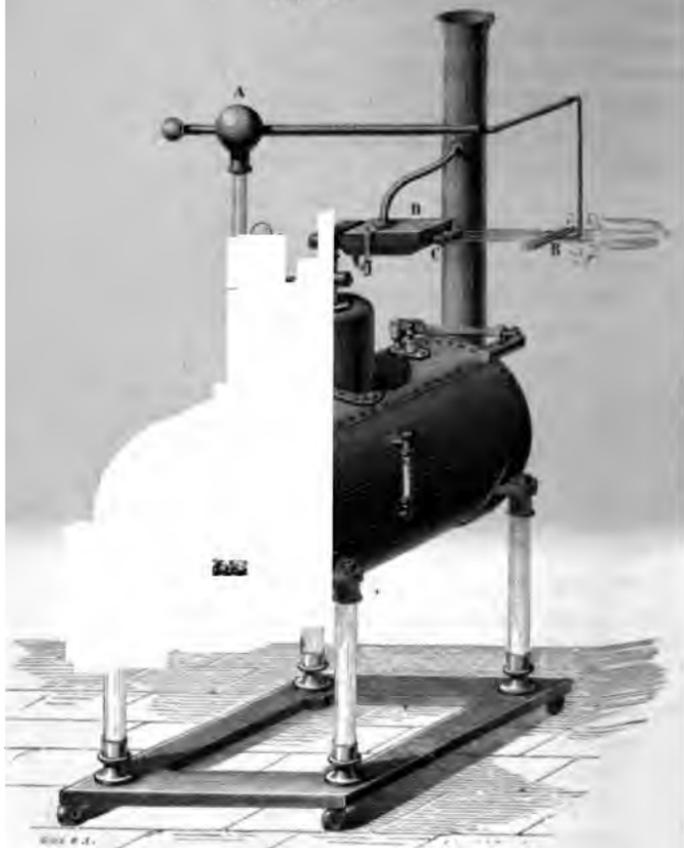
En résumé, pour faire de l'appareil une machine électrique à grand débit, on devra isoler la chaudière, la remplir d'eau distillée, attendre que la vapeur ait acquis une grande pres-

3:6

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

sion et la lancer alors dans l'air en la refroidissant d'a
dans une **boîte pleine d'eau** (*fig. 150*) qui condense des g

Fig. 151.



telettes liquides, et la faisant passer à travers des bec
buis.

Telle est, en effet, la machine d'Armstrong, qui est dessi
ci-contre (*fig. 151*). La chaudière prend l'électricité négati
et l'on recueille l'électricité positive de la vapeur sur
peigne en laiton B qui est isolé; cette machine atteint une
trême énergie. Celle que possède l'Institution polytec

ndres, et qui a 2^m de longueur, donne 46 jets; elle
t des étincelles de 0^m.60 de longueur, qui partent d'une
re continue.

e machine est d'ailleurs plus curieuse qu'utile; elle
it un bruit assourdissant, et fonctionne mal au bout de
ue temps, par suite de la grande quantité de vapeur
qu'elle répand dans l'atmosphère.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE XVII.

PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉLECTRICITÉ — PYRO- ET PIÉZOÉLECTRICITÉ.

Principe de la conservation de l'électricité. — Contraction élect. des gaz. — Variation de la capacité électrique d'un cond. teur à lame diélectrique tendue. — Phénomènes piézoélectr. — Quartz piézoélectrique de MM. Curie. — Dilatation électriq. cristaux hémiedres. — Phénomènes pyroélectriques. — Variati. température des cristaux hémiedres par l'électrisation.

PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉLECTRICITÉ. — Quand corps chargés les uns positivement, les autres négativement sont mis en présence ou en communication métallique quantité totale d'électricité appartenant au système n'est modifiée. De même, quand un système de corps fonctionne comme source d'électricité, on voit les deux électricités contraires apparaître en quantités égales, de sorte que la somme algébrique des charges demeure invariable : c'est ce qui s'observe notamment quand on électrise deux corps par frottement et dans le cas des piles thermo-électriques ou hydro-électriques. Cette observation faite sur tous les cas étudiés jusqu'ici, avec une probabilité qui approche de la certitude, généralisée et étendue à tous les cas possibles. C'est le principe de la conservation de l'électricité, dont M. Lippmann a le premier mis en lumière les belles conséquences.

Considérons un système de corps dans lequel un corps accomplit une série de transformations qui constituent un cycle fermé pendant lequel il a pu recevoir de l'électricité des autres corps du système à certaines périodes, leur

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXIV, p. 441.
Journal de Physique, 1^{re} série, t. X, p. 381; 1881.

pendant d'autres périodes. L'énergie du corps A ne voit subir qu'une variation résultante nulle, ce qui fournit la première équation. De plus, la quantité totale d'électricité qu'il a reçue doit aussi être nulle, d'après M. Lippmann; en désignant par dm l'accroissement de la charge, on a la seconde équation

$$\int dm = 0.$$

L'équation (1) exige que dm soit une différentielle exacte; elle dépend de deux variables indépendantes x et y ,

$$dm = X dx + Y dy;$$

il faut donc avoir

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x}.$$

L'équation (2) exprime le principe de la conservation de l'électricité. Employée concurremment avec l'équation dérivée du principe de la conservation de l'énergie, elle fournit des relations extrêmement intéressantes. Nous allons en donner quelques exemples empruntés à M. Lippmann. Les résultats rapportent à des phénomènes déjà étudiés par nous; ils nous fourniront l'occasion d'exposer les lois de phénomènes que nous n'avons pas encore observés.

CONTRACTION ÉLECTRIQUE DES GAZ. — M. Boltzmann a construit un condensateur à lame d'air, formé d'un plateau T commun avec la terre et d'un plateau A isolé, auquel on donne une charge fixe d'électricité; ce condensateur était placé sous une cloche de la machine pneumatique. Dans ces conditions il suffit d'augmenter la pression p du gaz pour abaisser la distance x de A, comme si l'on avait rapproché les deux plaques du condensateur. C'est le phénomène bien connu du coefficient d'inducteur spécifique des gaz (1). On désigne par dm la quantité d'électricité nécessaire pour

augmenter le potentiel du plateau A de dx , quand la pression varie de dp ; on a

$$(3) \quad dm = cdx + hdp,$$

c étant la capacité du condensateur sous la pression p , et h un coefficient spécifique de la nature du gaz. L'équation primant le principe de la conservation de l'électricité est

$$(4) \quad \frac{\partial c}{\partial p} = \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Il reste à exprimer le principe de la conservation l'énergie. L'énergie élémentaire dE du système se compose

1° De l'accroissement $p dv$ de l'énergie mécanique du gaz

2° De l'accroissement négatif $-x dm$ de l'énergie électrique

$$(5) \quad dE = p dv - x dm;$$

on peut poser

$$(6) \quad dv = a dx + b dp,$$

a étant un coefficient qui est nul si une variation de potentiel du plateau A n'entraîne pas de variation de volume du gaz, différent de zéro dans le cas contraire. Le volume devant reprendre la même valeur quand x et p reprennent eux-mêmes leurs valeurs initiales, dv est une différentielle exacte

$$(7) \quad \frac{\partial a}{\partial p} = \frac{\partial b}{\partial x},$$

en remplaçant dm et dv par leurs valeurs (3) et (6) l'équation (5)

$$dE = (ap - cx) dx + (bp - hx) dp.$$

Pour que dE soit une différentielle exacte, il faut que

$$(8) \quad \frac{\partial(ap - cx)}{\partial p} = \frac{\partial(bp - hx)}{\partial x}$$

n tenant compte de (7),

$$a = x \left(\frac{\partial c}{\partial p} - \frac{\partial h}{\partial x} \right) - h$$

'après (4),

$$a = -h.$$

marquons maintenant que h est une quantité différente de a et positive. C'est la charge qu'il faut fournir au pla-
A pour maintenir son potentiel constant quand on aug-
e p d'une unité; a est donc une quantité différente de
et négative : donc le volume du gaz diminue, à pression
ante, quand le potentiel x augmente. C'est une propriété
ous avons établie ci-dessus, par une méthode toute dif-
te (1).

peut calculer la contraction électrique du gaz ainsi
de la manière suivante. La capacité du condensateur
Boltzmann varie proportionnellement à la pression p .
donc, en désignant par γ l'excès $K - 1$ de la constante
trique sur l'unité, rapportée à la pression 1,

$$c = c_0(1 + \gamma p);$$

$$\frac{\partial c}{\partial p} = c_0 \gamma,$$

er suite, d'après les équations (4) et (10),

$$\frac{\partial h}{\partial x} = c_0 \gamma = - \frac{\partial a}{\partial x},$$

$$a = -c_0 \gamma x,$$

omme a est la dérivée partielle de c par rapport à x , ou
nitivement

$$\Delta c = -\frac{1}{2} c_0 \gamma x^2.$$

Δv est la variation de volume qui a lieu lorsque le pote de A est porté de 0 à x . Cette variation est proportionnelle au carré du potentiel, à la capacité c_0 dans le vide, enfin

Nous sommes maintenant en mesure de comparer les résultats fournis par l'application du principe de la conservation de l'électricité avec ceux que nous avons obtenus sur le même sujet par une autre méthode; remplaçant dans la formule 7 par $\frac{K-1}{\rho}$, c_0 par $\frac{S}{4\pi e}$, x par $V_1 - V_2$, il vient

$$\Delta v = - \frac{S}{8\pi e} \left(\frac{K-1}{\rho} \right) (V_1 - V_2)^2.$$

D'ailleurs le volume de l'air renfermé entre les plateaux du condensateur est $v = eS$; la diminution proportionnelle de volume est donc

$$\frac{\Delta v}{v} = - \frac{K-1}{8\pi \rho} \left(\frac{V_1 - V_2}{e} \right)^2.$$

Du reste, d'après la loi de Mariotte, on doit avoir

$$\begin{aligned} \rho \Delta v + v \Delta \rho &= 0, \\ \frac{\Delta \rho}{\rho} &= - \frac{\Delta v}{v} = \frac{K-1}{8\pi \rho} \left(\frac{V_1 - V_2}{e} \right)^2, \\ \Delta \rho &= \frac{K-1}{8\pi} \left(\frac{V_1 - V_2}{e} \right)^2 = p_1; \end{aligned}$$

c'est la valeur que nous avons trouvée, page 237.

VARIATION DE LA CAPACITÉ ÉLECTRIQUE D'UN CONDENSATEUR À DIÉLECTRIQUE TENDUE. — Considérons une bouteille de Leyde

est en même temps soumis, dans le sens de sa longueur, à la tension exercée par un poids p . Prenons x et p variables indépendantes et posons

$$dl = a dx + b dp,$$

où a désigne le coefficient d'élasticité du tube; dl est une longueur élémentaire exacte et l'on a, par conséquent,

$$\frac{\partial a}{\partial p} = \frac{\partial b}{\partial x}.$$

De même

$$dm = c dx + h dp,$$

où c est la capacité électrique de la bouteille et h un coefficient qui nous ne supposons pas *a priori* égal à zéro. Le principe de conservation de l'électricité s'exprime par

$$\frac{\partial c}{\partial p} = \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Par conséquent, la variation élémentaire de l'énergie est

$$dE = p dl + x dm$$

qui est une différentielle exacte; mais, d'après (1) et (2),

$$dE = (pa + cx) dx + (pb + hx) dp;$$

$$\frac{\partial(pa + cx)}{\partial p} = \frac{\partial(pb + hx)}{\partial x},$$

d'où, tenant compte de (3) et (4),

$$a = h.$$

Il est facile à interpréter le système des équations (4) et (6); on voit que a est différent de zéro d'après les expériences de MM. Duter et Dulong. L'équation (6) établit que h est aussi différent de zéro. On voit, en se reportant à l'équation (2), que la charge électrique augmente à potentiel constant en même temps

On peut préciser davantage, car l'expérience a appris l'allongement Δl produit quand on porte la bouteille du potentiel 0 au potentiel x varie proportionnellement au carré du potentiel

$$\Delta l = \int_0^x a dx = Bx^2.$$

On a donc

$$a = 2 Bx,$$

et d'après les équations (4) et (6)

$$h = 2 Bx,$$

$$\frac{dc}{dp} = \frac{dh}{dx} = 2 B,$$

$$c = c_0 + 2 Bp.$$

La capacité électrique de la bouteille varie donc proportionnellement au poids tenseur. Ce résultat n'a pas été vérifié expérimentalement.

PHÉNOMÈNES PIÉZÉLECTRIQUES. — MM. P. et J. Curie (1) démontré expérimentalement que les cristaux dépourvus de centre de symétrie jouissent de la propriété de se polariser suivant des directions déterminées qu'on nomme *axes triques*, lorsqu'on les soumet à des compressions ou à tractions suivant certaines directions.

Par exemple, les cristaux de tourmaline ont un axe trique qui coïncide avec l'axe principal du cristal. On prend un prisme P de cette substance par deux bases normales à l'axe, et l'on recouvre ces deux bases de feuilles d'étain (fig. 152). Si l'on comprime le cristal dans la direction de l'axe, c'est-à-dire en exerçant la pression sur les deux faces du cristal se polarise dans la direction BA. Les feuilles d'étain A et B s'électrisent par influence de manière à neutraliser l'électricité appelée sur leur face en contact avec le diélectrique, la distribution superficielle σ équivalente à la polarisation. Sur les faces opposées de A et B apparaissent

(1) P. et J. CURIE, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 245; 1880

és égales d'électricité libre de densité $+\sigma$ et $-\sigma$. Le ϵ la polarisation, par suite aussi le signe de l'électricité r les feuilles d'étain, changent quand, au lieu de com- le cristal suivant l'axe, on l'étire dans le sens de l'axe. on comprime ou qu'on étire le cristal de line normalement à l'axe, les phéno- sont les mêmes, c'est-à-dire que la pola- n produite est toujours dans le sens de et conserve le même signe.

même cristal peut présenter plusieurs axes ques analogues à celui dont nous venons stater l'existence dans la tourmaline. Ainsi artz possède trois axes électriques

ix à 60° , dirigés suivant les droites qui joignent les opposées du prisme hexagonal; la tourmaline possède rois axes électriques secondaires, analogues à ceux du , mais dont les effets sont très faibles par rapport à le l'axe principal.

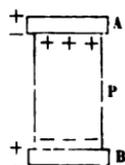
rès MM. Curie, pour qu'une direction, dans un cristal dre, soit un axe électrique, il faut et il suffit : 1° que le n'ait pas de plan de symétrie perpendiculaire à cette on; 2° qu'il n'ait pas d'axe de symétrie d'ordre pair per- culaire à cette direction.

lois qui règlent l'intensité de la polarisation développée e cristal, et par conséquent les quantités d'électricité es libres sur les armatures, sont les suivantes :

tensité de la polarisation développée par une pression e suivant un axe électrique ou normalement à cet axe même; elle est proportionnelle à cette pression. Par la quantité d'électricité rendue libre sur les arma- supposées normales à un axe électrique, sont propor- lles : 1° à la pression; 2° à la surface suivant laquelle ueille; 3° indépendantes de la troisième dimension du

sidérons un parallélépipède rectangle de quartz dont rêtes sont respectivement parallèles à l'axe optique AE n axe électrique AB (*fig. 153*). Armons les deux faces , BCGF perpendiculaires à l'axe électrique et exami- effet d'un même poids m appliqué respectivement sur B., IV, 177. *Électricité statique.* — (4^e éd., 1890.)

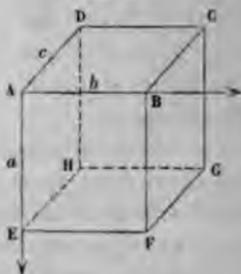
Fig. 153.



les trois couples de faces. Soient a , b , c les longueurs de trois arêtes www.libtool.com.cn

1° Si le poids agit dans le sens ac de l'axe optique, la p

Fig. 153.



larisation est nulle; il n'y a pas d'électricité rendue libre sur les armatures.

2° Si le poids agit dans le sens AB de l'axe électrique, il développe une pression $\frac{mg}{ac}$ par unité de surface et une polarisation $A \frac{mg}{ac}$ dans le sens de l'axe électrique. La quantité d'électricité rendue libre a pour valeur

$$q_1 = A \frac{mg}{ac} ac = A mg,$$

elle est indépendante des dimensions du prisme.

3° Si le poids agit dans le sens normal à la fois à l'axe optique et à l'axe électrique AB , la polarisation est toujours dirigée suivant l'axe AB . Son intensité est $A \frac{mg}{ab}$ et la quantité d'électricité rendue libre sur les armatures est

$$q_2 = A \frac{mg}{ab} ac = A mg \frac{c}{b}.$$

On peut la rendre aussi grande que l'on voudra en augmentant c et diminuant b le plus possible.

La valeur de la constante A , relative au quartz, est, d'après M. Curie,

$$A = 0,062,$$

QUARTZ PIÉZO-ÉLECTRIQUE DE MM. CURIE. 387

on évalue mg en kilogrammes par centimètre carré; prend pour **unité de force la dyne**, on aura

$$\Lambda = 6,12 \cdot 10^{-8}.$$

RTZ PIÉZO-ÉLECTRIQUE DE MM. CURIE. — MM. Curie ont fait applications particulièrement intéressantes des propriétés électriques du quartz (¹).

Fig. 154.



taille une lame mince de quartz normalement à l'un des

¹. CURIE, *Thèse de doctorat*. Paris, 1888.

axes électriques et on lui attribue la plus grande largeur possible suivant la direction c , normale à la fois à l'axe élect et à l'axe optique. Une lame de $0^{\text{mm}},5$ d'épaisseur, de 10 largeur et de 2^{cm} de hauteur suivant l'axe optique, armées faces larges normales à l'axe électrique, peut supporter se rompre des tractions de 5^{kg} , exercées suivant la direct et constitue une source d'électricité susceptible de fourna quantités d'électricité arbitrairement fixées dans des li très larges, car l'effet électrique d'un poids de 5 décigras est déjà appréciable à l'électromètre.

Les *fig. 154* et *155* représentent la disposition du q piézo-électrique. L'une des extrémités de la grande long du quartz est fixée par une épaisse lame d'étain à une tra métallique A, la partie inférieure supporte de la même nière un plateau destiné à recevoir les poids tenseurs. La est enfermée dans une cage métallique dont l'intérieur bien desséché, et dont les parois portent les ouvertures ci nables pour établir les communications électriques, etc.

M. J. Curie a fondé sur l'emploi de cet appareil des méth ingénieuses pour la mesure des constantes diélectrique corps cristallisés et de la conductibilité électrique de d corps mauvais conducteurs.

DILATATION ÉLECTRIQUE DES CRISTAUX HÉMIÈDRES. — Suppo que les bases d'un cristal de tourmaline par exemple s munies d'armatures métalliques dont l'une B soit mis communication avec le sol, l'autre avec une source d'éle cité au potentiel x , et supposons qu'on modifie soit la p sion p exercée sur l'armature, soit le potentiel x de la sou la quantité dm d'électricité reçue par l'armature A peut s primer par

$$(1) \quad dm = c dx + hdp.$$

Pour exprimer le principe de la conservation de l'éner appelons l la longueur du cristal, et posons

$$(2) \quad dl = a dx - bdp,$$

b étant le coefficient d'élasticité du cristal et a un coeffici que nous ne supposerons pas nul *a priori*.

retrouvons les mêmes équations (1) et (2) qui nous vi, p. 383, dans l'étude des condensateurs à lame diélec- Le calcul à effectuer sera donc le même, à cela près eprésente ici une compression, tandis qu'il représen- e traction dans le cas des expériences de MM. Duter et On obtient les équations

$$\frac{dc}{dp} = \frac{dh}{dx},$$

$$a = -h.$$

expérience de MM. Curie montre que h est différent et négatif, puisque la pression produit de l'électricité e qui devient libre sur l'armature A, et séquent reflue vers la source. M. Lipp- (1) en a conclu que a est positif, c'est- que la longueur du cristal augmente quand e le potentiel de l'armature A. eurs, d'après MM. Curie, la quantité d'é- té dégagee par la compression est pro- nelle à la variation de p ; h est donc une te, et il en est de même de a . L'allonge- bservé, quand on porte l'armature A du el o au potentiel x , varie donc propor- lement à ce potentiel.

onséquences du principe de la conserva- 'électricité ont été vérifiées par MM. Curie de deux procédés différents.

de leurs méthodes (2), très élégante, u propre à fournir des mesures absolues, e à s'opposer à la dilatation prévue du iézo-électrique; à le charger d'électri- ntraires aux deux extrémités armées de électrique, et à utiliser l'excès positif tif de pression correspondant à la charge décharge, pour éveiller les phénomènes piézo-élec-

Fig. 155.



OMANN. *Ann. de Ch. et de Phys.*, 3^e série, t. XXIV, p. 45, et *Jour- nistique*. 2^e série, t. X, p. 381; 1881. t J. CURIE, *Comptes rendus*, t. XCIII, p. 1137; 1881.

triques sur un autre cristal de même espèce soigneusement soustrait à l'influence électrique du premier.

L'autre méthode, plus directe ⁽¹⁾, consiste à disposer à la base d'un quartz piézo-électrique (lame mince normale à l'axe électrique) un levier qui amplifie dans un rapport égal à l'allongement à mesurer. Le grand bras de ce levier port une croisée de fils d'araignée, que l'on vise à l'aide d'un microscop. MM. Curie ont pu réaliser ainsi des mesures absolues. Pour deux lames, les nombres calculés et observés ont été respectivement :

	Observé.	Calculé.
1 ^{re} lame.....	0 ^{mm} ,00050	0 ^{mm} ,00048
2 ^e lame.....	0 ^{mm} ,00058	0 ^{mm} ,00061

PHÉNOMÈNES PYROÉLECTRIQUES. — Tous les cristaux susceptibles de présenter les phénomènes piézo-électriques se présentent aussi sous l'influence d'une élévation de température et suivant des lois absolument parallèles à celles que nous venons d'étudier.

On connaît depuis très longtemps les phénomènes *pyro-électriques* offerts par la tourmaline. On suspend horizontalement une aiguille de tourmaline parallèle à l'axe, sous une cloche reposant sur un plan métallique; quand l'aiguille est à température ordinaire, elle ne manifeste aucun signe d'électricité; mais, aussitôt qu'on met une lampe à alcool sous cloche, le cristal s'échauffe peu à peu, et pendant tout ce temps l'une de ses extrémités est positive, l'autre est négative, ce dont on s'assure aisément en approchant de ses deux bouts un bâton de résine frotté. Ce phénomène se continue aussi longtemps que la température s'élève; mais quand elle est devenue stationnaire, il n'y a plus aucun signe électrique. Alors on enlève la lampe et on laisse graduellement refroidir l'appareil; aussitôt que la température baisse, la tourmaline redevient électrique, présente encore deux pôles à ses extrémités, mais celle qui était positive pendant le réchauffement devient négative pendant le refroidissement.

Pour observer les lois quantitatives de la pyro-électricité

(1) P. et J. CURIE, *Comptes rendus*, t. XCV, p. 914; 1882.

nécessaire de munir les cristaux pyro-électriques d'armatures métalliques, que l'on met en relation avec les pôles d'un électromètre à quadrants, ou encore l'une avec le sol, l'autre avec un électromètre. Cette dernière disposition a été employée par GAUGAIN (1).

Le savant a prouvé que les quantités d'électricité positive et négative mises en liberté aux deux extrémités d'un cristal tourmaline armé sont égales, proportionnelles à la section et indépendantes de la longueur du cristal : le phénomène consiste donc en une polarisation dirigée dans le sens de l'axe, comme le phénomène piézo-électrique correspondant. Les quantités d'électricité mises en jeu par une certaine variation de température et par l'abaissement de température correspondant sont égales et de signe contraire; elles sont indépendantes de la durée de l'échauffement et du refroidissement.

MM. CURIE (2) ont mis en évidence une relation remarquable entre le signe des phénomènes pyro- et piézo-électriques. En premier lieu, les axes piézo- et pyro-électriques coïncident toujours. De plus, un cristal hémihédre, que l'on comprime suivant un axe électrique, s'électrise dans le même sens que par un refroidissement; dans les deux cas, l'effet électrique est une contraction est le même, que cette contraction soit produite par une cause thermique ou mécanique.

VARIATION DE TEMPÉRATURE DES CRISTAUX HÉMIÈDRES PAR L'ÉLECTRIFICATION.

— M. LIPPMAUN (3) a appliqué le principe de la conservation de l'électricité aux phénomènes pyro-électriques. Sa analyse, calquée sur celle que nous avons appliquée plusieurs fois dans ce Chapitre, établit les lois suivantes, qui n'ont pas encore été vérifiées par l'expérience :

° Une tourmaline se refroidit si on la polarise dans le sens où elle se polariserait d'elle-même par une élévation de tem-

(1) GAUGAIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LVII, p. 1859.

(2) P. et J. CURIE, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 245; 1881.

(3) LIPPMAUN, *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXIV, p. 5; 1881.

pérature. Il suffit, pour obtenir cette polarisation, de présenter la tourmaline à un conducteur électrisé dans le sens convenable, ou de mettre ses extrémités armées en relation avec les armatures d'un condensateur convenablement chargé.

2° La capacité électrique d'un condensateur qui aurait pour lame isolante une tourmaline perpendiculaire à l'axe, serait indépendante de la température.

www.libtool.com.cn

TABLE DES MATIÈRES

PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

	Pages.
ATION.....	3
s qui varient en raison inverse du carré de la distance..	3

GRAVITATION UNIVERSELLE.

e de la gravitation universelle.....	7
lepler.....	9
on est dirigée vers le Soleil.....	9
atraction.....	10
de la pesanteur et de l'attraction universelle.....	13
ces de Cavendish.....	15
ces de MM. Cornu et Baille.....	18
du fil à plomb par les montagnes.....	20
de la pesanteur dans l'intérieur du globe.....	22
n à deux du nombre des grandeurs fondamentales.....	24

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

CHAPITRE PREMIER.

Préliminaires et Historique.

e.....	29
n des corps conducteurs et non conducteurs.....	31
n des deux espèces d'électricité.....	35

Séparation des deux électricités par le frottement	3
Hypothèse des deux fluides électriques.....	4
Actions pondéro-électriques.....	5

CHAPITRE II.

Loi de Coulomb.

Objet de notre étude.....	6
Balance de torsion.....	7
Loi des répulsions.....	8
Effet de la déperdition.....	9
Loi des attractions.....	10
Méthode des oscillations.....	11
Quantités d'électricité.....	12
Unité électrostatique C. G. S. d'électricité.....	13
Expériences de Coulomb relatives aux quantités d'électricité.....	14
Principe de la conservation de l'électricité.....	15

CHAPITRE III.

Potentiel électrostatique.

Points électrisés.....	16
Composantes de la force exercée sur un point électrisé.....	17
Potentiel électrostatique.....	18
Signification physique du potentiel.....	19
Propriété des dérivées secondes de la fonction V.....	20
Potentiel produit par un corps électrisé.....	21
On ne peut évaluer que des différences de potentiel.....	22
Potentiel d'une couche sphérique homogène en un point intérieur ou extérieur.....	23
Potentiel d'une sphère homogène.....	24
Potentiel à l'intérieur d'un corps électrisé quelconque.....	25
Force électrique à l'intérieur d'un corps électrisé.....	26
Valeur de ΔV à l'intérieur d'un corps électrisé.....	27
Quelques théorèmes sur le potentiel.....	28
Application de la théorie du potentiel à la gravitation universelle.....	29
Propriétés générales des corps conducteurs.....	30
L'électricité se porte à la surface des conducteurs.....	31
Surface géométrique et surface physique.....	32
Application aux corps conducteurs de la théorie du potentiel.....	33
Conséquence relative à la loi de Coulomb.....	34

CHAPITRE IV.

Présentation géométrique des phénomènes électriques.

	Pages.
Équipotentielles ou surfaces de niveau électrique.....	86
Force	87
Force.....	88
de Green.....	91
tubes de force.....	92
relatifs aux conducteurs électrisés.....	94
étricisée quelconque.....	96
ectrostatique.....	97
étricisée sur un conducteur électrisé.....	99
és électriques.....	100
le diagrammes électriques.....	104
es problèmes d'équilibre électrique et de conductibilité	
te.....	111

CHAPITRE V.

Répartition de l'électricité à la surface d'un conducteur isolé.

tion de l'électricité à la surface d'un conducteur.....	113
u plan d'épreuve.....	113
n de l'électricité sur une surface équipotentielle.....	116
e M. Robin.....	118
n de l'électricité sur un ellipsoïde ou sur un disque	
e.....	122
n de l'électricité sur une calotte sphérique.....	127
n de l'électricité sur deux sphères en contact.....	129
és diverses de Coulomb.....	131

CHAPITRE VI.

Phénomènes d'influence.

és d'Épinus.....	134
l'un point électrisé sur une sphère.....	138
étricisée entre un point électrisé et une sphère conductrice.	143
étriques.....	148
éciproque de deux sphères électrisées.....	150
des corps légers conducteurs.....	153
sur un corps présentant des cavités intérieures.....	155
étriques.....	155
és diverses.....	156

Partage des charges électriques entre des conducteurs très éloignés.....	
Mesure des capacités et des potentiels.....	
Analogie du potentiel avec la température et de la capacité électrique avec la capacité calorifique.....	
Coefficients d'induction.....	

www.libtool.com.cn

CHAPITRE VIII.

Condensateurs à lame d'air.

Historique	
Condensateur d'Œpinus. — Théorie élémentaire.....	
Théorie générale.....	
Décharge des condensateurs. — Loi des charges résiduelles....	
Étude expérimentale des condensateurs à lame d'air.....	

CHAPITRE IX.

Généralités sur les diélectriques.

Charge d'un corps isolant.....	
Pénétration des charges.....	
Influence sur les corps isolants	
Polarisation des diélectriques.....	
Théorie de Poisson et de Clausius.....	
Application aux condensateurs. — Pouvoir inducteur spécifique ou constante diélectrique.....	
Rôle de la lame isolante dans les condensateurs. — Effet de la polarisation et de la pénétration.....	

TABLE DES MATIÈRES.

397

	Pages.
scentes fondées sur l'emploi des condensateurs.....	220
M. Boltzmann... www.libtool.com.cn	224
latifs aux solides et aux liquides.. .. .	225
diélectrique des gaz.....	228

CHAPITRE XI.

Milieux diélectriques.

es considérés comme milieux.....	230
séparation de deux diélectriques	231
ectrostatique exercée par un conducteur sur un di- électrique.....	233
'un milieu diélectrique.. .. .	235
de Quincke.....	237
diélectrique des gaz	237
t de volume des diélectriques accompagnant leur po- sition.....	237
ion de la loi de Coulomb	240

CHAPITRE XII.

Électrométrie.

es.....	243
lectriques	243
es à balles et à feuilles d'or... .. .	243
es condensateurs.....	247
es à piles sèches.....	249
re de Hankel.....	251
re à quadrants.....	253
res absolus.....	257
ectrométriques de Coulomb.....	257
re absolu de Sir W. Thomson.....	258
re portatif et électromètre à longue échelle de Sir Thomson	264
re sphérique.....	265
re cylindrique.....	266

CHAPITRE XIII.

Énergie électrique.

ctrique	269
cée sur un corps électrisé.....	272

CHAPITRE XVI.

www.libtool.com.cn

Chargé à travers les solides et les liquides.

	Pages
Utilisation des métaux.....	319
électrolytiques.....	320
des électrolytes.....	322
Chargés à travers les diélectriques.....	324
Phénomènes logiques des décharges.....	326

CHAPITRE XVII.

Convection. — Décharge disruptive.

<i>de l'électricité</i>	328
pointes.....	329
.....	329
électrique.....	330
de M. Bichat.....	332
de Coulomb.....	334
de Matteucci.....	336
<i>disruptive</i>	338
.....	338
.....	339
la pression.....	340
très raréfiés.....	341
l'étincelle.....	345
développée par l'étincelle.....	346
de l'étincelle.....	348
le potentiel nécessaire pour produire une étincelle... 348	348
éléments.....	352
la perméabilité du vide.....	353
électriques.....	354
l'étincelle.....	355
les phénomènes de la décharge disruptive.....	357

CHAPITRE XVIII.

Des sources d'électricité. — Machines électriques à frottement.

l'électricité.....	359
.....	359
de.....	359

Piles thermométriques.....
Piles hydroélectriques.....
Phénomènes électrocapillaires.....
Frottement.....
<i>Machines à frottement.....</i>
Historique.....	3
Machines de Ramsden, de Van Marum et de Nairne.....	3
Théorie des machines à frottement.....
Courant des machines électriques.....
Débit.....
Machine électrique d'Armstrong.....

CHAPITRE XIX.

Principe de la conservation de l'électricité. — Pyro- et piézo-électricité.

Principe de la conservation de l'électricité.....
Contraction électrique des gaz.....
Variation de la capacité électrique d'un condensateur à lame di- électrique tendue.....
Phénomènes piézo-électriques.....
Quartz piézo-électriques de MM. Curie.....	387
Dilatation électrique des cristaux hémiedres.....	388
Phénomènes pyro-électriques.....	390
Variation de température des cristaux hémiedres par l'élec- trisation.....	391
Table des matières.....	393
Table alphabétique.....	401
Table par noms d'auteurs.....	405

PLANCHE I.



www.libtool.com.cn

BLE DES MATIÈRES,

PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE,

ER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

- i.
 èmes d'équilibre
 conductibilité
 analogie du poten-
 température, 166.
 rps), 31.
 260.
 tuelle de l'attrac-
 ntité de la pesan-
 action universelle,
 électriques, 50;
 l'attraction des
 3.
 , 229.
 er-), 358.
 1, 44, 257.
 es, 302.
 , 303; bouteille de
 9°.
 ues, 158, 161; leur
 nensions, 317, 318;
 pacité d'une lame
 due, 382.
 de), 229, 345, 354.
 127.
 e), 229, 345, 354.
- Cascades, 306.
 Champ électrique, 77; champ élec-
 trique constant, 111.
 Chat (Poil de), 38.
 Chimiques (Actions) de la décharge
 disruptive, 357.
 Chlore, 345.
 Cire, 219.
 Coefficients d'induction, 168; coeffi-
 cient de déperdition, 335.
 Composé de Chatterton, 226.
 Condensateurs à lame d'air, 174;
 théorie élémentaire, 175; théorie
 générale, 178; décharge des con-
 densateurs, 184.
 Conducteurs (Corps), 31; propriétés
 générales, 75; l'électricité se porte
 à leur surface, 78; application à
 ces corps de la théorie du poten-
 tiel, 82; théorèmes sur les corps
 conducteurs, 94; force exercée sur
 les corps conducteurs, 99, 272;
 conducteurs présentant des ca-
 vités, 102, 155; décharge à travers
 les conducteurs, 299 et suiv.; con-
 ducteurs électrolytiques, 320.
 Conducteur diamétral, 293.
 Conservation de l'électricité, 58, 378.
 Contact, 359.
 Contraction électrique des gaz, 237,
 379.
 Convection, 328, 329.
 Couche double, 359.
 Courant, 307, 310.

Electricité statique. (1^{re} éd., 1890.)

- Décharges électriques, 298; décharge conductive, 298; disruptive, 338; à travers les solides, 319; à travers les diélectriques, 324; application du principe de la conservation de l'énergie, 305; actions chimiques des décharges, 357; actions physiologiques, 326; décharge résiduelle, 184.
- Densités électriques, 66, 316, 318.
- Déperdition de l'électricité, 49, 328; coefficients de déperdition, 335.
- Diagrammes électriques, 100.
- Diélectriques, 164, 192; polarisation, 196, 203; pénétration des charges, 193; théorie, 199; changement de volume des diélectriques, 237; décharge à travers les diélectriques, 324; constante diélectrique, 207, 214, 317, 318.
- Dilatation électrique des cristaux hémihédres, 378.
- Dimensions des unités électrostatiques, 315.
- Distribution de l'électricité sur les conducteurs, 113; cas des surfaces équipotentielles, 116; méthode de M. Robin, 118; ellipsoïde et disque, 122; calotte sphérique, 127; sphères en contact, 129.
- Ébonite, 226.
- Écrans électriques, 155.
- Électricité (Deux espèces d'), 35; séparation par le frottement, 36; quantités d'électricité, 39, 316, 318; sources d'électricité, 118, 359; distribution de l'électricité, 113.
- Électriques. Diagrammes, 100; écrans, 155; images, 148; tension, 97; capacités, 158, 161; densités, 66, 316, 318; champ, 77, 111; résidu, 194, 209; énergie, 317, 318; moments, 199; machines, 277, 286, 365; multiplicateurs, 283; moteurs, 277; pendules, 213; mortier, 346.
- Électrocapillaires (Phénomènes), 364.
- Électrodes, 320.
- Électrolyse, 321.
- Électrolytes, 321; leur résistance, 321.
- Électrolytiques (Conducteurs), 321.
- Électrométrie, 212; électromètre absolu, 257.
- Électromotrice (Force), 311, 317.
- Électrophore, 286.
- Électroscopes, 191, 243; électroscopes condensateurs, 247; électroscope à piles sèches, 249.
- Éléments correspondants, 101.
- Élévateurs de potentiel, 280.
- Énergie électrique, 269, 317; énergie des diélectriques polarisés, 280.
- Épreuve (Corps ou plan d'), 111.
- Équilibre électrique sur un conducteur. *Voir* Distribution de l'électricité; équilibre d'un milieu électrique, 234.
- Équipotentielles (Surfaces), 86.
- Éther, 227.
- Éthylène. *Voyez* Bicarbure d'hydrogène.
- Étincelle, 339 à 359.
- Eudiomètre, 357.
- Figures de Lichtenberg, 339.
- Fil à plomb (Déviation par les magnètes), 20.
- Fluides électriques, 32, 40.
- Fluorine, 226.
- Flux de force, 87; canaux ou tubes de force, 92.
- Forces en raison inverse du carré de la distance, 3; force exercée par un point électrisé, 61; force à l'intérieur d'un corps électrisé; force exercée sur un conducteur électrisé, 99, 273.
- Force condensante, 177.
- Formène. (*Voir* Protocarbure d'hydrogène).
- Frottement (Effet électrique du), 36, 364; machines électriques frottement, 365.
- Fusion des métaux, 319.

- tante diélectrique, 228;
 on électrique des gaz,
 rage, 229.
 que, 38, 219, 226; gomme
 , 226.
 fondamentales (Réduc-
 eux des), 24.
 n universelle, 5.
 ha, 226.
 cristaux (Propriétés élec-
 des), 384 à 392.
 triques (Piles), 363.
 s, 229, 345, 354.
 et Bicarbonate d'), 229.
 ques (Corps), 31.
 etriques, 148.
 (Coefficients d'), 168.
 76, 113, 134; influence sur
 s isolants, 195.
 d'un courant, 311, 317,
 ensité de la polarisation
 lectrique, 203.
 11, 192; influence sur les
 olants, 195. Voyez Diélec-
 force, 87; ligne moyenne
 neutre, 135.
 naturelle de l'attraction,
 e Kepler, 9; lois de Cou-
 l, 83; loi élémentaire des
 ns électriques, 61; gêné-
 n de la loi de Coulomb,
 de Ohm, 312; loi de
 3.
 électriques réversibles,
 nfluence, 288; à écoule-
 6; à frottement, 365.
 es capacités électriques,
 constantes diélectriques,
 les oscillations, 52; mé-
 plan d'épreuve, 113, 120.
- Milieux diélectriques, 230.
 Moment électrique, 199.
 Mortier électrique, 346.
 Moteurs électriques, 277.
 Multiplicateurs électriques, 383.
 Niveau électrique, 86.
 Oscillations (Méthode des), 52.
 Oxygène, 354.
 Ozone, 358.
 Papier, 38.
 Paraffine, 226.
 Pendules électriques, 243.
 Pénétration des charges, 193.
 Pesanteur. Son identité avec la gra-
 vitation universelle, 13; sa varia-
 tion à l'intérieur du globe, 23.
 Pétrole, 227.
 Phosphorescence du verre, 342.
 Piézoélectriques (Phénomènes), 384.
 Piles thermoélectriques, 361; hydro-
 électriques, 363.
 Pistolet de Volta, 357.
 Plumes, 38.
 Poix, 219.
 Polarisation des diélectriques, 196;
 intensité de la polarisation, 203.
 Pôles d'une source, 158.
 Pondéroélectriques (Actions), 41
 Portrait de Franklin, 319.
 Potentiel électrostatique, 41, 60, 63,
 317, 318; signification physique,
 64; propriété des dérivées se-
 condes, 65, 73; potentiel produit
 par un corps électrisé, 65; poten-
 tiel à l'intérieur d'un corps élec-
 trisé, 71; application aux conduc-
 teurs de la théorie du potentiel,
 82; potentiel du sol, 159; défini-
 tion expérimentale du potentiel,
 160; distribution des potentiels le
 long d'un fil ou d'un circuit, 313;
 différence de potentiel nécessaire
 pour produire une étincelle, 348.
 Potentielle (Fonction), 63. Voyez
 Potentiel.

Objet de notre étude.....	
Balance de torsion.....	
Loi des répulsions.....	
Effet de la déperdition.....	
Loi des attractions.....	
Méthode des oscillations.....	
Quantités d'électricité.....	
Unité électrostatique C. G. S. d'électricité.....	
Expériences de Coulomb relatives aux quantités d'électricité.....	
Principe de la conservation de l'électricité.....	

CHAPITRE III.

Potentiel électrostatique.

Points électrisés.....	
Composantes de la force exercée sur un point électrisé.....	
Potentiel électrostatique.....	
Signification physique du potentiel.....	
Propriété des dérivées secondes de la fonction V.....	
Potentiel produit par un corps électrisé.....	
On ne peut évaluer que des différences de potentiel.....	
Potentiel d'une couche sphérique homogène en un point intérieur ou extérieur.....	
Potentiel d'une sphère homogène.....	
Potentiel à l'intérieur d'un corps électrisé quelconque.....	
Force électrique à l'intérieur d'un corps électrisé.....	
Valeur de ΔV à l'intérieur d'un corps électrisé.....	

CHAPITRE IV.

Présentation géométrique des phénomènes électriques. Pages.

Equipotentielles ou surfaces de niveau électrique.....	86
force	87
force.....	88
de Green.....	91
tubes de force.....	92
relations relatifs aux conducteurs électrisés.....	94
électrisée quelconque	96
électrostatique	97
créée sur un conducteur électrisé	99
lignes électriques.....	100
des diagrammes électriques.....	104
les problèmes d'équilibre électrique et de conductibilité générale.....	111

CHAPITRE V.

Distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur isolé.

Distribution de l'électricité à la surface d'un conducteur.....	113
sur le plan d'épreuve.....	113
Distribution de l'électricité sur une surface équipotentielle.....	116
théorème de M. Robin.....	118
Distribution de l'électricité sur un ellipsoïde ou sur un disque général.....	122
Distribution de l'électricité sur une calotte sphérique.....	127
Distribution de l'électricité sur deux sphères en contact.....	129
Formules diverses de Coulomb.....	131

CHAPITRE VI.

Phénomènes d'influence.

Formules d'Oëpinus.....	134
Distribution d'un point électrisé sur une sphère	138
Distribution créée entre un point électrisé et une sphère conductrice.....	143
Formules électriques	148
Distribution réciproque de deux sphères électrisées.....	150
Distribution des corps légers conducteurs.....	153
Distribution sur un corps présentant des cavités intérieures.....	155
Formules électriques.....	155
Formules diverses.....	156

TABLE DES MATIERES.

CHAPITRE VII.

www.libtool.com.cn

Capacités électriques.

Sources constantes d'électricité.....
Potentiel du sol.....
Définition expérimentale du potentiel à l'intérieur d'un conducteur.....
Capacité électrique.....
Partage des charges électriques entre des conducteurs très éloignés.....
Mesure des capacités et des potentiels.....
Analogie du potentiel avec la température et de la capacité électrique avec la capacité calorifique.....
Coefficients d'induction.....

CHAPITRE VIII.

Condensateurs à lame d'air.

Historique.....
Condensateur d'Œpinus. — Théorie élémentaire.....
Théorie générale.....
Décharge des condensateurs. — Loi des charges résiduelles.....
Étude expérimentale des condensateurs à lame d'air.....

CHAPITRE IX.

Généralités sur les diélectriques.

Charge d'un corps isolant.....
Pénétration des charges.....
Influence sur les corps isolants.....
Polarisation des diélectriques.....
Théorie de Poisson et de Clausius.....
Application aux condensateurs. — Pouvoir inducteur spécifique ou constante diélectrique.....
Rôle de la lame isolante dans les condensateurs. — Effet de la polarisation et de la pénétration.....

CHAPITRE X.

Constantes diélectriques.

Expériences de Cavendish.....
Expériences de Faraday.....

TABLE DES MATIÈRES.

397

	Pages.
es fondées sur l'emploi des condensateurs.....	220
oltzmann..... www.libtool.com.cn	224
aux solides et aux liquides.....	225
rique des gaz.....	228

CHAPITRE XI.

Milieux diélectriques.

sidérés comme milieux.....	230
ation de deux diélectriques.....	231
statique exercée par un conducteur sur un di-	233
milieu diélectrique.....	235
mincke.....	237
rique des gaz.....	237
volume des diélectriques accompagnant leur po-	237
e la loi de Coulomb.....	240

CHAPITRE XII.

Électrométrie.

.....	243
ques.....	243
balles et à feuilles d'or.....	243
ndensateurs.....	247
oiles sèches.....	249
Hankel.....	251
uadrants.....	253
bsolus.....	257
métriques de Coulomb.....	257
solu de Sir W. Thomson.....	258
rtatif et électromètre à longue échelle de Sir	264
érique.....	265
indrique.....	266

CHAPITRE XIII.

Énergie électrique.

re.....	269
ir un corps électrisé.....	272

Machines électriques réversibles.....	
Énergie des diélectriques polarisés.cn	

CHAPITRE XIV. .

Multiplicateurs électriques. — Machines électriques à influence.

Multiplicateurs électriques.....	
Théorie du replenisher de Sir W. Thomson.....	
Réversibilité.....	
Machine électrique à écoulement.....	
Électrophore.....	
Machines de Bertsch et de M. Carré.....	
Machines de Holtz de première espèce.....	
Influence du conducteur diamétral.....	
Travail dépensé par une machine de Holtz.....	
Machine de Holtz de deuxième espèce.....	

CHAPITRE XV.

Décharge conductive. — Courant.

Décharges électriques.....	
Décharge conductive.....	
Thermomètre de Riess.....	
Expériences de Riess.....	
Lois expérimentales des quantités de chaleur.....	
Application du principe de la conservation de l'énergie.....	
Cascades.....	
Courant électrique.....	
Résistance électrique.....	
Température des fils.....	
Courants continus.....	
Intensité du courant.....	
Force électromotrice.....	
Loi d'Ohm.....	
Unité électrostatique de résistance.....	
Loi de Joule.....	
Distribution des potentiels le long d'un fil traversé par un courant.....	
Dimensions des unités électrostatiques.....	

CHAPITRE XVI.

www.libtool.com.cn

Charge à travers les solides et les liquides.

	Pages
Utilisation des métaux.....	319
Électrolytiques.....	320
Électrolytes.....	322
À travers les diélectriques.....	324
Phénomènes des décharges.....	326

CHAPITRE XVII.

Convection. — Décharge disruptive.

de l'électricité.....	328
Points.....	329
.....	329
Mécanique.....	330
de M. Bichat.....	332
de Coulomb.....	334
de Matteucci.....	336
ruptive.....	338
.....	338
.....	339
pression.....	340
des raréfiés.....	341
étincelle.....	345
produite par l'étincelle.....	346
de l'étincelle.....	348
potentiel nécessaire pour produire une étincelle... ..	348
points.....	352
conductibilité du vide.....	353
théories.....	354
étincelle.....	355
phénomènes de la décharge disruptive.....	357

CHAPITRE XVIII.

Sources d'électricité. — Machines électriques à frottement.

électricité.....	359
.....	359
.....	359

Piles thermométriques.....	
Piles hydroélectriques.....	
Phénomènes électrocapillaires.....	
Frottement.....	
<i>Machines à frottement</i>	
Historique.....	
Machines de Ramsden, de Van Marum et de Nairne.....	
Théorie des machines à frottement.....	
Courant des machines électriques.....	
Débit.....	
Machine électrique d'Armstrong.....	

CHAPITRE XIX.

**Principe de la conservation de l'électricité. —
et piézo-électricité.**

Principe de la conservation de l'électricité.....	
Contraction électrique des gaz.....	
Variation de la capacité électrique d'un condensateur à la électrique tendue.....	
Phénomènes piézo-électriques.....	
Quartz piézo-électriques de MM. Curie.....	
Dilatation électrique des cristaux hémiedres.....	
Phénomènes pyro-électriques.....	
Variation de température des cristaux hémiedres par trisation.....	
Table des matières.....	
Table alphabétique.....	
Table par noms d'auteurs.....	

PLANCHE I.



www.libtool.com.cn

TABLE DES MATIÈRES,

PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE,

DU PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

- tes, 333, 338.
 19, 229, 345.
 226.
 iaque, 357.
 gie des problèmes d'équilibre
 rique et de conductibilité ca-
 ique, 111; analogie du poten-
 t de la température, 166.
 triques (Corps), 31.
 u de garde, 260.
 lion. Loi naturelle de l'attrac-
 4, 10; identité de la pesan-
 et de l'attraction universelle,
 attractions électriques, 50;
 cation de l'attraction des
 légers, 153.
 345, 354.
 toxyde d'), 229.
 e (Acide per-), 358.
 e de torsion, 44, 257.
 es électriques, 302.
 e, 227.
 e.
 le de Lane, 303; bouteille de
 e, 174.
 e de force, 92.
 es électriques, 158, 161; leur
 re, 165; dimensions, 317, 318;
 ation de capacité d'une lame
 etrique tendue, 382.
 ne (Oxyde de), 229, 345, 354.
 ulfure de), 227.
 nique (Acide), 229, 345, 354.
 et B., IV, 1^{re}. *Électricité statique.* (4^e éd., 1890.)
- Cascades, 306.
 Champ électrique, 77; champ élec-
 trique constant, 111.
 Chat (Poil de), 38.
 Chimiques (Actions) de la décharge
 disruptive, 357.
 Chlore, 345.
 Cire, 219.
 Coefficients d'induction, 168; coeffi-
 cient de déperdition, 335.
 Composé de Chatterton, 226.
 Condensateurs à lame d'air, 174;
 théorie élémentaire, 175; théorie
 générale, 178; décharge des con-
 densateurs, 184.
 Conducteurs (Corps), 31; propriétés
 générales, 75; l'électricité se porte
 à leur surface, 78; application à
 ces corps de la théorie du poten-
 tiel, 82; théorèmes sur les corps
 conducteurs, 94; force exercée sur
 les corps conducteurs, 99, 272;
 conducteurs présentant des ca-
 vités, 102, 155; décharge à travers
 les conducteurs, 299 et suiv.; con-
 ducteurs électrolytiques, 320.
 Conducteur diamétral, 293.
 Conservation de l'électricité, 58, 378.
 Contact, 359.
 Contraction électrique des gaz, 237,
 379.
 Convection, 328, 329.
 Couche double, 359.
 Courant, 307, 310.

- Décharges électriques**, 298; décharge conductive, 298; disruptive, 338; à travers les solides, 319; à travers les diélectriques, 324; application du principe de la conservation de l'énergie, 305; actions chimiques des décharges, 357; actions physiologiques, 326; décharge résiduelle, 184.
- Densités électriques**, 66, 316, 318.
- Déperdition de l'électricité**, 49, 328; coefficients de déperdition, 335.
- Diagrammes électriques**, 100.
- Diélectriques**, 164, 192; polarisation, 196, 203; pénétration des charges, 193; théorie, 199; changement de volume des diélectriques, 237; décharge à travers les diélectriques, 324; constante diélectrique, 207, 214, 317, 318.
- Dilatation électrique des cristaux hémihédres**, 378.
- Dimensions des unités électrostatiques**, 315.
- Distribution de l'électricité sur les conducteurs**, 113; cas des surfaces équipotentiellles, 116; méthode de M. Robin, 118; ellipsoïde et disque, 122; calotte sphérique, 127; sphères en contact, 129.
- Ébonite**, 226.
- Écrans électriques**, 155.
- Électricité** (Deux espèces d'), 35; séparation par le frottement, 36; quantités d'électricité, 39, 316, 318; sources d'électricité, 118, 359; distribution de l'électricité, 113.
- Électriques**. Diagrammes, 100; écrans, 155; images, 148; tension, 97; capacités, 158, 161; densités, 66, 316, 318; champ, 77, 111; résidu, 194, 209; énergie, 317, 318; moments, 199; machines, 277, 286, 365; multiplicateurs, 283; moteurs, 277; pendules, 213; mortier, 346.
- Électrocapillaires** (Phénomènes), 364.
- Électrodes**, 320.
- Électrolyse**, 321.
- Électrolytes**, 321; leur résistance, 321.
- Électrolytiques** (Conducteurs), 321.
- Électrométrie**, 213; électromètre absolu, 257.
- Électromotrice** (Force), 311, 317, 318.
- Électrophore**, 286.
- Électroscopes**, 191, 243; électroscopes condensateurs, 247; électroscope à piles sèches, 249.
- Éléments correspondants**, 101.
- Élévateurs de potentiel**, 280.
- Énergie électrique**, 269, 317, 318; énergie des diélectriques polarisés, 280.
- Épreuve** (Corps ou plan d'), 113.
- Équilibre électrique sur un conducteur**. Voir Distribution de l'électricité; équilibre d'un milieu électrique, 234.
- Équipotentiellles** (Surfaces), 66.
- Éther**, 227.
- Éthylène**. Voyez Bicarburé d'hydrogène.
- Étincelle**, 339 à 359.
- Eudiomètre**, 357.
- Figures de Lichtenberg**, 339.
- Fil à plomb** (Déviation par les montagnes), 20.
- Fluides électriques**, 32, 40.
- Fluorine**, 226.
- Flux de force**, 87; canaux ou tubes de force, 92.
- Forces en raison inverse du carré de la distance**, 3; force exercée par un point électrisé, 61; force à l'intérieur d'un corps électrisé, 7; force exercée sur un conducteur électrisé, 99, 273.
- Force condensante**, 177.
- Formène**. (Voir Protocarburé d'hydrogène).
- Frottement** (Effet électrique du), 36, 364; machines électriques frottement, 365.
- Fusion des métaux**, 319.

- stante diélectrique, 228;
 ion électrique des gaz,
 irage, 229.
 que, 38, 219, 226; gomme
 e, 226.
 i fondamentales (Réduc-
 eux des), 24.
 n universelle, 5.
 ha. 226.

 cristaux (Propriétés élec-
 les), 384 à 392.
 riques (Piles), 363.
 i, 229, 345, 354.
 et Bicarbonate d'), 229.

 ques (Corps), 31.
 etriques, 148.
 (Coefficients d'), 168.
 76, 113, 134; influence sur
 isolants, 195.
 d'un courant, 311, 317,
 ensité de la polarisation
 lectrique, 203.
 1, 19; influence sur les
 olants, 195. *Voyez* Diélec-

 force, 87; ligne moyenne
 neutre, 135.
 naturelle de l'attraction,
 e Kepler, 9; lois de Cou-
 l, 83; loi élémentaire des
 ns électriques, 61; géné-
 a de la loi de Coulomb.
 de Ohm, 312; loi de
 3.

 électriques réversibles,
 nfluence, 288; à écoule-
 6; à frottement, 365.
 es capacités électriques.
 constantes diélectriques.

 les oscillations, 52; mé-
 plan d'épreuve, 113, 120.

 Milieux diélectriques, 230.
 Moment électrique, 199.
 Mortier électrique, 346.
 Moteurs électriques, 277.
 Multiplicateurs électriques, 383.

 Niveau électrique, 86.

 Oscillations (Méthode des), 52.
 Oxygène, 354.
 Ozone, 358.

 Papier, 38.
 Paraffine, 226.
 Pendules électriques, 243.
 Pénétration des charges, 193.
 Pesanteur. Son identité avec la gra-
 vitation universelle, 13; sa varia-
 tion à l'intérieur du globe, 23.
 Pétrole, 227.
 Phosphorescence du verre, 347.
 Piézoélectriques (Phénomènes), 384.
 Piles thermoélectriques, 361; hydro-
 électriques, 363.
 Pistolet de Volta, 357.
 Plumes, 38.
 Poix, 219.
 Polarisation des diélectriques, 196;
 intensité de la polarisation, 203.
 Pôles d'une source, 158.
 Pondroélectriques (Actions), 41
 Portrait de Franklin, 319.
 Potentiel électrostatique, 41, 60, 69,
 317, 318; signification physique,
 64; propriété des dérivées se-
 condes, 65, 73; potentiel produit
 par un corps électrisé, 65; poten-
 tiel à l'intérieur d'un corps élec-
 trisé, 71; application aux conduc-
 teurs de la théorie du potentiel,
 82; potentiel du sol, 159; défini-
 tion expérimentale du potentiel.
 160; distribution des potentiels le
 long d'un fil ou d'un circuit, 313;
 différence de potentiel nécessaire
 pour produire une étincelle, 348.
 Potentielle (Fonction), 63. *Voyez*
 Potentiel.

- Pouvoir des pointes**, 329.
Pouvoir inducteur spécifique, 206, 214.
Pression électrostatique, 97, 317, 318, 233.
Principe de la conservation de l'électricité, 58 et 378; applications du principe de la conservation de l'énergie, 305, 378.
Pyroélectriques (Phénomènes), 390.

Quantités d'électricité, 39, 54, 316, 318; expériences de Coulomb relatives aux quantités d'électricité, 57.
Quartz, 226; quartz piézoélectrique, 387.

Réfraction des lignes de force, 231; de l'étincelle, 326.
Replenisher ou reproducteur de charge, 255, 262, 283.
Répulsions électriques (Loi des), 47.
Résidu électrique, 194, 209.
Résine, 38, 219, 226.
Résistance, 307, 318; unité électrostatique de résistance, 312; résistance des électrolytes, 322.

Sel gemme, 226.
Soie, 38.
Solides. Constante diélectrique, 225; décharge à travers les corps solides, 319.

Soufre, 219, 226.
Soupapes électriques, 354.
Sources constantes d'électricité, 359.
Spath, 226.
Spermaceti, 219.
Sulfureux (acide), 229.
Sulfurique (acide pur), 358.
Supports isolants, 34.
Surfaces géométrique et physiques; surfaces équipotentielles: niveau électrique, 86.

Tension électrique, 97.
Théorème de Green, 91.
Thermoélectriques (Piles), 36.
Thermomètre de Riess, 300; de nersley, 346.
Tourniquet électrique, 330 à 334.
Travail dépensé par les machines électriques, 294.
Tubes de force, 92; tubes étançonnés 352; tubes de Geissler, 355; chaud et froid de Sainte-Cl Deville, 358.

Unités. Unité électrostatique C. G. S. d'électricité, 56; de résistance: dimension des unités électrostatiques, 315.

Verre, 38, 219, 226.
Vide (Non-conductibilité du), 3.
Volatilisation des métaux, 319.

www.libtool.com.cn

BLE PAR NOMS D'AUTEURS

MIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

i.	Charault, 337.
4.	Clausius, 126, 199.
	Cornu et Baille, 18 à 20, 24.
	Coulomb, 44 à 54, 113 à 115, 127, 130 à 133, 136, 150 à 153, 257, 334 à 336.
y, 229.	Crookes, 341 à 345.
ornu.	Cuneus, 174.
Gibson.	Curie (J.), 226, 388.
	Curie (J. et P), 384, 387, 389, 390, 391.
	Deiman, 323.
	Deville (Sainte-Claire), 358.
	Dœbereiner, 352.
	Dufay, 36, 37.
70.	Duter, 237 à 240, 282, 382.
34, 336 à 338.	Faraday, 78, 87, 197, 211, 214, 216 à 219, 228, 323, 345, 374, 375.
dlot, 266, 271.	Feddersen, 356.
	Felici, 197 à 199.
Bichat.	Franklin, 38, 175, 211.
250.	Gaugain, 191, 219, 217, 351, 355, 391.
o à 224, 229, 379, 381.	Gauss, 63.
	Gay-Lussac, 357.
	Geissler, 355.
4.	Gibson et Barclay, 226.
	Gilbert, 29.
	Goldstein, 341.
	Gordon, 221 à 223, 226.
	Govi, 237.
	Gray, 31.
18, 78, 214.	Green, 63, 91, 92.
	Guericke (Otto de), 30, 365.
s, 356.	Hankel, 251.
autefeuille, 358.	Hagenbach, 38.

- Harris, 219, 350, 351.
 Hasselberg, 348.
 Hautefeuille. *Voir* Chappuis.
 Helmholtz, 361.
 Henley, 243.
 Hertz, 394.
 Hittorf, 41, 348.
 Holtz, 290, 297.

 Jolly (von), 7.
 Joule, 313.

 Kepler, 9, 10.
 Kienmayer, 367.
 Kinnersley, 346.
 Kleist (von), 174.
 Knochenhauer, 350, 351.
 Kohlrausch, 314.

 Lane, 373.
 Laplace, 63.
 Lichtemberg, 339.
 Lippmann, 265, 364, 378 à 392.
 Lucas. *Voir* Casin.

 Marum (van), 320, 368.
 Mascart, 256, 320, 373.
 Maskelyne, 21, 22.
 Masson, 351.
 Matteucci, 195, 196, 336, 337, 341.
 Maxwell, 42, 104, 108, 241.
 Mitchell, 15.
 Morren, 353.
 Musschenbrock, 174.

 Nairne, 369.
 Negreano, 223.
 Newton, 9 à 15, 21.
 Nollet, 244.

 Öpinius, 39, 76, 134, 175.
 Ogier, 358.
 Ohm, 312, 314.

 Paetz van Troostwyck, 323.
 Pécelet, 373.
 Perry; *voir* Ayrton.
 Plana, 129.
 Poggendorff, 293, 355.
 Poisson, 63, 129 à 131, 150 à 151, 199.

 Quincke, 223, 227, 235, 236, 237.

 Ramsden, 365.
 Reich, 19.
 Riemann, 150.
 Riess, 115, 188, 300 à 307, 350.
 Righi, 237, 240, 252, 382.
 Robin, 118 à 122.
 Roche, 23, 129.
 Rossetti, 294.
 Ruhlmann. *Voir* Wiedemann (G.).

 Saussure (De), 246.
 Schultz, 354.
 Silow, 223.
 Symmer, 42.

 Terquem et Trannin, 325.
 Thomson (Sir W.), 127, 128, 131
 148 à 150, 221, 253 à 256, 258 à 26
 275, 288, 350.
 Töpler, 347.
 Trannin. *Voir* Terquem.

 Villari, 322, 347.
 Volta, 161, 175, 237, 244, 247, 286, 35

 Walsh, 337.
 Warburg, 324, 337.
 Wiedemann (E.), 347, 348.
 Wiedemann (G.) et Ruhlmann.
 Wilke, 175.
 Winter, 371.
 Wollaston, 323.
 Wüllner, 226.

 Zamboni, 249.

FIN DES TABLES DU PREMIER FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

www.libtool.com.cn

DEUXIÈME FASCICULE.

LA PILE.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES
ET ÉLECTROCHIMIQUES.

www.libtool.com.cn

COURS
www.libtool.com.cn
DE PHYSIQUE

DE

L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

LA PILE.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES
ET ÉLECTROCHIMIQUES.

CHAPITRE PREMIER.

SYSTÈME D'UNITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

tion des aiguilles aimantées par la Terre. — Actions réciproques
pôles des aimants. — Unités de champ magnétique et de moment
gnétique. — Expérience d'Ørsted. — Champ magnétique d'un
rant rectiligne indéfini. — Système électromagnétique. — Dimen-
ns des unités dans ce système. — Mesure électromagnétique de
tensité d'un courant. — Boussole des tangentes. — Galvanomètres.
Interrupteurs et commutateurs. — Régulateurs d'intensité.

étude électrostatique des courants présente, au point de
pratique, quelques difficultés et quelques inconvénients.
Particulier, la mesure de l'intensité des courants à l'aide de
ctromètre est pénible; on peut lui reprocher d'être indi-
le et de manquer de sensibilité, tout au moins, quand on
mploie que les électromètres précédemment étudiés. Or il
possible de mesurer directement l'intensité des courants,

en s'appuyant sur des phénomènes d'un autre ordre, qui seront étudiés en détail par la suite, mais que nous ne pouvons nous dispenser d'exposer sommairement dès le début.

DIRECTION DES AIGUILLES AIMANTÉES PAR LA TERRE. — Tout le monde sait que les aimants naturels sont des échantillons d'oxyde magnétique de fer Fe^2O^3 qui jouissent de la propriété d'attirer la limaille de fer. Quand on frotte une aiguille d'acier trempé contre un aimant, elle acquiert d'une manière durable les propriétés magnétiques, celle d'attirer le fer, principalement à ses deux extrémités ou pôles, et de prendre, quand on la suspend librement par son centre de gravité, une direction qui peut être considérée comme fixe en un lieu et à une époque déterminés.

On appelle *plan du méridien magnétique* le plan vertical contenant l'aiguille. Le 1^{er} janvier 1885 (1), ce plan faisait, à Paris, un angle de $16^{\circ} 15'$ avec le plan du méridien terrestre en allant du nord vers l'ouest : c'est l'angle de *déclinaison*. L'aiguille fait avec l'horizontale du méridien magnétique un angle qui, à la même date, était de $65^{\circ} 18'$: c'est l'angle d'*inclinaison*. On appelle moitié *nord* ou *australe* de l'aiguille celle qui, à Paris, est au nord du méridien magnétique, et plonge au-dessous de l'horizon; l'autre moitié de l'aiguille est la moitié *sud* ou *boréale*. Les parties australes de deux aiguilles se repoussent, et il en est de même de leurs parties boréales; mais la partie boréale d'une aiguille attire la partie australe d'une autre. Il en résulte qu'un fort barreau aimanté modifiera la position d'une aiguille librement suspendue dans le voisinage, et qu'il pourra même exercer une action prépondérante. La Terre, qui dirige les aiguilles aimantées, se comporte à cet égard comme un aimant qui aurait son pôle boréal au nord et son pôle austral au sud.

Acceptons pour le moment tous ces faits, sans nous préoccuper de les interpréter, et bornons-nous à préciser la nature de l'action mécanique exercée par la Terre sur une aiguille aimantée. Nous démontrerons ultérieurement qu'elle se réduit

(1) D'après les indications publiées par M. Cornu dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1887, p. 542. La déclinaison diminue actuellement de $6', 2$, l'inclinaison de $1', 3$ par an.

à un couple dont les forces \mathcal{F} opposées sont appliquées en deux points A et B qu'on appelle *pôles* (fig. 1) et qui, dans le cas d'une aiguille cylindrique mince, sont très voisins des extrémités. Soit $2l$ la distance de ces deux pôles; quand on écartera l'aiguille d'un angle α de sa position d'équilibre, le moment du couple auquel elle se trouvera soumise sera $2\mathcal{F}l \sin \alpha$:

pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$, il atteindra sa valeur maximum $2\mathcal{F}l = \mathcal{M}$; \mathcal{M} est le *moment du couple directeur* de l'aiguille : c'est, par définition, le moment du couple qu'il faut appliquer à l'aiguille pour la maintenir à 90° de sa position d'équilibre.

En chargeant l'aiguille d'un petit contre-poids p , situé, par rapport à son centre de gravité G, du même côté que le pôle boréal de l'aiguille (fig. 2), on pourra modifier sa position

Fig. 1.

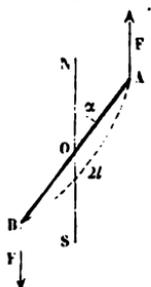
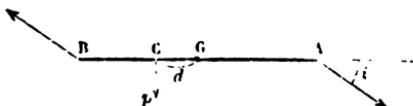


Fig. 2.



d'équilibre dans le plan du méridien magnétique, et même la rendre horizontale. On arrivera au même résultat en suspendant l'aiguille par un point autre que son centre de gravité, ou en l'assujettissant dans une gaine ou chape qui n'est susceptible de tourner que dans un plan horizontal. Soit i l'angle d'inclinaison; la composante horizontale X de \mathcal{F} est $\mathcal{F} \cos i$, et la composante du moment magnétique susceptible de produire un effet sur l'aiguille, $\mathcal{M} \cos i = \mathcal{J}$. Quand on écartera l'aiguille d'un angle α à partir du méridien, le couple auquel elle sera soumise aura pour moment $\mathcal{J} \sin \alpha$.

ACTIONS RÉCIPROQUES DES POLES DES AIMANTS. — UNITÉ DE POLE MAGNÉTIQUE OU DE QUANTITÉ DE MAGNÉTISME. — Coulomb a démontré que les attractions et les répulsions des pôles magné-

tiques s'exercent comme les attractions et les répulsives, en raison inverse du carré de la distance.

On peut donc définir l'unité de pôle magnétique de magnétisme, comme on définit l'unité d'électricité *austral égal à l'unité est celui qui agissant sur un à une distance de 1^{cm}, produit une force répulsive 1 dyne*. Un pôle boréal égal à l'unité est celui qui, à un pôle austral égal à l'unité à une distance de 1^{cm}, produit une force attractive de 1 dyne. Soient μ et μ' les quantités de magnétisme de deux pôles prises avec leurs signes, r la distance entre ces deux pôles, f la force qu'ils exercent considérée positive quand elle est répulsive; on a

$$(1) \quad f = \frac{\mu\mu'}{r^2}.$$

UNITÉS DE CHAMP MAGNÉTIQUE ET DE MOMENT MAGNÉTIQUE.
La force \vec{F} exercée par la Terre sur un pôle A varie proportionnellement à la force que ce pôle exercerait sur un pôle austral égal à l'unité placé à une distance de 1^{cm}; c'est-à-dire proportionnellement à μ . On pose

$$(2) \quad \vec{F} = F\mu,$$

et l'on appelle F l'intensité du champ magnétique.

On nomme en général *champ magnétique* le milieu dans lequel un pôle magnétique se trouve soumis à une force, et l'on appelle *intensité du champ* en un point P, l'intensité de la force exercée par la quantité de magnétisme à laquelle s'applique, ou *la force à laquelle se trouve soumise de magnétisme placée en ce point*. L'intensité du champ magnétique en un point P est égale à l'unité si ce champ agit sur un pôle égal à l'unité placé en P une force égale à 1 dyne.

Le moment \mathcal{M} du couple directeur agissant sur une aiguille a pour expression

$$(3) \quad \mathcal{M} = 2\vec{F}l = 2\mu lF;$$

on pose

$$(4) \quad \mathcal{M} = 2\mu l,$$

appelle M le *moment magnétique* de l'aiguille. C'est
ent du couple directeur dans un champ magnétique
unité.

ituant à $2\mu l$ sa valeur dans (3), on a

$$\mathfrak{N} = MF;$$

de même

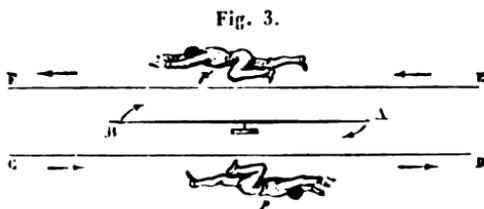
$$\mathfrak{H} = \mathfrak{N} \cos i = MH;$$

os i est la composante horizontale du champ magné-
restre.

er janvier 1885, la valeur de H à Paris était de 0,1942 ;
tion annuelle est en ce moment tout à fait négligeable ;

ir de F , à la même date, était $\frac{0,1942}{\cos 65^{\circ} 18'} = 0,4647$.

EXPÉRIENCE D'ØERSTED. — (ØErsted (1) reconnut, en 1819, que
aiguille aimantée librement suspendue dans le voisinage
ourant prend une nouvelle position d'équilibre et se
un angle α . On peut faire l'expérience en plaçant le
en EF (fig. 3), dans le méridien magnétique, au-dessus



aiguille AB, mobile sur un pivot. Si le courant est intense
approché de l'aiguille, α est pratiquement égal à 90° ;
olt ou s'éloigne progressivement, la déviation diminue.
rait de même si le conducteur était au-dessous de l'ai-

ØERSTED, *Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum ma-*
Copenhague, 1820; Annales de Chimie et de Physique, 2^e série, t. XIV,

guille CD ou s'il occupait une position quelconque dans le plan CDEF.

L'aiguille étant suspendue par un de ses points, il est évident que l'action se réduit à un couple. Pour trouver la direction de ce couple, commençons par placer dans le voisinage un barreau fixe dans une situation telle, qu'il rende les oscillations de l'aiguille extrêmement lentes et détruise sensiblement l'effet que la Terre exerce sur elle; alors elle n'est plus soumise qu'à l'action du courant, et l'on reconnaît qu'elle se dévie toujours de 90° , quelles que soient l'intensité du courant et sa direction dans le plan CDEF; donc les forces du couple sont perpendiculaires au plan passant par le courant et par le pivot de l'aiguille.

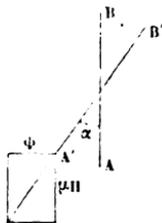
Si l'on veut maintenant fixer le sens de la déviation, qui est celui du couple, il suffit de se figurer un observateur p' traversé par le courant des pieds à la tête et de le tourner de manière qu'il regarde l'aiguille: c'est vers sa gauche que le pôle austral est dirigé, que le courant soit vertical ou horizontal, ou au-dessous de l'aiguille. Cette déviation a été indiquée dans le tableau ci-dessous.

RECTILIGNE INDÉFINI. —

Considérons une aiguille aimantée AB assez petite et un courant rectiligne assez éloigné pour que l'action du courant sur l'aiguille, supposée libre, se réduise à un couple. Les forces de ce couple sont perpendiculaires au plan qui passe par le courant et par le pôle, et la force Φ appliquée au pôle austral A est dirigée vers la gauche du courant.

Nous vérifierons d'abord que l'intensité de la force Φ est proportionnelle à la quantité de magnétisme μ du pôle A . A cet effet, dirigeons le courant rectiligne parallèlement et au-dessus de AB dans le plan du méridien magnétique. Les forces appliquées au pôle A sont: 1° la composante horizontale μH de l'action terrestre, dirigée dans le méridien magnétique; 2° l'action Φ du courant perpendiculaire à ce méridien. L'a-

Fig. 3.



l'aiguille dévie donc d'un angle α , de AB en A'B' et l'on peut admettre, eu égard à la faible longueur de l'aiguille, que la force exercée en A' ne diffère ni en grandeur, ni en direction de celle qui s'exerçait en A. On a donc

$$\text{tang } \alpha = \frac{\Phi}{\mu H}.$$

Remplaçons l'aiguille AB par une autre dont les pôles possèdent des quantités de magnétisme μ' , la déviation ne change pas. On a donc

$$\frac{\Phi}{\mu H} = \frac{\Phi}{\mu' H};$$

c'est-à-dire que Φ est proportionnel à μ ,

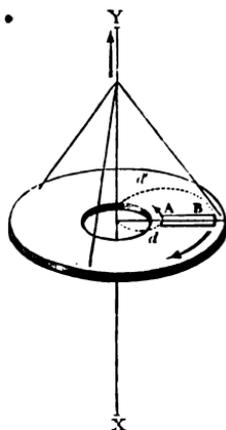
$$\Phi = \mu \varphi.$$

Puisque l'action d'un courant sur un pôle est proportionnelle à la quantité de magnétisme μ , on est en droit de dire qu'un courant produit autour de lui un champ magnétique; φ est l'intensité de ce champ; elle s'évalue au moyen des mêmes unités que le champ magnétique terrestre.

Il reste à savoir comment φ varie, d'après l'intensité du courant, et la distance.

En ce qui concerne la distance, on pourra se servir de la disposition suivante, due à Maxwell. Un aimant AB (fig. 5) de longueur notable, perpendiculaire à la direction d'un courant indéfini XY, est posé sur un support circulaire T, ayant pour axe le courant. On constate que ce support n'a aucune tendance à tourner dans son propre plan. Les deux pôles de l'aimant, possédant des quantités de magnétisme μ , $-\mu$, éprouvent donc des actions Φ , Φ' inverses et dont les moments par

Fig. 5.



rapport à l'axe sont égaux. Soient d , d' les distances des deux pôles à l'axe

$$\Phi d - \Phi' d' = 0$$

et, par suite,

$$\varphi d = \varphi' d',$$

$$\frac{\varphi}{\varphi'} = \frac{d'}{d}.$$

L'intensité du champ varie en raison inverse de la distance au courant.

On constatera encore que, pour une distance d fixe, φ varie proportionnellement à l'intensité i du courant, mesurée en valeur électrostatique, à l'aide de l'électromètre. On a donc, en définitive,

$$(7) \quad \varphi = K \frac{i}{d}.$$

La valeur numérique de K , fixée par des expériences que nous décrirons par la suite, est

$$(8) \quad K = \frac{2}{3 \cdot 10^{10}}.$$

SYSTÈME ÉLECTROMAGNÉTIQUE. — Au lieu de rattacher l'intensité des courants aux phénomènes électrostatiques, on peut, grâce aux expériences précédentes, la rattacher aux phénomènes magnétiques. En effet, la mesure de l'intensité φ du champ magnétique d'un courant permet de caractériser celui-ci par un coefficient spécifique qui est proportionnel à φd avec un coefficient de proportionnalité dont on fixera arbitrairement la valeur absolue. Pour des motifs dont nous apprécierons plus tard la valeur, on est convenu de poser

$$(9) \quad \varphi d = 2I,$$

et l'on nomme I l'intensité électromagnétique du courant.

La comparaison des formules (7) et (9) montre que l'intensité électromagnétique I d'un courant est proportionnelle à

l'intensité électrostatique i . On a donc

1)
$$\frac{I}{i} = \frac{K}{2} = 3 \cdot 10^{10}.$$

suffira donc de mesurer l'intensité électromagnétique pour pouvoir calculer l'intensité électrostatique et inversement. Si on n'a besoin que de mesures relatives, il est indifférent de comparer entre elles les valeurs de I ou de i .

Dans l'expression de lois expérimentales telles que la loi de Joule ou la loi de Ohm, on peut remplacer i par I sans changer autre chose qu'un coefficient numérique. Mais on a trouvé plus convenable de donner à la force électromotrice et à la résistance des définitions nouvelles dites *électromagnétiques* et telles que les expressions de ces deux lois subsistent sans introduction de coefficients nouveaux.

Il en résulte une synonymie, fâcheuse à quelques égards, mais qui est passée dans les habitudes de la Science et avec laquelle on ne saurait trop tôt se familiariser.

Soit R la résistance électromagnétique d'un conducteur dont la résistance électrostatique est r . Pour que la loi de Joule conserve son expression, l'énergie dépensée par le courant dans le conducteur, sous forme de chaleur et pendant une unité de temps, doit avoir pour expression

1)
$$RI^2 = ri^2.$$

L'unité électromagnétique de résistance sera telle que l'unité électromagnétique de courant γ dégage pendant l'unité de temps une quantité de chaleur équivalente à un $\frac{1}{9}$. On a

1)
$$\frac{R}{r} = \frac{i^2}{I^2} = \frac{1}{(3 \cdot 10^{10})^2}.$$

Par les mesures relatives de résistance, il est indifférent de comparer entre elles les valeurs de R ou de r .

Soit E la force électromotrice entre deux points d'un conducteur, évaluée en mesure électromagnétique. D'après la loi

de Ohm, on doit avoir

$$(13) \quad E = IR.$$

L'unité électromagnétique de force électromotrice, donc celle que maintient un courant d'intensité électromagnétique égale à 1 entre les deux extrémités d'une résistance dont la valeur électromagnétique est 1. Comme on a aussi

$$(13) \quad e = ir,$$

il en résulte

$$(14) \quad \frac{E}{e} = \frac{I R}{i r} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}},$$

et il est encore indifférent, pour les mesures relatives, comparer entre elles les valeurs de E ou de e .

Il n'est donc pas besoin d'indiquer dans quel système ont été effectuées des mesures relatives d'intensité de courant, force électromotrice ou de résistance; en ce qui concerne les valeurs absolues, on passe d'un système à l'autre à l'aide du coefficient unique $3 \cdot 10^{10}$ que l'on désigne habituellement la lettre c , et à l'aide des relations (10), (12) et (14).

On peut relier la quantité d'électricité et la capacité électrique au système électromagnétique, en posant

$$(15) \quad Q = IT,$$

$$(16) \quad C = \frac{Q}{E}.$$

L'unité électromagnétique de quantité est donc celle qui est transportée en une seconde par un courant dont l'intensité électromagnétique est égale à 1.

L'unité électromagnétique de capacité est celle d'un condensateur dont les deux armatures présentent, l'une par rapport à l'autre, une force électromotrice égale à l'unité électromagnétique, quand il est chargé par l'unité électromagnétique de quantité d'électricité.

$$\frac{Q}{q} = \frac{I}{i} = 3 \cdot 10^{10},$$

$$\frac{C}{c} = \frac{Q}{q} \frac{e}{E} = (3 \cdot 10^{10})^2.$$

ENSIONS DES UNITÉS DANS LE SYSTÈME ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

La loi de Coulomb relative au magnétisme joue dans le système électromagnétique le même rôle que la loi de Coulomb relative à l'électricité dans le système électrostatique. L'intensité de magnétisme μ a pour dimensions

$$\mu = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1};$$

l'intensité magnétique,

$$M = \mu L = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{5}{2}} T^{-1}.$$

L'intensité du champ magnétique est la force exercée sur une unité de magnétisme; elle a donc les dimensions d'une force par une unité de magnétisme

$$\varphi = \frac{F}{\mu} = M^{\frac{1}{2}} L^{-\frac{1}{2}} T^{-1}.$$

L'intensité du courant est le produit d'une intensité de magnétisme par une longueur (équation 9),

$$I = \varphi L = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}.$$

On peut ainsi attribuer à l'intensité du courant dans le système électromagnétique les dimensions que, dans le système électrostatique, on attribuait à la force électromotrice. Inversement, les quantités de même nom n'ont pas les mêmes dimensions dans les deux systèmes. Par exemple, le rapport des dimensions de I et de i est

$$\frac{I}{i} = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}}{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2}} = \frac{T}{L}.$$

Ces singularités tiennent précisément à ce que, dans les deux systèmes, l'on fait jouer le même rôle à des quantités d'espèce différente : la quantité d'électricité d'une part, la quantité de magnétisme de l'autre.

En continuant à suivre, pas à pas, les définitions données ci-dessus, on trouvera successivement les dimensions suivantes :

$$R = \frac{FL}{I^2 T} = LT^{-1},$$

$$E = IR = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2},$$

$$Q = IT = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}},$$

$$C = \frac{Q}{E} = L^{-1} T^2.$$

Nous résumerons ces résultats dans le Tableau suivant :

magnétique.

Unités fondamentales.

ica.	Longueur.	Temps.	Mass.
Quantité de magnétisme μ	$\frac{3}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Moment magnétique M.....	$\frac{3}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Intensité du champ magnétique φ	— $\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Potentiell magnétique V.....	$\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Intensité du courant I.....	$\frac{1}{2}$	— 1	$\frac{1}{2}$
Résistance R.....	1	— 1	0
Force électromotrice E.....	$\frac{3}{2}$	— 2	$\frac{1}{2}$
Quantité d'électricité Q.....	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$
Capacité électrique C.....	— 1	2	0

MESURE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE L'INTENSITÉ D'UN COURANT. — BOUSSOLE DES TANGENTES. — Après avoir défini les diverses grandeurs dans le système électromagnétique, il convient d'apprendre à les mesurer. Nous ne nous occuperons dans ce Chapitre que de l'intensité des courants.

D'après la définition donnée ci-dessus, pour mesurer l'intensité d'un courant rectiligne indéfini, il faudrait déterminer l'intensité φ du champ magnétique qu'il produit à une dis-

Il suffirait de diriger le courant dans le plan du méridien magnétique, et de le faire agir à la distance d sur une aimantée horizontale de longueur négligeable par rapport à la distance d ; l'aiguille dévierait d'un angle α donné par la formule

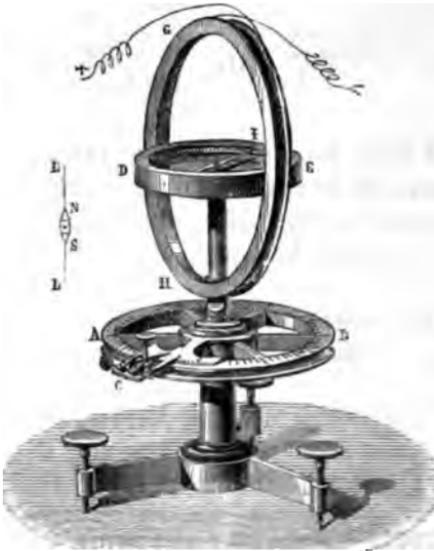
$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{\varphi}{H} = \frac{2I}{Hd}.$$

Connaissant l'intensité horizontale H du champ magnétique terrestre, que nous apprendrons plus tard à mesurer, on calcule I par la formule

$$I = \frac{Hd}{2} \operatorname{tang} \alpha.$$

Il est plus commode d'enrouler le fil traversé par le courant sur un cadre circulaire vertical C , mobile autour d'un

Fig. 36.



cadre circulaire vertical (*fig. 6*) et portant en son centre une aiguille aimantée, suspendue horizontalement dans une chape à un fil de cocon, ou mobile sur un pivot, et dont on

apprécie les déviations sur un cercle horizontal D. Toutes les portions du courant sont alors à la même distance de l'aiguille et concourent également à produire la déviation. On se convaincra, en effet, que l'observateur d'Ampère se déplaçant sur le fil de manière à regarder toujours l'aiguille, exécute une révolution complète, mais sans que sa droite et sa gauche s'échangent. Les actions individuelles de toutes les parties du fil concourent donc à porter le pôle austral A de l'aiguille d'un même côté, et, puisque toutes ces parties sont à la même distance, leurs actions sont égales. La force résultante sera : 1^o proportionnelle à l'intensité du courant ; 2^o en raison inverse de la distance, c'est-à-dire du rayon r du cercle, et 3^o proportionnelle à un coefficient numérique que nous apprendrons à calculer plus tard, et qui se trouve égal à 2π pour chaque tour de fil. S'il y a n tours, la tangente de la déviation sera donc

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{2n\pi I}{Hr};$$

d'où

$$I = \frac{Hr}{2n\pi} \operatorname{tang} \alpha.$$

On voit qu'il suffit de mesurer H , le rayon r du cercle, le nombre de tours du fil et la déviation α . Celle-ci sera d'autant plus grande, pour une intensité donnée, que le nombre n de tours sera plus grand. La sensibilité de l'appareil sera donc proportionnelle à n .

L'appareil que nous venons de décrire a été imaginé en 1837 par Pouillet (1), qui lui a donné le nom de *boussole des tangentes*.

Depuis lors, il a reçu diverses formes, et il est pour ainsi dire exclusivement employé, quand on veut déterminer en valeur absolue, l'intensité électromagnétique d'un courant.

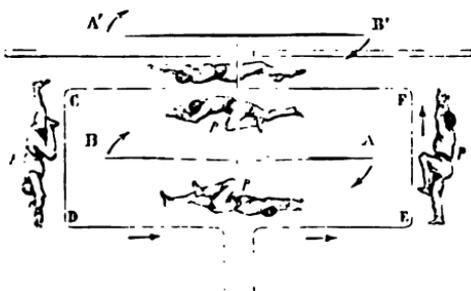
GALVANOMÈTRES. — Dans un grand nombre de cas on n'a pas besoin de connaître cette valeur absolue : souvent même il

(1) POUILLET, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. IV, p. 407, 1837.

fit de pouvoir déterminer si un courant appréciable circule dans un fil, et de savoir en fixer la direction. Dans le cas où la sensibilité seule est nécessaire, l'enroulement du fil autour de la bobine peut s'écarter de la forme circulaire, et il n'est plus indispensable que les dimensions de l'aiguille soient négligeables par rapport à celles du cadre (1). Il y a, au contraire, tout intérêt à rapprocher le plus possible les spires de l'aiguille pour augmenter l'action du courant, tout en diminuant la longueur du fil employé.

Mais la déviation de l'aiguille est toujours restreinte par la force directrice de la Terre, qui ramène l'aiguille dans le méridien magnétique; mais on peut encore augmenter la sensibilité de l'appareil en employant, comme le fit Nobili, un système de deux aiguilles opposées AB, A'B' (fig. 7), fixées à une tige

Fig. 7.



horizontale qui les rend solidaires. La terre agit inversement sur chacune d'elles et produit sur leur système un couple résultant égal à la différence de ceux qui dirigeaient séparément l'une et l'autre, et qui sera de plus en plus faible quand le magnétisme des deux aiguilles sera de moins en moins différent. D'un autre côté, l'effet total du courant sur le système composera de celui qui s'exerce sur l'aiguille AB, lequel, comme précédemment, représenté par les flèches A et B,

(1) Le principe du cadre multiplicateur a été indiqué par Schweigger, *Schweigger's Journal*, t. XXXI; 1821).

et B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (1^{re} édit., 1888).

et aussi de l'action exercée sur $A'B'$, action qu'il faut étudier or elle se réduira sensiblement à l'effet de la partie FC qui est prédominante, parce qu'elle est la plus rapprochée. Si donc on retourne l'observateur p' pour qu'il regarde $A'B'$, il aura gauche derrière le tableau, et il y chassera le pôle A' dans même sens que la flèche A . Conséquemment, l'addition d'une seconde aiguille a le double avantage de diminuer autant qu'on le veut le couple terrestre et d'augmenter le couple produit par le courant; et, si l'on se rappelle que celui-ci est proportionnel au nombre des tours, on voit que la sensibilité de l'appareil ne sera limitée que par les difficultés de construction.

Les *fig.* 8 et 9 représentent, la première une coupe, la seconde

Fig. 8.

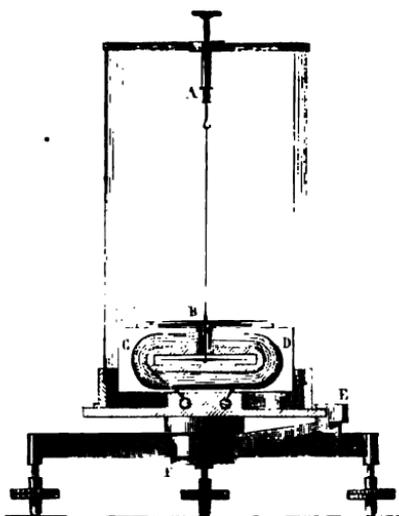
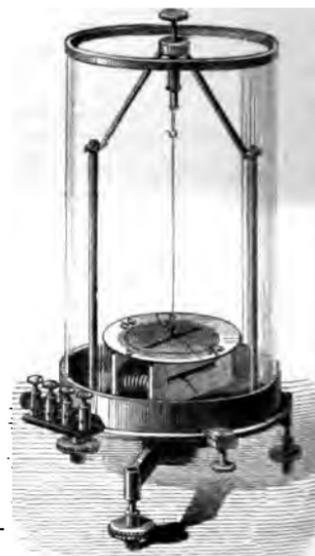


Fig. 9.



conde l'aspect général du galvanomètre de Nobili. L'appareil repose sur un pied à vis calantes et tourne autour d'un axe vertical F qui permet de l'orienter; une vis de pression E le fixe invariablement quand il est réglé. Le cadre CD est de cuivre; il est percé d'un trou vertical A , destiné à laisser pas-

La tige qui réunit les deux aiguilles; il est entouré de fils de cuivre recouverts de soie qui en font le tour un nombre plus ou moins considérable de fois et qui aboutissent à des poupées extérieures AA, BB, qu'on voit *fig. 9*; enfin il est recouvert d'un cercle horizontal divisé dont la ligne 0-180 est parallèle aux plans des fils. Les deux aiguilles sont soutenues par une potence par un fil de cocon AB accroché à un bouton A, que l'on peut soulever ou abaisser, suivant que l'on veut les suspendre librement ou les laisser reposer sur le cadre pour arrêter leurs oscillations. L'aiguille supérieure parcourt les divisions du cercle et mesure les déviations. Le tout est recouvert d'une cloche de verre.

Quand on veut expérimenter, on cale l'appareil, c'est-à-dire qu'on règle les vis de manière que les aiguilles oscillent librement, sans frotter sur aucune des parties du cadre ou du trou central B; puis on le fait tourner autour de son axe F, jusqu'à ce que les aiguilles, qui ne sont plus dirigées que par la terre, incidant avec la ligne 0-180 du cercle : on est sûr alors qu'elles sont parallèles aux plans des fils et au couple terrestre. Il ne reste plus qu'à mettre l'appareil en communication avec les fils qui conduisent le courant. Pour cela, on s'engage dans des trous percés sur les poupées terminales A, B, et on les serre par des vis latérales disposées à cet effet.

Souvent on dispose deux fils différents sur le cadre, les extrémités de l'un aboutissant à AA, celles de l'autre à BB, on peut mettre l'un d'eux seulement ou tous les deux à la fois dans le courant, ce qui permet de donner à l'appareil plusieurs degrés de sensibilité.

Si les deux fils AA, BB, sont égaux en longueur et en section et enroulés ensemble, ils produisent la même déviation quand ils sont séparément traversés par le même courant, et aucune déviation nulle s'ils sont à la fois parcourus en sens inverse par des courants égaux. Ce *galvanomètre différentiel* permet conséquemment de reconnaître l'égalité de ces deux courants.

Une excellente disposition de galvanomètre pour les courants de très faibles intensités est celle qui a été adoptée par Sir W.

Thomson, et qui est représentée par les *fig. 10* et *11*. L'appareil est formé d'un très court barreau aimanté *ab* (*fig. 11*) portant un miroir *m* dont on observe la position d'équilibre (*fig. 10*) à l'aide d'une lunette *L* et d'une règle divisée *R*

Fig. 10.

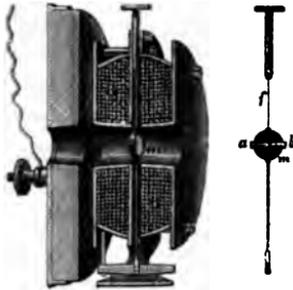


qui dans quelques appareils est circulaire et doit alors être placée de manière que le miroir soit au centre de courbure. Cette disposition offre l'avantage que la lunette est toujours au point et que les lectures faites sur la règle sont proportionnelles aux déviations, même quand celles-ci ne sont pas très petites; mais elle exige un réglage dont il vaudrait mieux être dispensé.

Le barreau est placé au centre d'un cadre multiplicateur (*fig. 11*) dont les dimensions sont calculées, ainsi que nous l

ons par la suite, de manière à obtenir le maximum d'effet
 le barreau. Celui-ci est rendu **astatique** par un barreau
 liaire SN (*fig. 10*) mobile sur une tige verticale, et qu'on

Fig. 11.



ute de façon à contre-balancer l'action de la terre sur le
 eau mobile.

est clair que tout galvanomètre satisfait aux mêmes con-
 ons que la boussole des tangentes, tant que les déviations
 t assez petites pour qu'on puisse admettre que les relations
 position de l'aiguille et du cadre n'ont pas été altérées
 une manière sensible, et comme, dans ce cas, $\tan \alpha$ est
 proportionnelle à l'arc α , on peut écrire

$$I = k \alpha.$$

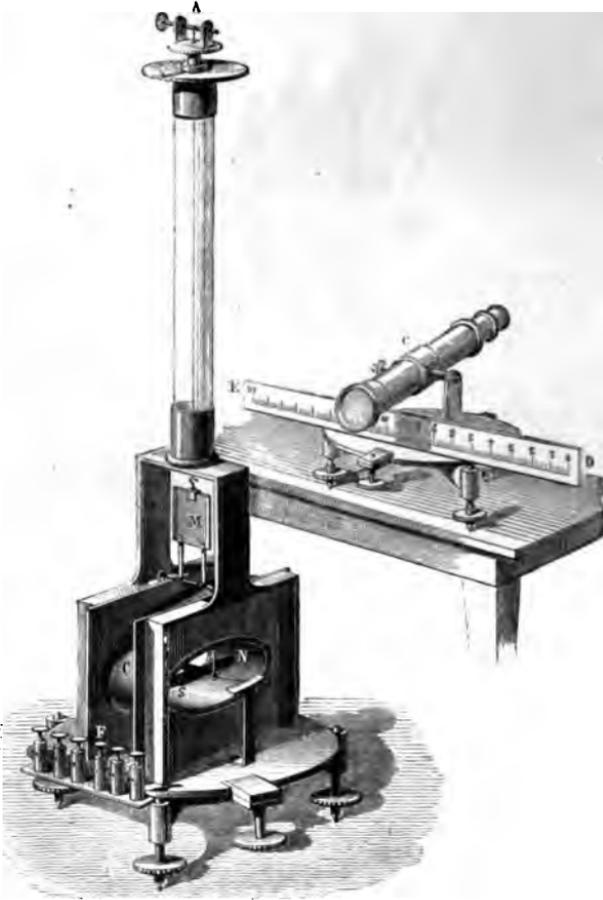
's intensités relatives peuvent alors se mesurer par les dé-
 tions de l'aiguille; on obtiendra celles-ci avec toute la pré-
 ion désirable par la méthode de Poggendorff indiquée pré-
 emment⁽¹⁾, et dont on fait usage dans le galvanomètre de
 W. Thomson, ainsi que dans la boussole de Weber, repré-
 ntée par la *fig. 12*.

Le dessin nous dispense de décrire ce dernier appareil avec
 ail. Le barreau mobile NS est fixé solidairement à un mi-
 ir vertical M qui partage ses mouvements; celui-ci est sou-
 u par un écheveau de soie écrue à un treuil A. Les fils,
 ctionnés en trois longueurs, aboutissent aux poupées F et

⁽¹⁾ T. III, 2^e fascicule.

permettent d'opérer avec des sensibilités très diverses. En
 le cadre est constitué par une masse considérable de cui

Fig. 12.



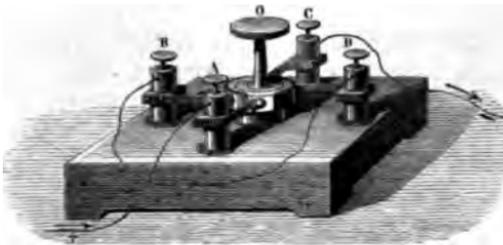
qui a la propriété, comme nous le verrons plus tard, d'arrêter
 presque instantanément les oscillations du barreau et de
 ramener à une insensibilité complète.

INTERRUPTEURS ET COMMUTATEURS. — Quand on veut
 momentanément soumettre ou soustraire un circuit condu

ction d'un courant, on peut employer l'interrupteur représenté dans les *fig. 13* et *14*.

Sur un support de bois, ou mieux d'ébonite, substance très conductrice, s'élèvent quatre poupées cylindriques de bois, A, B, C, D, qui sont percées de trous horizontaux dans lesquels on engage les fils conducteurs, que l'on serre au moyen de vis verticales. De chacune de ces poupées part une languette formant ressort, qui vient presser un cylindre central monté d'un bouton O, et qu'on peut faire tourner autour de son axe vertical. Il est d'ivoire, mais son contour est revêtu de deux lames métalliques opposées dont les milieux sont sur une ligne M'N', et qui ne sont séparées l'une de l'autre que par deux arcs d'ivoire situés sur un diamètre MN (*fig. 13*).

Fig. 13.



Supposons que les poupées D et A soient mises en communication, la première avec le pôle positif, la seconde avec le pôle négatif d'une pile, et que B et C soient réunies par le conducteur CFB à travers lequel on veut faire passer le courant. Si le diamètre d'interruption est en MN, comme l'indique la figure, le courant passe de la languette fixée en D dans celle qui est portée par A, à travers le contour métallique N' du cylindre central, et il ne circule pas dans le conducteur BFC. Si, si l'on tourne de 90° le bouton O, la ligne d'interruption passe suivant M'N', celle de communication en MN; alors le courant va de D en C, traverse CFB, et revient de B en A au pôle négatif.

Le même appareil sert à un autre usage : il permet de changer le sens du courant dans un conducteur et devient un commutateur. Pour cela, on joint les deux pôles aux deux poupées

opposées C et A (*fig. 15*) et le conducteur BED aux autres B et D. Si la ligne d'interruption est en M'N', le

Fig. 14.

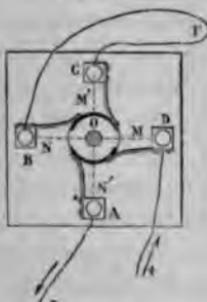
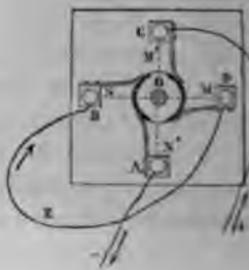


Fig. 15.



rant suit le chemin C, DEB, A, et marche dans le sens de la flèche EB; mais, lorsqu'on mettra la ligne d'interruption MN, le chemin parcouru sera C, BED, A, dans une direction opposée à la flèche EB.

On a imaginé beaucoup d'autres appareils, destinés, comme le précédent, à interrompre le courant ou à changer sa direction à un moment donné; le suivant, qui est dû à Ruhmkorff, se retrouvera dans un grand nombre d'instruments.

Fig. 16.

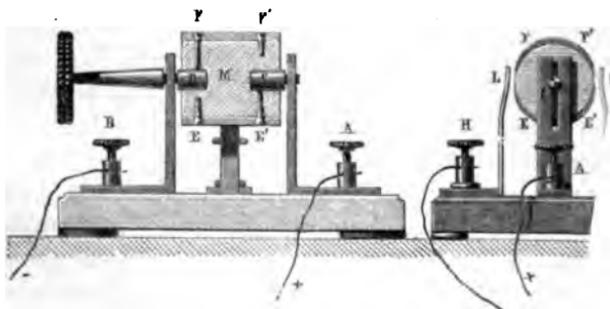
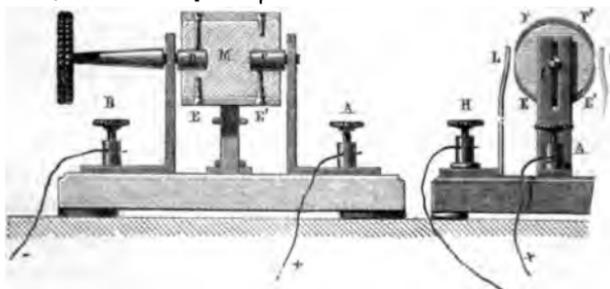


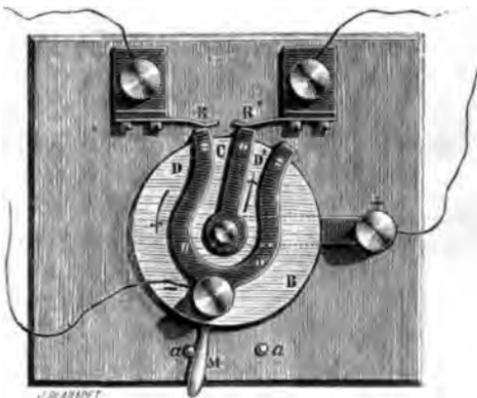
Fig. 17



et 17). M est un cylindre de verre mobile sur un support horizontal métallique DC, qui est interrompu en C. La partie C est en communication, d'abord par

le A avec le pôle positif, ensuite avec une plaque métallique EE' appliquée par des vis sur le cylindre de verre. La partie du même axe est, de la même manière, réunie au pôle négatif par B et à une seconde plaque FF'. De cette façon, on a que EE' et FF' sont les pôles positif et négatif de la batterie. La fig. 17 représente maintenant une élévation perpendiculaire à l'axe; on y voit les deux lames EE' et FF' faisant sautoir au-dessous et au-dessus du cylindre; H et K sont deux autres poutres qui reçoivent les extrémités du contact d'où partent deux languettes I et L qui se dressent au-dessus du cylindre de verre et en regard de la partie qui est en contact. Dans cette position, le courant est interrompu; mais en tournant l'axe de 90°, on fera communiquer EE' et FF' avec L, le courant passera de I en K, circulera dans le circuit et reviendra de L en FF'. Au contraire, si l'on fait tourner l'axe de 180°, le courant ira de L en H, puis en K et ainsi de suite. Il aura marché dans le conducteur de H en K. C'est ainsi qu'avec beaucoup de simplicité on a à la fois, sans aucun besoin de communications, un interrupteur et un commutateur.

Fig. 18.

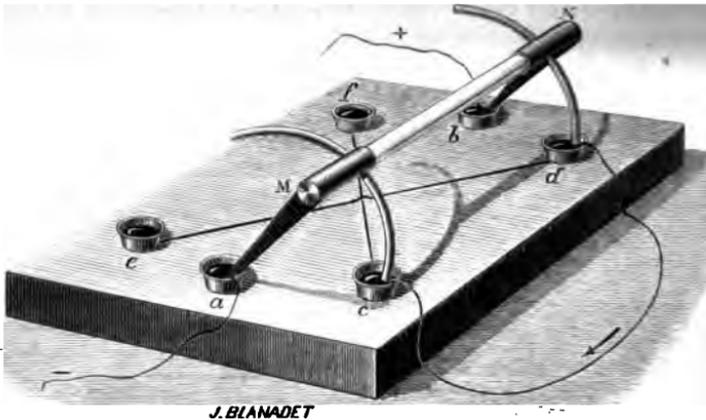


Le commutateur de Bertin (') (fig. 18) est formé d'une sorte de CDD', dont les deux branches extérieures D, D' sont

en communication avec le pôle négatif de la pile, et la branche centrale C avec le pôle positif. Le bouton isolant B, qui supporte la lyre, tourne autour de son centre à l'aide de la manivelle M, dont la course est limitée par les deux butoirs a, a' . Les fils dans lesquels on veut lancer le courant s'attachent aux bornes R, R'. Chacune de ces bornes porte un ressort contre lequel viennent frotter les branches de la lyre. Quand la manivelle M touche le bouton a , le courant entre par la branche centrale en R' et revient par R aux branches extérieures; c'est l'inverse quand la manivelle touche a' . Enfin, quand la manivelle est au milieu de l'intervalle aa' , la branche centrale du commutateur est au milieu de l'intervalle des deux ressorts, et le courant est interrompu. Une flèche gravée sur la branche C du commutateur indique à l'observateur la direction du courant.

Une disposition souvent employée ⁽¹⁾ est représentée par

Fig. 19.

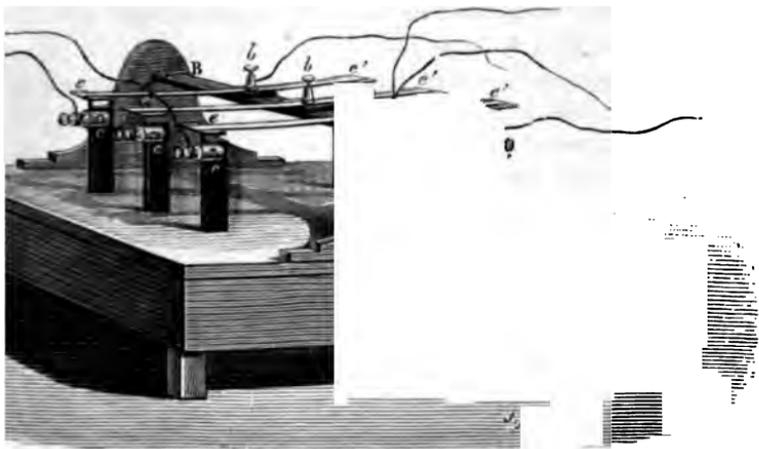


la fig. 19. Un équipage formé d'une tige isolante portant à ses extrémités deux arcs conducteurs repose par deux points

(1) Cet appareil, appelé *gyrotrope*, fut imaginé par Pohl, *Kastner's Archiv*, XIII, p. 49; 1828.

des godets *a, b*, pleins de mercure où plongent les deux de la pile. Quatre autres godets *c, d, e, f* sont en relation à deux par des conducteurs en croix. Les fils dans lesquels on veut lancer le courant sont attachés aux godets *c* et *d* s d'un même côté. Le tout est disposé sur une plaque plate. Il suffit de faire basculer l'équipage pour renverser

Fig. 20.



le sens du courant, et de l'enlever pour interrompre le flux électrique.

Tel que l'a fait observer M. Blondlot, le principe de ce commutateur est susceptible de généralisation pour le cas où l'on veut interrompre d'un coup une série de communications et en rétablir une autre série. Un équipage insensible de basculer par un ressort, est muni de plusieurs traverses conductrices *t, . . .* (*fig. 20*), portant chacune une borne *b* centrale, où l'on attache les fils qui doivent toujours demeurer dans le circuit, par exemple, les pôles de la pile. Les tiges de *t* se terminent par des lames métalliques pointues *e, e'*. Au-dessous de ces lames, et de part et d'autre, sont disposées des bornes *c, c'*, en relation avec d'autres fils portant chacune une tige verticale de platine.

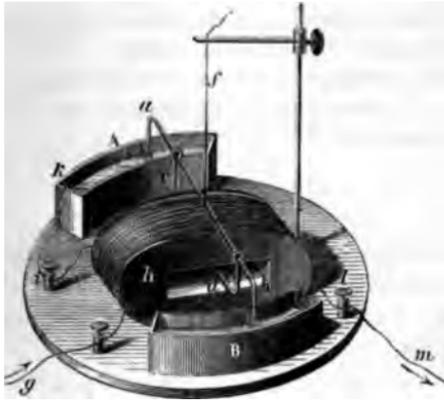
Quand on fait basculer l'équipage vers la droite, les plaques

maintenir constante l'intensité du courant d'une pile. Le vant est dû à Kohlrausch (1); il se compose (fig. 21) d'une bobine de fil de cuivre, large et plate, qui est fixée sur un morceau de bois de manière que le plan des fils soit perpendiculaire au méridien. Un étrier *abcd*, suspendu à un fil *f*, porte une aiguille aimantée très courte, fixée sur la traverse *cd* de manière qu'elle oscille à peu près au centre de la bobine. La traverse *ab* se termine par deux électrodes ou spatules de cuivre qui plongent dans deux augets demi-circulaires remplis d'une solution de sulfate de cuivre. Le courant par la pince *g*, pénètre en *h* dans la bobine, sort en *i*, se ramène par le fil *ik* dans l'auget A, traverse *ab*, et sort du second auget B par le fil *lm*.

La bobine étant ici perpendiculaire au méridien, la force que le courant exerce sur l'aiguille est parallèle au méridien et à la force terrestre. Dès lors, si l'on fait passer le courant dans le sens voulu pour qu'il chasse le pôle nord de l'aiguille vers le sud, les deux forces sont parallèles et de sens contraires; elles se détruisent si elles sont égales. Or on peut toujours affaiblir ou renforcer le couple terrestre par un aimant placé dans le voisinage de l'aiguille, jusqu'à obtenir cette égalité; l'aiguille est alors en équilibre dans la position où elle se trouve, tant que l'intensité du courant reste la même: elle serait encore en équilibre indifférent dans

précisément sur cette circonstance que repose l'usage de l'appareil. Tout mouvement de l'aiguille déplace les électrodes dans les augets et produit une variation de l'intensité du courant, qui a pour effet de ramener le système dans sa position d'équilibre. Si, d'un autre côté, l'intensité vient à changer, l'aiguille prend une nouvelle position d'équilibre, dans laquelle

Fig. 21.



la variation d'intensité provenant de la pile est compensée par la variation due au déplacement des électrodes dans le liquide, et l'intensité du courant redevient ce qu'elle était, puisque son action est toujours égale et contraire à celle du couple terrestre. On peut ainsi maintenir le courant à très peu près constant pendant un temps considérable, malgré les variations de la pile.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE II.

LOI DE OHM. — RECHERCHES DE POUILLET

Piles hydro-électriques et thermo-électriques. — Expériences Pouillet. — Étude expérimentale de l'intensité des courants. — Conducteurs équivalents. — Longueurs réduites. — Circuits comparés. — Couple hydro-électrique. — Piles hydro-électriques. — Discussion de la formule. — Divers modes d'association des couples. — Sensibilité des galvanomètres.

Nous avons établi la loi de Ohm par des expériences électrométriques, et nous avons montré quelle est l'expression de ce principe de la conservation de l'énergie, appliqué aux courants électriques.

Nous avons ensuite indiqué ce que l'on doit entendre par *intensité électromagnétique* d'un courant. Mais, pour ne pas interrompre l'exposition, et afin de mettre mieux en lumière la relation des diverses sortes d'unités, nous avons appliqué les lois de Ohm et de Joule, comme ayant été établies par nos expériences d'*ordre purement électrostatique*, ce qui, au point de vue historique, est tout à fait inexact.

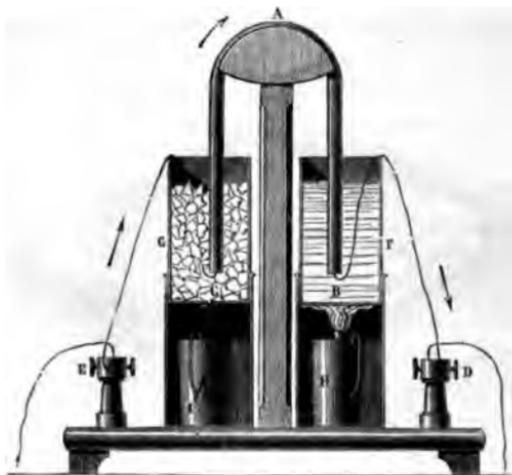
Il y a, d'ailleurs, un grand intérêt à montrer comment on aurait pu découvrir ces lois, *en dehors même de toute naissance des phénomènes électrostatiques* et par le seul usage du galvanomètre. En ce qui concerne la loi de Ohm, nous n'aurons pour cela qu'à suivre pas à pas le remarquable travail d'un savant français. Pouillet, qui, à l'aide du galvanomètre, a retrouvé la loi de Ohm, encore inconnue en France en 1837, et l'a fait définitivement adopter par les physiciens de tous les pays.

PILES HYDRO-ÉLECTRIQUES ET THERMO-ÉLECTRIQUES. — Pour mettre en œuvre deux sortes de piles : 1° celles dont l'éner-

ue par une dépense de chaleur (piles thermo-élec-
; 2° celles dont l'énergie est empruntée à une action
e s'opérant avec dégagement de chaleur; ce sont les
linaires, que Pouillet nomme *hydro-électriques*.

re exemple de pile thermo-électrique, nous pouvons
le même qui servit à Pouillet. Il avait préparé plu-
ylindres de bismuth identiques, recourbés en siphon
ntant la forme d'un U renversé (*fig. 22*). A leurs ex-

Fig. 22.



C et B, il soudait deux fils de cuivre gros et courts,
D, et il plongeait les deux soudures dans deux vases G
nt l'un était maintenu à 0° et dont l'autre était porté à
érature de 100°. Il est évident que les effets de chacun
éléments doivent être sensiblement les mêmes, et l'ex-
 apprend qu'ils fournissent dans un même circuit
un même courant dont l'intensité ne subit pas, avec le
le variation sensible. Ils sont donc caractérisés par
ne valeur de la force électromotrice.

les piles qui empruntent leur énergie à l'action chi-
l'une des plus régulières est la pile dite *de Daniell*,
essentiellement d'une lame de cuivre plongée dans du
le cuivre et d'une lame de zinc amalgamée plongeant

dans du sulfate de zinc : les deux liquides sont séparés par un vase poreux. La pile ainsi constituée n'est le siège d'aucune action chimique quand ses deux pôles sont isolés, mais, dès que le circuit extérieur est fermé, une certaine quantité de zinc se dissout, et une quantité équivalente de cuivre se dépose sur la lame de cuivre : une quantité de chaleur égale à la différence des chaleurs de dissolution du zinc et du cuivre dans l'acide sulfurique ($24\ 000^{\text{cal}}$ à $26\ 000^{\text{cal}}$ par équivalent suivant la concentration des liqueurs) est rendue disponible pour subvenir à la dépense d'énergie du courant. Sans nous préoccuper d'expliquer plus complètement les phénomènes dont

Fig. 23.



cette pile est le siège, nous nous bornerons à décrire la forme suivante, qui lui a été donnée par Sir W. Thomson et qui est particulièrement appropriée au genre de mesures que nous voulons effectuer. Un vase A de gutta-percha (*fig. 23*), très large et très plat, reçoit d'abord une plaque de cuivre C, que l'on recouvre de cristaux de sulfate de cuivre et d'une dissolution concentrée du même sel; au-dessus, on place un papier parcheminé creux contenant la dissolution de sulfate de zinc et une grille en zinc Z maintenue sur les bords du vase A. Le cuivre est, à l'extérieur, le pôle positif de cette pile.

Munis des deux sortes d'électromoteurs que nous venons de décrire, nous pouvons passer aux mesures. Pour éviter toute difficulté, nous supposerons que le circuit ne comprend, en-

ment à la pile, que des conducteurs métalliques, et au déplacement mécanique de ces conducteurs, de leurs voisins ou d'aimants, n'est opéré pendant la mesure des intensités et des résistances. Les résultats de ces mesures sont les suivants :

EXPÉRIENCES DE POUILLET. — Le circuit d'une pile étant fermé devant un galvanomètre, on constate que, si l'on vient à ajouter au circuit un fil métallique plus ou moins long, l'intensité du courant décroît et tend vers zéro quand la longueur augmente indéfiniment. L'intensité du courant varie donc comme l'inverse de la longueur du fil, s'il avait une *résistance* à vaincre pour traverser les éléments qui composent le circuit, d'où le nom assigné à l'espèce de grandeur dont il s'agit. Nous savons déjà et l'on peut prévoir *a priori* que la résistance des fils dépend de leur longueur et de leur forme aussi bien que de leur longueur, et c'est à l'expérience que Pouillet s'adressa pour en déterminer les lois.

En 1821, Davy avait commencé cette étude et admis que la résistance d'un conducteur est en raison directe de sa longueur et en raison inverse de sa section ; en 1825, Becquerel confirmait ces lois par le moyen du galvanomètre différentiel qu'il inventa à cette occasion, et enfin, en 1827, Ohm (1) traitait la question théoriquement, ainsi que nous l'avons vu, et se borna à quelques vérifications expérimentales (2), continuées par Fechner (3) à l'aide de procédés qui n'avaient pas

1, *Vorläufige Anzeige des Gesetzes nach welchem Metalle die Contactströme leiten* (Pogg. Ann., IV, 79; 1825). La théorie définitive de Ohm a paru en 1827, sous le titre suivant : *Die galvanische Kette, mathematisch bearbeitet*, à Berlin. Ohm a publié depuis divers autres travaux sur le même sujet, dans les *Archives de Kastner*, XIV, 475; XVI, 1; XVII, 1 et 452, et dans le *Journal de Schweiger*, LV, 1; LXIII, 393; LIX, 385; LX, 32; LXIII, 5; LXIV, 21, 138, 257; LXV, 129; LXVII, 34. Le dernier en date de ces travaux est de 1833.

2, Ohm employait une pile à un seul liquide (élément de Wollaston) et ne pouvait avant de procéder aux mesures, que le courant fût devenu sensiblement constant. Il en mesurait l'intensité par une sorte de balance de torsion.

3, *Schweiger's Journal*, LVII, 291; 1829. Ses recherches ont été publiées à part (*Maassbestimmungen über die galvanische Kette*; Leipzig,

1827), *La pile*. — IV, 2^e fasc. (1^{re} édit., 1888).

d'ailleurs une grande précision. C'est en 1837 que se place le grand travail de Pouillet (1) que nous allons faire connaître.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INTENSITÉ DES COURANTS. — Nous restreindrons d'abord notre étude au cas pratique, étudié par Pouillet, où le circuit ne comprend que des fils cylindriques de faible section.

La première loi que l'on doit constater, en commençant l'étude expérimentale de l'intensité, c'est qu'elle est la même en tous les points d'un circuit fermé. Cela doit être si l'on admet que le courant consiste en un mouvement d'électricité; car, au bout d'un temps donné, la même quantité d'électricité aura traversé toutes les sections du fil conducteur; mais il importe de vérifier ce résultat indépendamment de toute idée théorique. A cet effet, on fixe aux deux pôles d'une pile deux fils métalliques de longueur, de section et de nature différentes; on les tend horizontalement sur une table dans le méridien magnétique, aussi près l'un de l'autre que possible, puis on réunit leurs extrémités libres de manière que le courant aille par l'un et revienne en sens inverse par l'autre. On approche ensuite une aiguille aimantée très près de ce double conducteur. En quelque endroit qu'on la place, on reconnaît qu'elle n'est pas déviée et que le nombre des oscillations qu'elle effectuait avant le passage du courant n'est pas modifié quand ce courant circule; on en conclut que l'intensité électromagnétique est la même dans tous les points du conducteur opposés l'un à l'autre.

CAS DES PILES THERMO-ÉLECTRIQUES. — Nous exposerons maintenant, sans y rien changer, la marche suivie par Pouillet. Il étudia d'abord le cas des piles thermo-électriques.

Pouillet choisit deux éléments de la nature de ceux que nous avons décrits (p. 31) parmi ceux qui différaient le moins, et il ferma les deux circuits par des fils métalliques différents:

(1) *POUILLET, Mémoire sur la pile de Volta et sur la loi générale d'intensité que suivent les courants, etc. (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, t. IV, p. 367; 1837, et Éléments de Physique expérimentale, 3^e éd., t. I, 611).*

rants produits furent inégaux; il les compara, et, pour l'une après l'autre les diverses causes qui les modifient, varia successivement : 1° la longueur, 2° la section, 3° la nature des conducteurs.

Reunissons les deux pôles de l'élément n° 1 par un fil de même nature, de même section et de longueur l_1 , et ceux de l'élément n° 2 par un second fil de même nature, de même section et de longueur l_2 ; nous enroulons ces fils en sens inverse sur le cadre d'un même galvanomètre, de manière à faire un nombre de tours proportionnel à l_1 pour le premier et à l_2 pour le second. Les actions exercées sur l'aiguille seront opposées et proportionnelles aux carrés des intensités I_1 et I_2 par le nombre des tours l_1 et l_2 ; l'expérience prouve qu'elles se détruisent et que le galvanomètre ne se dévie pas. Il faut donc que l'on ait

$$I_1 l_1 = I_2 l_2 \quad \text{ou} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{l_2}{l_1}.$$

Il est conséquent les intensités des courants engendrés par un élément thermo-électrique sont, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse des longueurs du circuit.

Répétons la même expérience avec deux fils de même nature, de même longueur, ayant des sections différentes, s_1 , s_2 , enroulés de même sur le cadre; nous trouverons que, pour que les deux actions exercées sur l'aiguille, il faut que les nombres de tours soient proportionnels à s_2 pour le premier et à s_1 pour le second, ou que l'on ait

$$I_1 s_2 = I_2 s_1 \quad \text{ou} \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{s_1}{s_2}.$$

Il est conséquent les intensités sont donc, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelles aux sections du circuit.

Il reste à faire varier la nature du fil, c'est-à-dire à fermer le circuit des deux éléments par des conducteurs égaux en longueur et en section, mais formés avec des matières différentes. Cette fois encore les intensités sont inégales et proportionnelles à une constante spécifique k . En réunissant les

résultats de ces recherches dans une formule unique, on prime l'intensité par

$$I = E \frac{ks}{l}.$$

k est le coefficient de conductibilité du métal qui constitue le conducteur; on pourra l'exprimer en nombres par le rapport de cette conductibilité à celle d'un métal convenu, le cuivre pur ou le mercure. E ne dépend que de l'élément, de la nature des métaux qui le composent et de la différence de température qu'on établit entre les deux soudures; c'est l'intensité du courant quand k , s et l sont égaux à l'unité. Nous pouvons nommer E la force électromotrice du couple, sans assigner pour le moment d'autre sens à cette expression que celui d'une certaine constante caractéristique.

CONDUCTEURS ÉQUIVALENTS. — LONGUEUR RÉDUITE. — RÉSISTANCE

— Lorsque deux fils différents par leurs longueurs l , l' , leurs sections s , s' , et leurs conductibilités k , k' , joignent les deux extrémités d'un même couple, les intensités sont, dans deux cas,

$$I = E \frac{ks}{l}, \quad I' = E \frac{k's'}{l'},$$

et elles deviennent égales si les deux fils sont tels, que l'on

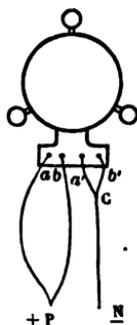
$$\frac{ks}{l} = \frac{k's'}{l'}.$$

Alors l'un des fils peut remplacer l'autre; on dit qu'ils sont *équivalents* ou qu'ils ont la même conductibilité totale. Cette propriété est inhérente aux fils eux-mêmes; elle est indépendante de la nature du couple, et elle doit subsister, même si on les intercale dans un circuit quelconque d'une pile quelconque.

Si les deux fils sont de même nature, la condition d'équivalence se réduit à $\frac{s}{l} = \frac{s'}{l'}$; c'est la loi de Davy. Becquerel parvint à l'établir directement en mettant en commun

ôle positif d'une pile avec deux conducteurs Pa, Pb (fig. 24), il joignait aux deux fils d'un galvanomètre différentiel. Le rant total se partageait entre eux et reve- par v' et b' dans un tronc unique CN jus- au pôle négatif N. On allongeait ou l'on dimi- nit l'un des fils Pa et Pb jusqu'à ce que tion galvanométrique fût nulle, et, quand elle ait devenue, on en concluait que les deux ducteurs étaient équivalents. On trouva que ondition $\frac{s}{l} = \frac{s'}{l'}$ était toujours réalisée.

Fig. 24.



si nous posons $k' = 1, s' = 1, l' = R$, la rela- tion précédente devient

$$\frac{ks}{l} = \frac{1}{R}.$$

ce qui veut dire qu'on peut toujours remplacer un fil k, s, l par un fil normal dont la conductibilité et la section seraient égales à l'unité, et la longueur à R , pourvu qu'on ait

$$R = \frac{l}{ks}.$$

On appelle R la longueur réduite du conducteur. Alors la formule qui exprime l'intensité du courant se réduit à

$$I = \frac{E}{R}.$$

Cela montre que l'intensité est en raison inverse de la longueur réduite R . A cause de cela, R s'appelle aussi la *résistance* du conducteur.

Les formules (1) et (2) résument toutes les lois des courants engendrés par un couple thermo-électrique; les constantes E et R y jouent précisément le rôle que la force électromotrice et la résistance jouent dans l'expression électrostatique de la loi de Ohm, ce qui justifie les noms que nous avons attribués à ces deux sortes de quantités.

CIRCUITS COMPLEXES. — Les pôles A et B d'un couple sont réunis par plusieurs fils successifs a, a', a'', a''' , de nature, section et de longueurs différentes (fig. 25). Quelle est l'intensité du courant ?

Fig. 25.



Solent $k, l, k', l', k'', l'', \dots$ les données relatives à chacun des fils a, a', a'', \dots ; ceux-ci peuvent être remplacés par les longueurs réduites R, R', R'', \dots ,

$$R = \frac{l}{ks}, \quad R' = \frac{l'}{k's'}, \quad R'' = \frac{l''}{k''s''}, \quad \dots$$

Après cette substitution, le circuit se composera d'une suite de conducteurs qui auront la même section, la même conductibilité et une longueur totale $R + R' + R'', \dots$; par suite, l'intensité sera

$$I = \frac{E}{R + R' + R'' + \dots} = \frac{E}{\Sigma R};$$

c'est encore l'expression de la loi de Ohm.

COUPLE HYDRO-ÉLECTRIQUE. — Si l'on cherche à découvrir, les mêmes méthodes, les lois des courants engendrés par un couple hydro-électrique constant, on reconnaît aussitôt que l'intensité n'est pas en raison inverse de la longueur réduite du circuit extérieur. Quand R augmente, elle décroît beaucoup plus rapidement que cette loi ne l'indique. Cela n'a rien qui doive nous étonner. Le courant traverse en effet, non seulement le conducteur interpolaire, mais les liquides du couple, et il éprouve une résistance à travers tous les deux : celle du conducteur est R , celle du liquide est inconnue et nous ignorons *a priori* si elle dépend ou non de l'intensité du courant; l'hypothèse la plus simple que nous puissions faire, c'est qu'elle en est indépendante et qu'elle équivaut à la résistance d'une certaine longueur R' d'un fil normal. Dès lors la

le circuit total est en réalité égale à $R + R'$, et la formule des intensités doit être

$$I = \frac{E}{R + R'}$$

il s'agit plus que de démontrer l'exactitude de ces prévisions en prouvant par l'expérience que la formule précédente est vraie. A cet effet, Pouillet se servit d'un couple de Daniell, il adapta successivement des longueurs $0, \lambda', \lambda'', \lambda''', \dots$ de cuivre normal, et une boussole des tangentes dont la distance était λ , et qui mesurait dans chaque cas les intensités $I, I', I'' \dots$. On devrait avoir, en remplaçant R par ses diverses valeurs,

$$\frac{E}{R' + \lambda}, \quad I' = \frac{E}{R' + \lambda + \lambda'}, \quad I'' = \frac{E}{R' + \lambda + \lambda''}, \quad \dots$$

en éliminant E ,

$$\frac{I}{I'} = \frac{R' + \lambda + \lambda'}{R' + \lambda}, \quad \frac{I}{I''} = \frac{R' + \lambda + \lambda''}{R' + \lambda}, \quad \dots$$

Les diverses équations ont permis de calculer un grand nombre de valeurs de $R' + \lambda$; elles sont inscrites dans le Tableau suivant, et comme elles sont égales, on en conclut que la formule (3) exprime la loi des intensités après qu'on y a remplacé R' par la résistance du liquide.

LONGUEUR du fil extérieur.	DÉVIATION observée.	$R' + \lambda$.	DÉVIATION calculée.
.....	0	0	m
.....	62,00	0	62,00
.....	40,20	4,11	40,18
.....	28,30	4,06	28,41
.....	9,45	4,03	9,36
.....	6,00	4,14	5,37
.....	4,15	4,09	4,14

En résumé, la loi des intensités des courants est la même pour les couples thermo-électriques et hydro-électriques, avec

cette différence que pour ceux-ci il faut tenir compte de la résistance R' de l'élément, et que cela n'est pas nécessaire pour ceux-là. Cela n'est pas nécessaire, parce que le cylindre de bismuth que nous avons employé avait un grand diamètre et une résistance R' négligeable. C'est la seule raison pour laquelle le premier cas était si simple et a pu conduire si aisément à une formule qu'il a suffi d'interpréter pour l'adapter à tous les cas.

PILES HYDRO-ÉLECTRIQUES. — Considérons en dernier lieu une pile formée de n éléments de Daniell et en général de n couples à action constante; nous allons calculer l'intensité du courant produit. Les divers éléments ont des forces électromotrices E_1, E_2, E_3, \dots , et opposent des résistances R'_1, R'_2, R'_3, \dots . Le premier engendre un courant qui parcourt le circuit tout entier, c'est-à-dire le conducteur extérieur dont la résistance est R , et tous les éléments de la pile qui offrent une somme de résistances $R'_1 + R'_2 + R'_3 + \dots$. L'intensité sera

$$I_1 = \frac{E_1}{R + R'_1 + R'_2 + R'_3 + \dots};$$

le courant donné par le deuxième élément traversera le même circuit, et l'on aura

$$I_2 = \frac{E_2}{R + R'_1 + R'_2 + R'_3 + \dots};$$

il en sera de même de chacun des autres. Tous ces courants, dirigés dans le même sens, se réuniront en un seul égal à leur somme

$$(4) \quad I = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_n}{R + R'_1 + R'_2 + \dots + R'_n} = \frac{\Sigma E}{R + \Sigma R'}.$$

Telle est la solution générale du problème que nous nous étions proposé tout d'abord; elle est complète, puisqu'elle permet de calculer l'intensité du courant engendré par une pile quelconque, quand on connaît les constantes E et R' qui déterminent chaque élément et la résistance R du circuit in-

polaire. Pour couronner cette étude remarquable par une dernière sanction expérimentale, Pouillet vérifia directement la formule (4), qui est l'expression la plus générale de la loi Ohm.

Il prit 6 éléments de Daniell sensiblement égaux entre eux, il détermina séparément leur force électromotrice E et leur résistance propre R' . A cet effet, il adapta, comme précédemment, à chacun d'eux, un conducteur extérieur constitué par des longueurs variables $\lambda, \lambda', \lambda'', \lambda'''$ d'un fil de cuivre normal par une boussole des tangentes recouverte d'une longueur λ du même fil; elle servait à mesurer les intensités I, I', I'' . On eut pour le premier élément,

$$I = \frac{E_1}{R'_1 + \lambda}, \quad I' = \frac{E_1}{R'_1 + \lambda + \lambda'}, \quad I'' = \frac{E_1}{R'_1 + \lambda + \lambda''}, \quad \dots$$

Il eut ainsi autant d'équations qui, combinées entre elles deux à deux, font connaître une série de valeurs de E_1 et de R'_1 , dont on prend les moyennes.

Après avoir répété les mêmes opérations pour chacun des 6 couples et déterminé les valeurs de E_1, E_2, E_3, \dots , et de R'_1, R'_2, R'_3, \dots , Pouillet assembla ces couples en série pour former une pile dont il réunit les pôles par les conducteurs extérieurs qui avaient précédemment servi à chaque élément, c'est-à-dire avec la même boussole et les mêmes fils différents $\lambda, \lambda', \lambda'', \lambda''', \dots$; dans tous les cas, la résistance totale R du conducteur interpolaire était égale à $\lambda, \lambda + \lambda', \lambda + \lambda'', \dots$.

Toutes les quantités qui entrent dans la formule (4) ayant ainsi été mesurées individuellement, on put calculer la déviation δ de la boussole

$$\text{tang } \delta = I = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_n}{R + R'_1 + R'_2 + \dots + R'_n};$$

Autre part, on mesura cette déviation, et le Tableau suivant montre que les valeurs observées et calculées sont égales :

LA PILE.

LONGUEUR DU CIRCUIT extérieur.	DÉVIATIONS OBSERVÉES.		DÉVIATIONS calculées. à éléments.
	1 élément	6 éléments.	
$\lambda + 0$	69,00	68,30	68,23
$\lambda + 5$	43,20	63,20	63,15
$\lambda + 10$	30,00	58,30	58,33
$\lambda + 40$	11,00	39,00	38,30
$\lambda + 70$	"	28,00	27,43
$\lambda + 100$	"	21,30	21,25

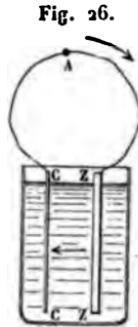
DISCUSSION DE LA FORMULE. — Les piles étant ordinairement composées de couples pareils, il est évident que l'on peut supposer égales les forces électromotrices et les résistances de chacun d'eux. Dès lors la formule (4) devient

$$I = \frac{nE}{R + nR'} = \frac{E}{\frac{R}{n} + R'}$$

Pour une pile composée de couples donnés, dans lesquels E et R' ont des valeurs déterminées, l'intensité ne peut jamais dépasser une valeur maximum $\frac{E}{R'}$, qu'elle atteint si $R = 0$, et qui est la même quel que soit le nombre n des éléments. Quand R augmente, l'intensité diminue toujours, mais d'autant moins que $\frac{R}{n}$ est plus petit ou que n est plus grand. C'est ce

que montrent les résultats du précédent Tableau : on y voit qu'un seul élément ou une pile de 6 couples imprimant une déviation égale à la boussole, quand la résistance extérieure est négligeable ; mais, lorsque celle-ci augmente progressivement, la pile prend un avantage de plus en plus marqué. Dans la pratique, il faudra donc composer la pile différemment suivant les cas : se contenter d'un seul couple si la résistance extérieure doit être faible, et multiplier les éléments quand elle sera grande.

verrons plus tard que E est indépendant de l'étendue des couples et ne varie qu'avec la nature et la disposition des métaux. Quant à R' , c'est-à-dire l'impédance du liquide, de l'élément, on peut l'évaluer approximativement en assimilant le liquide à un conducteur ordinaire, ce que nous expliquerons plus tard. Ce liquide CCZZ (Fig. 26), dont la conductibilité est k , est un liquide qui a pour base la surface s des lames plates et pour hauteur leur distance d . Sa résistance réduite est égale à $\frac{d}{k}$, et, en la substituant dans la formule des intensités,



$$I = \frac{E}{\frac{R}{n} + \frac{d}{ks}}$$

Si $R = 0$, I est égal à sa valeur maximum $\frac{Eks}{d}$; elle est proportionnelle à la surface s des couples, en raison inverse de la distance d des lames dont ils sont formés, et indépendante du nombre des éléments. Dans le cas où la résistance extérieure est faible, il faudra donc employer un seul couple à des lames larges et rapprochées : par exemple, un couple de Daniell modifié par Thomson. Mais, lorsque R sera assez grand pour que $\frac{d}{ks}$ soit négligeable par rapport à $\frac{R}{n}$, l'intensité se réduira à $\frac{nE}{R}$; il n'y aura plus à s'occuper de l'étendue des couples, pourvu qu'elle ne descende pas au-dessous d'une certaine limite, mais on devra multiplier leur nombre autant qu'on le pourra.!

DES MODES D'ASSOCIATION DES COUPLES. — On peut disposer les couples de Daniell de manière à réunir tous les cuivres entre eux et tous les zincs; alors elle ne constitue plus qu'un seul couple ayant une force électromotrice E et une résistance n fois plus grande, par conséquent une résistance in-

térieure n fois moindre, ou $\frac{R'}{n}$; l'intensité devient

$$I' = \frac{E}{R + \frac{R'}{n}}, \quad \text{au lieu de} \quad I = \frac{E}{\frac{R}{n} + R'}$$

La différence de ces deux intensités

$$I' - I = \frac{nE(n-1)(R' - R)}{(nR + R')(nR' + R)}$$

est positive si R est plus petite que R' , elle est nulle si $R = R'$, elle est négative si R est plus grande que R' . Par conséquent, il faudra réunir les couples par leurs pôles de même nom, quand la résistance extérieure sera faible, et les disposer en série quand elle sera grande.

Supposons qu'on ait n piles de m éléments; elles auront chacune une force électromotrice mE et une résistance mR' . Si on les réunit toutes par leurs pôles de même nom avec un conducteur extérieur R , elles produiront le même effet qu'une pile unique ayant une force électromotrice mE et une résistance $\frac{m}{n}R'$; l'intensité du courant sera

$$I = \frac{mE}{R + \frac{m}{n}R'} = \frac{mnE}{nR + mR'} = \frac{mnE}{\sqrt{4mnRR' + (nR - mR')^2}}$$

Cette expression est maximum pour $nR = mR'$ ou $\frac{m}{n}R' = R$.

Or $\frac{m}{n}R'$ est la résistance des piles assemblées en une seule. Par conséquent, pour obtenir le maximum d'intensité avec un nombre donné mn de couples, il faut les diviser en n piles telles que leur résistance totale soit égale à la résistance extérieure R .

SENSIBILITÉ DES GALVANOMÈTRES. — Cette discussion montre que l'on ne doit pas employer indifféremment la même pile tous les usages; qu'il est souvent inutile de multiplier les él

ents, et que dans chaque cas il faut consulter la théorie pour régler leur nombre, leur étendue et leur mode d'accouplement. en est de même pour le galvanomètre. La sensibilité de cet instrument n'est point chose absolue; elle dépend des conditions du courant qui le traverse.

Soient p le périmètre moyen des tours du fil sur le cadre, m le nombre, mp sera la longueur du fil; soient encore k et s la conductibilité et la section de ce fil; la résistance qu'il induit dans le circuit sera $\frac{mp}{ks}$. L'intensité, qui était

$$I = \frac{nE}{R + nR'}$$

deviendra

$$I' = \frac{nE}{R + nR' + \frac{mp}{ks}}$$

nous nous réduisons au cas où la déviation est très petite, elle est proportionnelle à l'action magnétique exercée sur l'aiguille, c'est-à-dire approximativement à l'intensité I' du courant multiplié par le nombre des tours m ; et, en désignant par δ une fonction des dimensions du cadre, c'est-à-dire de p ,

$$\delta = K \cdot \frac{mnE}{R + nR' + \frac{mp}{ks}}$$

il arrive que la résistance primitive du circuit $R + nR'$ soit très grande, par exemple si le courant traverse des liquides, $\frac{mp}{ks}$ sera négligeable et la déviation sera proportionnelle au nombre des tours m : plus m sera grand, plus le galvanomètre sera sensible. Mais, lorsque $R + nR'$ sera très petit, comme cela arrive pour les piles thermo-électriques, on aura sensiblement

$$\delta = K \frac{nEks}{p}$$

Le nombre m des tours devient indifférent et la déviation proportionnelle à la section s du fil. Il sera donc avantageux d'augmenter cette section et inutile de multiplier les tours comme la valeur de K est d'autant plus grande que le centre est plus rapproché des aiguilles, il faudra diminuer le diamètre p du cadre.



Presque
de : 1
pouces :
lemp
est d
usiné

www.libtool.com.cn

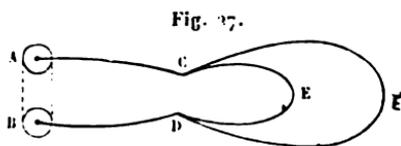
CHAPITRE III.

CIRCUITS DÉRIVÉS. — GÉNÉRALISATION DE LA LOI DE OHM.

ivés. — Lois de Kirchhoff. — Corollaires de M. Bosscha. — on de la loi de Ohm à un conducteur à deux ou trois dimen-
Vérification de la loi de Ohm pour les corps à deux dimen-
Courant dans un fil non isolé. — État variable du courant.

DÉRIVÉS. — Dans ce qui précède, nous avons, en opposé que le courant parcourait un circuit simple. tendre les lois que nous avons trouvées au cas de mifiés.

aiterons d'abord, à titre d'exemple, un cas particu-
méthode de Pouillet. Les deux pôles A et B d'une
sistance intérieure R, en y comprenant les fils AC et
27), sont réunis par deux conducteurs CED, CE'D



nces R' et R'' . Quelles sont les intensités des cou-
dans le tronç unique AC et BD; 2° dans chacune des
CED, CE'D?

çant R' et R'' par deux fils équivalents de conductibi-
longueur égale à l'unité, et de sections x' et x'' , nous

$$R' = \frac{1}{x'}, \quad R'' = \frac{1}{x''};$$

fils CED, CE'D agiront donc comme un conducteur

LA PILE.

Quant la section serait $x' + x''$, et qui aurait pour la
 gu... re... $\frac{I}{x' + x''} = \frac{R' R''}{R' + R''}$. En ajoutant à cette lo
 gu... celle qui remplace AC, BD et la pile, on n'a plus qu'
 circuit dont la longueur réduite totale est $R + \frac{R' R''}{R' + R''}$. Al
 l'intensité du courant devient

$$I = \frac{E(R' + R'')}{R(R' + R'') + R' R''}$$

Quant aux intensités I' et I'' dans les conducteurs dérivés
 CED, CE'D, on les obtient en admettant que l'intensité tot
 se partage en deux autres, proportionnellement aux sectio
 x' et x'' . Cela donne

$$\frac{I'}{I''} = \frac{x'}{x''} = \frac{R'}{R''}$$

$$I' = (I' + I'') \frac{R''}{R' + R''} = \frac{ER''}{RR' + RR'' + R' R''}$$

$$I'' = (I' + I'') \frac{R'}{R' + R''} = \frac{ER'}{RR' + RR'' + R' R''}$$

On résoudra aussi aisément, par des raisonnements analo
 gues, quoique par des calculs plus longs, le cas où il y aura
 un nombre quelconque de dérivations, et des forces électro
 motrices distribuées arbitrairement sur les divers fils; mais on
 peut poser immédiatement les équations qui résolvent le pro
 blème, en s'appuyant sur les propriétés électrostatiques des
 courants et d'après les remarques générales suivantes, con
 nues sous le nom de *lois de Kirchhoff* (*).

LOIS DE KIRCHHOFF. — 1° Considérons un sommet A où se réunissent un nombre quelconque de fils et évaluons les intensités des courants positivement quand le courant est dirigé vers le point A, négativement quand il s'éloigne de A. La quantité d'électricité libre en A ne pouvant croître sans limite

(*) КИРШОФФ, *Pogg. Ann.*, LXXII. p. 497; 1847.

Il faut nécessairement que la somme des intensités électrostatiques dans tous les fils réunis en A soit nulle. Il en est de même des intensités électromagnétiques I, proportionnelles aux intensités électrostatiques. On obtient ainsi pour chaque sommet une équation, telle que

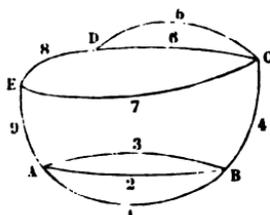
$$1) \quad \Sigma I = 0.$$

Si l'on a n sommets, ABCDE (fig. 29), on obtient n équations (voir dans le cas de la fig. 29), qui ne sont pas nécessairement distinctes. Considérons, par exemple, le cas de la fig. 27. Les deux sommets C et P fournissent la même équation

Fig. 28.



Fig. 29.



$$I = I' + I''.$$

2° Appliquons la loi de Ohm à l'un quelconque des fils qui joignent un sommet A à un autre sommet B (fig. 27). La chute de potentiel totale le long du fil de résistance électrostatique r, traversé par un courant d'intensité électrostatique i, est ir. Si le fil ne renferme pas de force électromotrice, relevant le potentiel en un de ses points, on a, en désignant par V_a et V_b les potentiels à ses extrémités,

$$V_a - V_b = ir;$$

mais, s'il y a en un point du fil une force électromotrice relevant brusquement le potentiel de ε, la chute du potentiel est V_a - V_b + ε et l'on a la relation générale

$$(2) \quad V_a - V_b + \epsilon = ir,$$

dans laquelle ε peut être, suivant les cas, positif, négatif ou nul.

Par l'application répétée de la formule (2), on aura autant de nouvelles équations que de fils, soit, par exemple, p (neuf dans le cas de la *fig.* 29). Mais on avait déjà n équations (1), on a donc en tout $n + p$ équations entre les potentiels aux n sommets, les forces électromotrices, les intensités et les résistances électrostatiques. Mais ces équations se réduisent par le fait à p , car il n'y a que p intensités i à déterminer. Quand elles sont connues, les équations (2), dans lesquelles les quantités ε sont données, déterminent les différences de potentiel entre deux sommets quelconques; mais la valeur absolue de l'un des potentiels, V_a par exemple, demeure indéterminée. Elle caractérise l'état d'électrisation du système de fils, et peut être fixée à volonté en mettant le point A en communication avec une source constante d'électricité arbitrairement choisie, sans que l'intensité des courants permanents, que nous considérons seuls ici, s'en trouve modifiée.

On peut mettre les équations (2) sous une forme qui élimine les différences de potentiel aux sommets. Considérons en effet un circuit fermé particulier quelconque, par exemple A₂BC₆DEA (*fig.* 29). L'application répétée des formules (2) aux fils 2, 4, 6, 8, 9 qui composent ce circuit donne

$$(3) \quad \Sigma(ir - \varepsilon) = 0.$$

Nous pouvons maintenant remplacer dans la formule (3) les quantités ir , ε évaluées dans le système électrostatique par les quantités IR , E correspondantes évaluées dans le système électromagnétique, car ces quantités sont proportionnelles. On a, en effet (1),

$$\frac{IR}{ir} = \frac{E}{\varepsilon} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}.$$

Par suite,

$$(4) \quad \Sigma(IR - E) = 0.$$

(1) Voir Chapitre I^{er}, p. 12*.

et former autant d'équations (4) qu'il y a de circuits donnés par les p fils aboutissant aux n sommets dans le cas de la *fig. 29*), dont un certain nombre ne sont distincts.

Le même traitement précédemment (*fig. 27*) donne les circuits ACE'D, CEDE' et les équations

$$IR + I'R' - E = 0,$$

$$IR + I''R'' - E = 0,$$

$$I'R' - I''R'' = 0,$$

la dernière est une conséquence des deux autres. Jointes à l'équation

$$I = I' + I'',$$

par les sommets C et D, elles déterminent les valeurs de I, I' , données ci-dessus.

COROLLAIRES DE M. BOSSCHA. — Quelques remarques ingénieuses, dues à M. Bosscha (1), apportent parfois de grandes simplifications dans les calculs. Prenons les équations fondamentales de Kirchhoff sous la forme

$$\Sigma I = 0,$$

$$\Sigma (IR - E) = 0.$$

Une modification du circuit complexe qui ne modifiera pas les équations (1) et (4) n'altérera pas la valeur des intensités et n'aura rien à ajouter à ce qui précède. Ainsi :

1° *Quand l'intensité I est nulle dans l'une des branches B du circuit, IR = 0 et l'intensité I' dans l'une quelconque des autres branches est indépendante de la résistance R de cette branche B;*

2° *En chaque point P où aboutissent plusieurs branches du circuit, on peut ajouter ou supprimer dans tous les courants des forces électromotrices F égales, dirigées toutes vers ou toutes en sens contraire, car : 1° les forces*

BOSSCHA, Pogg. Ann., t. CIV, p. 46 : 1858.

électromotrices n'interviennent pas dans les équations (1); 2° l'équation (4), appliquée à un circuit fermé quelconque comprenant le point P, contient F seulement dans deux termes, l'un tel que $IR - E - F$, et l'autre tel que $I'R' - E' + F$; la force F s'élimine donc des équations (4).

Cela posé, voici les corollaires de M. Bosscha.

COROLLAIRE I. — *Si l'intensité du courant est nulle dans un conducteur B faisant partie d'un système, on ne changera pas l'intensité du courant dans les autres branches :*

1° *Si l'on interrompt ce conducteur contenant ou non des forces électromotrices ; car on ne fait ainsi que rendre sa résistance infinie, ce qui est permis, d'après la première remarque, et ajouter dans tous les autres conducteurs aboutissant au même point P une force électromotrice $-E$, ce qui est loisible, d'après la remarque (2).*

2° *S'il ne renferme pas de forces électromotrices, on peut, après sa suppression, réunir directement (sans résistances interposées) les points A et B entre lesquels il est placé, car le potentiel est alors le même aux points A et B, avant comme après l'opération.*

COROLLAIRE II. — *Lorsque, dans un système de conducteurs linéaires, il se trouve deux conducteurs B et B', tels qu'une force électromotrice placée en B n'envoie aucun courant en B', on ne changera pas l'intensité du courant en B', soit en ouvrant le conducteur B, soit en réunissant directement, après la suppression, les deux sommets entre lesquels il se trouvait.*

Cette dernière proposition ne peut être déduite que de la résolution générale des équations (1) et (4). Nous renverrons pour la démonstration aux Mémoires originaux (1); nous aurons d'ailleurs l'occasion d'en vérifier l'exactitude sur quelques cas particuliers.

(1) Voir aussi J. RAYNAUD, *Résolution des équations fournies par les lois de Kirchhoff* (Journal de Physique, 1^{re} série, t. II, p. 161); et *Courants dérivés, corollaires de M. Bosscha* (Journal de Physique, 1^{re} série, t. II, p. 233; 1873).

APPLICATION DE LA LOI DE OHM A UN CONDUCTEUR A DEUX OU TROIS DIMENSIONS. — L'analogie invoquée par Ohm entre le mouvement de l'électricité et celui de la chaleur se poursuit dans le cas le plus général de la propagation des courants dans un solide de forme quelconque. Nous ne considérerons d'abord que le cas où l'état stationnaire est établi et nous exprimerons que la quantité totale d'électricité qui pénètre en un temps dt à l'intérieur d'un parallélépipède élémentaire est nulle. Nous obtiendrons ainsi l'équation

$$(1) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0,$$

démontrée précédemment (1) pour la chaleur; pour s'en convaincre, il suffit de répéter la même démonstration en changeant les mots de *température* en *potentiel* et de *quantité de chaleur* en *quantité électrostatique d'électricité*. Le coefficient de conductibilité électrostatique (2), que nous représenterons par h , remplace le coefficient k de conductibilité calorifique.

L'équation (1) est identique à l'équation de Laplace. Il en résulte que, si deux surfaces S_0 et S_1 , prises à l'intérieur d'un corps sont maintenues aux potentiels V_0 et V_1 , la distribution des potentiels dans l'intervalle est la même que celle qui se produirait dans un espace vide sous l'influence d'un système électrisé en équilibre produisant les potentiels V_0 en S_0 et V_1 en S_1 .

Le flux d'électricité rapporté à l'unité de surface en un point dont les coordonnées sont x, y, z a pour composantes

$$-h \frac{dV}{dx}, \quad -h \frac{dV}{dy}, \quad -h \frac{dV}{dz}.$$

(1) M. Kirchhoff est le premier qui se soit occupé de la distribution des courants dans un corps à deux dimensions (*Pogg. Ann.*, t. LXIV, p. 497; 445). — Smaassen étudia plus tard la distribution des courants dans un corps trois dimensions (*Pogg. Ann.*, t. LXIX, p. 161; 1846, et t. LXXII, p. 435; 47; *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XI, p. 236; 1854).

(2) Inverse de la résistance spécifique.

l'intensité totale i du courant en mesure électrostatique

$$(2) \quad i = h \int \frac{dV}{dn} dS.$$

Cette intégrale doit être étendue à la surface tout entière. Si la surface est fermée, l'intégrale est nulle.

Désignant par r la résistance électrostatique d'un fil et les potentiels à ses deux extrémités soient respectivement V_0 et V_1 , et que l'intensité du courant qui le traverse soit i d'après la loi de Ohm,

$$ir = V_0 - V_1,$$

$$(3) \quad r = \frac{V_0 - V_1}{i} = (V_0 - V_1) \frac{1}{h \int \frac{dV}{dn} dS}.$$

Par définition, nous appellerons r la résistance électrostatique de l'espace conducteur compris entre les deux surfaces de potentiel V_0 et V_1 .

Considérons un condensateur formé par les deux surfaces S_0 et S_1 , maintenues aux potentiels V_0 et V_1 , et par de la charge électrique en un point quelconque de l'une des surfaces sera

$$\rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dn},$$

courant i entre les deux surfaces S_0 et S_1 , appartenant à un même conducteur et maintenues aux potentiels V_0 et V_1 .

La capacité électrostatique c du condensateur que nous considérons est donnée par la relation

$$\frac{q}{c} = \frac{V_0 - V_1}{1},$$

$$(5) \quad c = \frac{q}{V_0 - V_1} = - \frac{i}{4\pi(V_0 - V_1)} \int \frac{dV}{dn} dS.$$

En comparant les équations (3) et (5), on trouve

$$(6) \quad rc = \frac{1}{4\pi h}.$$

Le produit de la résistance et de la capacité électrostatiques est donc une quantité constante pour une substance déterminée (1).

Ce théorème subsiste pour le produit de la résistance et de la capacité électromagnétiques. On a, en effet (Chapitre I),

$$\frac{R}{r} = \frac{1}{\nu^2},$$

$$\frac{C}{c} = \nu^2,$$

d'où, multipliant membre à membre,

$$(6 \text{ bis}) \quad RC = rc = \frac{1}{4\pi h}.$$

Nous calculerons en particulier la résistance de l'espace compris entre deux sphères concentriques de rayons intérieur R_0 et extérieur R_1 . Nous avons trouvé (2) pour le flux

(1) D'après les dimensions de ces quantités (voir 1^{er} fascicule), les dimensions du produit sont celles d'un temps. Ce produit représente donc une certaine durée.

(2) Tome II, 3^e fascicule, p. 196**.

de chaleur Q l'expression

$$Q = 4\pi k \frac{A - B}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}}.$$

En remplaçant les températures A et B par les potentiels et V_1 , le coefficient de conductibilité calorifique k par le coefficient h de conductibilité électrique, nous aurons, pour l'intensité électrostatique du courant,

$$(7) \quad i = 4\pi h \frac{V_0 - V_1}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}}.$$

La résistance r sera

$$(8) \quad r = \frac{V_0 - V_1}{i} = \frac{1}{4\pi h} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{4\pi h} \frac{R_1 - R_0}{R_1 R_0}.$$

Nous avons trouvé ailleurs (¹), pour la capacité électrostatique d'un condensateur sphérique à lame d'air de rayons intérieur R_0 et extérieur R_1 , l'expression

$$c = \frac{R_1 R_0}{R_1 - R_0},$$

et l'on a bien

$$rc = \frac{1}{4\pi h},$$

conformément au théorème général démontré ci-dessus.

On peut remplacer dans les formules (7) et (8) $V_0 - V_1$ par la force électromotrice électromagnétique E_{01} , entre les faces équipotentielles S_0, S_1 ; i par I ; h par la quantité ν correspondante dans le système électromagnétique. On sait, d'après le calcul des dimensions, que

$$\frac{1}{i} = \nu, \quad \frac{E_{01}}{V_0 - V_1} = \frac{1}{\nu}, \quad \frac{k}{h} = \nu^2, \quad \frac{k E_{01}}{h(V_0 - V_1)}$$

(¹) Tome IV, 1^{er} fascicule, *Théorie des condensateurs*.

çant donc i et $h(V_0 - V_1)$ par les quantités proportionnelles I , hE_0 , dans les formules (7), on a

$$I = 4\pi k \frac{E_0 r}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}}$$

suite

$$R = \frac{1}{4\pi k} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right).$$

cas pratique d'une grande importance est le cas de l'espace compris entre deux cylindres concentriques. Nous avons (1), pour la conductibilité calorifique, l'expression

$$Q = 2\pi h \frac{A - B}{\log R_1 - \log R_0}$$

ité de longueur du cylindre. Nous aurons donc

$$i = 2\pi h \frac{V_0 - V_1}{\log R_1 - \log R_0},$$

$$r = \frac{1}{2\pi h} (\log R_1 - \log R_0)$$

is le système électromagnétique,

$$I = 2\pi h \frac{E_0 r}{\log R_1 - \log R_0},$$

$$R = \frac{1}{2\pi k} (\log R_1 - \log R_0)$$

ité de longueur. A l'aide de cette formule, on calculera facilement la résistance de l'enveloppe dite isolante d'un câble sous-marin, quand on connaîtra la résistance spécifique du gutta-percha. Inversement, plaçons le câble dans un tube et portons le conducteur intérieur du câble à un potentiel connu; il suffira de mesurer l'intensité I du courant

électrodes versent des quantités d'électricité i, i', i'', \dots seconde. On peut satisfaire à l'équation de l'état perma-

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} = 0,$$

en posant
www.libtool.com.cn

$$(1) \quad V = V_0 - A \sum i \log r,$$

où V_0 et A sont deux constantes et où r représente la distance à chacune des sources au point dont les coordonnées sont x et y . L'intensité i du courant doit être considérée comme positive ou négative, suivant que l'électrode livre ou reçoit un courant dirigé de l'électrode à la plaque ou de la plaque vers l'électrode.

L'expression (1), qui donnerait un potentiel infini à une source, supposée réduite à un point, s'applique, sans exception de potentiels infinis, mais à la condition que chaque électrode recouvre sur la plaque une surface infinie limitée par un équipotentiel.

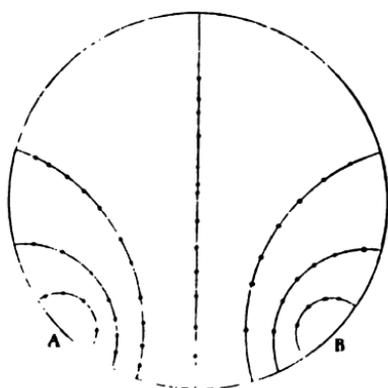
Dans le cas particulier de deux électrodes seulement $i' = -i$ et

$$(2) \quad V = V_0 - A i \log \frac{r'}{r}$$

nes équipotentielles sont données par $\frac{r}{r'} = \text{const.}$ Ces cercles ayant pour axe la droite AB qui joint les points A et B, sont symétriques par rapport à la perpendiculaire au milieu de AB.

Pour vérifier pratiquement cette conclusion, on est obligé d'employer une plaque de dimensions finies; mais l'expression du potentiel peut être rendue générale si l'on y ajoute la condition relative à la courbe qui limite la surface: celle-ci, au passage à aucune quantité d'électricité, doit être normale aux lignes équipotentielles. Un cercle passant par les points A et B, où arrivent les électrodes, satisfait à cette condition. Cela posé, les lignes équipotentielles d'un disque circulaire muni de deux électrodes de nom contraire situées aux points A et B de son contour seront représentées par la figure ci-jointe (fig. 30).

Fig. 30.



Thomson, auquel on doit cette théorie (*), a étudié la forme des courbes équipotentielles de la manière suivante: un circuit auxiliaire, comprenant un galvanomètre et une pile électromotrice, se terminait par deux fils *a* et *b* que l'on

* *Ann.*, LXIV, p. 497; 1845. Analysé par Verdet dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XI, p. 115; 1854.

appuyait à la surface du disque conducteur. Laissant d'abord l'un d'eux a fixe, Kirchhoff déplaçait l'autre b jusqu'à ramener l'aiguille du galvanomètre au zéro, et marquait ainsi sur le disque une série de points b_1, b_2, \dots , appartenant à une même ligne équipotentielle B_1 ; puis, intervertissant le rôle des deux fils, il marquait de même une série de points a_1, a_2, \dots , appartenant à une autre ligne équipotentielle A_1 . La force électromotrice E_{12} entre les deux lignes A_1, B_1 est partout égale et opposée à celle de la pile. Soient E_1, E_2 les forces électromotrices entre les lignes A_1, B_1 , et la ligne équipotentielle prise pour origine, r et r' les distances d'un point de A aux deux électrodes, r_1 et r'_1 celles d'un point de B_1 , l'équation (2 bis) montre que l'on doit avoir

$$E_{12} = E_1 - E_2 = -\Lambda' \log \frac{rr'_1}{r'r_1}.$$

On trouve en effet pour $\frac{rr'_1}{r'r_1}$ une valeur constante, quel que soit le couple de points choisi.

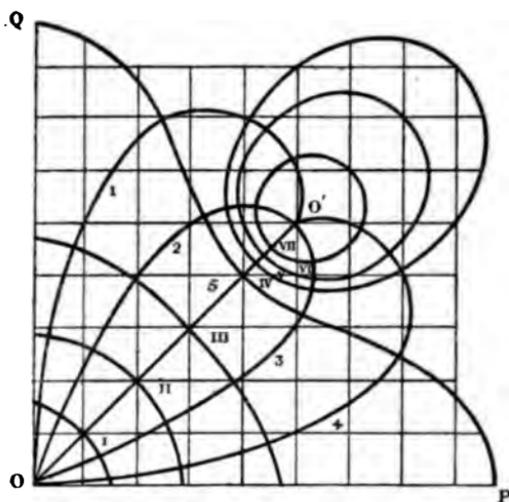
Enfin Kirchhoff a suspendu au-dessus du disque conducteur une très petite aiguille aimantée et vérifié que les déviations qu'elle présentait en face des divers points du disque avaient la valeur prévue par la théorie. Au point de vue de leur intensité, les courants sont donc distribués dans les plaques, comme l'indique la théorie précédente.

On doit à M. Quincke (*) des expériences analogues sur des plaques de forme plus compliquée. La *fig. 31* se rapporte au cas d'une plaque rectangulaire : les deux électrodes occupent l'un des sommets O et un point O' de la diagonale correspondante. Le carré est supposé assez grand, par rapport à la distance OO' des deux électrodes, pour qu'on n'ait pas à tenir compte de la condition à la limite pour les côtés opposés à ceux qui aboutissent en O . La forme des lignes équipotentielles déterminées par l'expérience s'est trouvée identique à leur forme théorique.

(*) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, XCVII, p. 382; 1856. Analysé par Verdet dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLVI, p. 203; 1856.

Il nous en reste encore un remarquable travail de M. Chervet (¹), lequel se trouve étudié au double point de vue théorique et expérimental : 1° le cas de plaques rectangulaires limitées, où les électrodes occupent deux sommets adjacents ; 2° celui d'un conducteur indéfini, dont deux points, situés sur une normale au mur et sur ses deux faces, sont portés à des

Fig. 31.



distances égaux et contraires. M. Chervet a mesuré, à l'électromètre, la force électromotrice entre deux points quelconques d'un conducteur soumis à l'expérience, et apporté de nouvelles confirmations de la loi de Ohm.

M. Adams (²) a fait une série d'expériences très variées, soit sur des feuilles d'étain de diverses formes, soit sur des masses liquides. Supposons d'abord qu'il s'agit d'une feuille d'étain, à laquelle aboutissent un certain nombre de fils conducteurs, puis, après avoir placé l'une des électrodes mo-

CHERVET, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. I, p. 271; 1884, et *Annales de Physique*, 2^e série, t. III, p. 292.

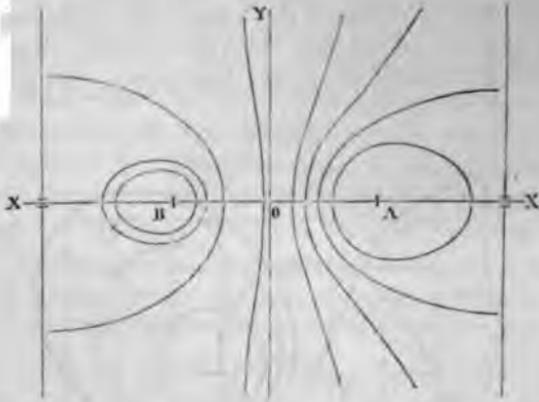
ADAMS, *Proceedings of the Royal Society of London; Bakerian Lecture*, t. I; 1875. Analysé dans le *Traité d'électricité et de magnétisme de Thomson*, traduit par M. Raynaud, t. II, p. 78; Paris, 1881.

LA PILE.

in point A de la feuille, on déplace la seconde élé

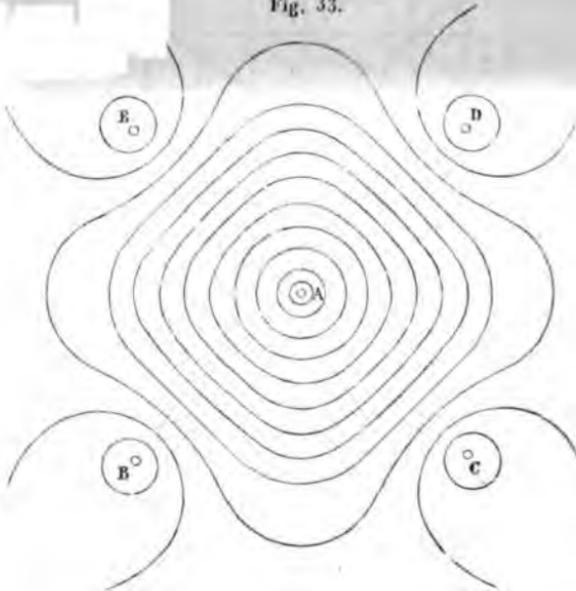
www.libtool.com.cn

Fig. 33.



à surface de la feuille d'étain, de manière

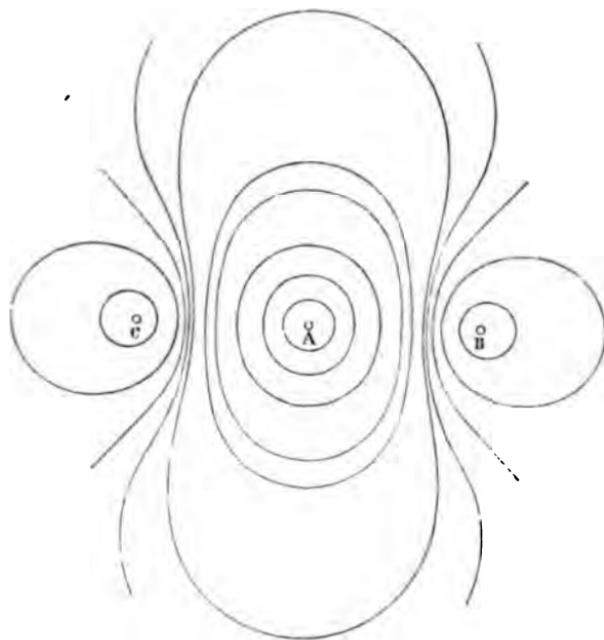
Fig. 33.



maintenir au zéro un galvanomètre à réflexion de Sir W

omson, et chaque fois qu'on a trouvé un point convenable, appuie sur l'électrode, qui est terminée par une pointe fine qui perce un trou dans la feuille d'étain et dans une feuille papier placée au-dessous. La forme des courbes équipotielles se trouve ainsi dessinée en pointillé sur la feuille de papier. Les *fig.* 32, 33 et 34 se rapportent à une plaque carrée :

Fig. 34.

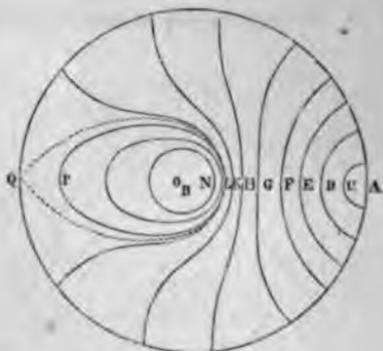


1. Dans la première, deux pôles A et B de nom contraire sont placés sur une ligne XX parallèle aux côtés et passant par le centre; dans la seconde, une électrode A amène le courant au centre du carré; quatre autres électrodes B, C, D, E équidistantes sont placées sur les diagonales et donnent issue au courant; enfin, dans la troisième, une électrode centrale A amène le courant, et deux électrodes B et C équidistantes de A donnent issue sur une parallèle aux côtés du carré. La *fig.* 35 correspond à une plaque circulaire où le courant pé-

nère par le centre B; il sort par un point A de la circonféren

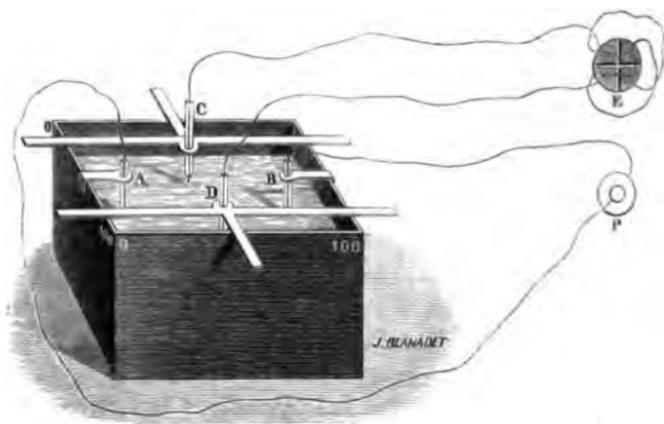
Pour étudier la distribution du courant à l'intérieur des
quides, M. Adams emploie soit des électrodes cylindriq

Fig. 35.



plongeant dans toute la hauteur d'une cuve à parois rectan
gulaires, et alors la distribution du courant se fait comme d
une feuille carrée d'étain; soit des électrodes réduites à

Fig. 36.



point, et alors on a une distribution du courant dans l'espa
ce que l'on peut étudier en déplaçant convenablement les él
trodes mobiles. La fig. 36 représente la disposition employ

liquide est du sulfate de zinc, les électrodes sont en zinc amalgamé : chacune d'elles est enfermée dans un tube de re, de manière à ne présenter au liquide qu'une pointe d'édue négligeable. M. Adams a vérifié, par exemple, que le n perpendiculaire au milieu de la droite joignant les élec- les fixes est une surface équipotentielle.

COURANT DANS UN FIL NON ISOLÉ. — Considérons un fil non é, de longueur l , dont une extrémité A est portée au potentiel fixe V_1 , l'autre extrémité B au potentiel V_0 et qui est t entier plongé dans un milieu dont le potentiel est zéro. pourtour du fil est le siège d'une perte continue d'électrique nous supposons proportionnelle, en chaque point, à aleur V du potentiel. Eu égard à l'analogie du potentiel et la température, le problème de la distribution des poten- s dans ce fil est identique à celui de la distribution des mpératures dans une barre contenue dans une enceinte à 0° , dont une extrémité serait maintenue à la température V_1 , seconde à la température V_0 . Désignons par x la quantité lectricité qui s'écoule par l'unité de surface du fil main- ue au potentiel V , par p son périmètre, par h et s son fficient électrostatique de conductibilité électrique et sa tion; le problème dépend de la résolution de l'équation

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = a^2 V, \quad a^2 = \frac{zp}{hs}.$$

sait qu'elle est satisfaite par

$$V = M e^{ax} + N e^{-ax};$$

a d'ailleurs, pour déterminer M et N, les relations

$$V_1 = M + N,$$

$$V_0 = M e^{al} + N e^{-al},$$

où

$$V = \frac{V_0 (e^{ax} - e^{-ax}) + V_1 (e^{a(l-x)} - e^{-a(l-x)})}{e^{al} - e^{-al}}.$$

L'intensité électrostatique du courant à travers la section J. et B., *La pile.* - IV, 2^e fasc. (1^{re} édit., 1888.) 5

et pour $x = l$

$$i_l = -hsa \frac{V_0(e^{at} + e^{-at}) - 2V_1}{e^{at} - e^{-at}}.$$

Pour $V_1 = V_0$, c'est-à-dire quand les deux extrémités sont en communication avec le même pôle d'une pile, ce qui est d'ailleurs évident par raison de symétrie, $i_0 = -i_l$, et l'intensité du courant est nulle au milieu du fil, ce qui est d'ailleurs évident par raison de symétrie. $V_0 = -V_1$, c'est-à-dire quand les deux extrémités du fil sont en communication avec les deux pôles d'une pile, $i_0 = i_l$, et l'intensité du courant est minimum au milieu du fil ou le potentiel est zéro. Des quantités égales d'électricité s'écoulent du fil dans le milieu extérieur par la région des potentiels positifs, et rentrent du milieu extérieur dans le fil par la région des potentiels négatifs.

L'état permanent dans un fil aérien, dans un câble souterrain ou sous-marin, doit être plus exactement représenté par les formules qui précèdent.

ÉTAT VARIABLE DU COURANT. — Jusqu'ici nous ne nous sommes préoccupés que des phénomènes offerts quand l'état permanent est établi ; mais, lorsqu'on met un conducteur en communication avec les deux pôles d'une pile, ce conducteur qui était partout, je suppose, au potentiel zéro, va se charger jusqu'à ce que ses divers points soient arrivés au pote

bornons-nous à considérer le cas pratique d'un fil rectiligne et nous désignerons par h la conductibilité électrostatique spécifique, par s la section, par γ la capacité électrostatique par unité de longueur. La quantité d'électricité qui pénètre par une section normale du fil pendant le temps dt est $hs \frac{dV}{dx} dt$; la quantité qui s'écoule par une autre section normale située à une distance dx en avant de la première est $hs \left(\frac{dV}{dx} + d \frac{dV}{dx} \right) dt$. Il reste donc dans le cylindre compris entre les deux sections une quantité d'électricité

$$hs \frac{d^2 V}{dx^2} dx dt,$$

si en élève le potentiel d'une quantité $\frac{dV}{dt} dt$. Mais la capacité électrostatique de ce cylindre est γdx . On a donc, pour seconde expression de la quantité d'électricité demeurée dans le cylindre,

$$\gamma \frac{dV}{dt} dt dx,$$

pour l'équation de la propagation de l'électricité

$$hs \frac{d^2 V}{dx^2} = \gamma \frac{dV}{dt},$$

et, en posant $\frac{hs}{\gamma} = \alpha^2$,

$$\frac{dV}{dt} = \alpha^2 \frac{d^2 V}{dx^2}.$$

Pour préciser les conditions du problème, nous supposons que le fil possède une longueur l , que tous ses points sont primitivement au potentiel zéro, que l'on porte subitement une de ses extrémités au potentiel V_1 , et que l'on maintient l'autre extrémité au potentiel zéro. La solution générale de l'équation (1) dans ces conditions est

$$V = V_1 \frac{l-x}{l} - 2\pi V_1 \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n\pi} e^{-\frac{n^2 \pi^2 \alpha^2}{l^2} t} \sin \frac{n\pi}{l} x,$$

qui, pour $t = \infty$, se réduit à

$$V = V_1 \frac{l - x}{l}.$$

Cette dernière équation exprime la distribution des potentiels à l'état permanent.

Considérons divers fils placés successivement dans les conditions ci-dessus spécifiées, et prenons sur ces fils des points tels que $\frac{x}{l}$ ait la même valeur pour tous les fils. Les expressions de V en ces points seront identiques au bout de temps t différents pour chaque fil, mais tels que

$$\frac{x^2 t}{l} = \text{const.}$$

ou

$$(3) \quad \frac{hs t}{\gamma l^2} = \text{const.}$$

En particulier, pour des fils de même matière et de même section, ces temps t sont proportionnels à l^2 .

L'intensité électrostatique du courant en un point quelconque du fil est

$$i = -hs \frac{dV}{dx} = V_1 \frac{hs}{l} \left(1 + 2\pi \sum e^{-\frac{n^2 \pi^2 x^2 t}{l^2}} \cos \frac{n\pi}{l} x \right);$$

remarquons actuellement que $\frac{l}{hs}$ est la résistance électrostatique r du fil, V_1 la différence de potentiel constante entre les deux extrémités; l'intensité i_1 , quand l'état permanent est établi, est la même en tous les points du fil et a pour valeur

$$(4) \quad i_1 = \frac{V_1}{r} = V_1 \frac{hs}{l}.$$

Donc enfin

$$(5) \quad i = i_1 \left(1 + 2\pi \sum e^{-\frac{n^2 \pi^2 x^2 t}{l^2}} \cos \frac{n\pi}{l} x \right).$$

n des points tels que $\frac{x}{l}$ ait la même valeur pour tous les fils, l'intensité i acquise est une fraction déterminée de l'intensité permanente, au bout de temps tels que

$$5) \quad \frac{hsl}{\gamma l^2} = \text{const.}$$

cette équation est identique à l'équation (3); on voit donc que, quand le potentiel a atteint, aux points correspondants des différents fils, une même fraction déterminée de sa valeur finale, le courant a pris en ces points une même fraction de son intensité finale.

On possède quelques expériences intéressantes, réalisées par Gaugain, sans aucune préoccupation théorique, qui nous fournissent des vérifications remarquables. Gaugain (1) prit des conducteurs imparfaits, des fils de coton ou des colonnes d'huile grasse dans des tubes de gomme laque. Il les mettait en communication avec une source d'électricité haut potentiel par une de leurs extrémités, avec le sol par l'autre extrémité opposée. La propagation était si lente qu'on pouvait aisément la suivre de proche en proche. Quand l'état permanent était établi, on isolait la masse, qui était alors chargée d'une quantité d'électricité déterminée q . Gaugain trouva que q est variable avec la surface extérieure, et aussi avec la section du conducteur, et qu'elle est la moitié de la charge limite que prendrait le conducteur s'il était isolé. Cela prouve déjà que, quand l'état permanent est établi, les potentiels décroissent régulièrement d'une extrémité à l'autre, conformément à la loi de Ohm.

Gaugain mesurait ensuite la durée T de la période variable, c'est-à-dire, pratiquement, le temps que met le courant à acquiescer une intensité qui est une fraction déterminée, très voisine de l'unité, de son intensité finale. Il trouva que cette durée T ,

(1) GAUGAIN, *Sur la propagation de l'électricité à la surface des corps isolants* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLVII, p. 735; t. L, p. 395; t. LI, p. 932; et *Annales de Chimie et de Phys.*, 3^e série, t. LX, 326, et t. LXIII, p. 313; 1861).

qui théoriquement doit être comprise dans la formule (6) pour une valeur convenable de la constante, est proportionnelle à q , au carré l^2 de la longueur du fil et en raison inverse de la section s ,

$$T = m \frac{ql^2}{cs}.$$

Or la charge q est proportionnelle à γ : donc

$$T = K \frac{\gamma l^2}{hs};$$

c'est la formule (6) résolue par rapport à t (*).

La durée de l'état variable est proportionnelle à la capacité γ . Celle-ci peut devenir très grande pour des fils plongés dans l'eau ou enfouis dans le sol, ou entourés d'enveloppes métalliques comme les câbles sous-marins. Siemens (2) avait déjà constaté qu'alors ils se chargent comme des condensateurs, parce que l'électricité libre sur le fil appelle et condense de l'électricité contraire sur l'armature extérieure. Ce point fut étudié par Faraday et Wheatstone. Faraday (3) opéra sur 200 paquets réunis de fils recouverts de gutta-percha, ayant

(*) Avant d'avoir des idées nettes sur le mode de propagation de l'électricité, les physiiciens, guidés par une fausse analogie, avaient cherché à déterminer sa *vitesse*. A cet effet, ils interposaient, le long d'un câble dont une extrémité communiquait avec le sol, des appareils galvanoscopiques plus ou moins délicats et déterminaient la durée au bout de laquelle l'effet du courant devenait appréciable. La quantité ainsi mesurée est extrêmement mal définie et variable avec toutes les circonstances des mesures : aussi les résultats trouvés ne présentèrent-ils aucune concordance. Nous nous dispenserons d'y insister. Pour l'histoire de la question de la *Vitesse de l'électricité*, on consultera avec profit les *Leçons sur la vitesse de propagation de l'électricité*; conférences faites à l'École Normale, t. IV des *Oeuvres complètes de Faraday*, p. 459. On lira aussi avec intérêt le Mémoire de MM. Guillemin et Barroul, *Recherches sur la transmission de l'électricité dans les fils télégraphiques* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, I; 181); GUILLEMIN, *ibid.*, p. 473 et 913; t. LII, p. 554; *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LX, p. 385; 1860.

(2) SIEMENS, *Pogg. Ann.*, CII, p. 66.

(3) FARADAY, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. VII, p. 396, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLI, p. 123.

acun 800^m de longueur ; ils étaient suspendus dans l'eau en canal. Wheatstone (1) fit ses expériences sur un câble us-marin enveloppé de fil de fer et qui contenait six fils : cuivre qu'on pouvait réunir en un seul, dont la longueur totale était de 1062^{km} ; voici les résultats communs de ces expériences :

1° Le fil étant isolé par un bout et mis en communication avec l'autre avec le pôle positif d'une pile dont le négatif touchait au sol, on vit un courant s'élaner dans le fil pendant une ou deux secondes, puis cesser ; cela prouve que le fil tend lentement de l'électricité et arrive à un état de charge permanente.

2° On enlève la pile et l'on touche à la main le bout du fil avec lequel elle a été mise en communication. On éprouve une commotion qui se reproduit plusieurs fois si les contacts sont courts et successifs. Cela prouve que le fil se décharge.

3° On place aux deux extrémités et au milieu du fil trois galvanomètres. Quand on charge l'un des bouts avec une pile, le courant acquiert successivement dans le premier, le deuxième et le troisième galvanomètre l'intensité suffisante pour produire une déviation appréciable après des intervalles de temps qui dépassent quelquefois deux secondes.

4° M. Clark (2) étudia deux fils très longs et égaux, l'un aérien, l'autre immergé dans l'eau. Il lançait le courant dans tous les deux à la fois par l'une des extrémités, et le recevait l'autre par deux pointes de fer appuyées sur un cylindre durissant, couvert de papier humide imprégné de cyanoferrure de potassium. Le fer produisait une tache de bleu de Prusse sur le papier. Or on reconnut : 1° que la tache bleue est toujours en retard pour le fil enfoui, ce qui prouve que la propagation est moins rapide ; 2° que le trait est faible en commençant, qu'il augmente ensuite et qu'il s'affaiblit peu à peu pour le fil enfoui, tandis qu'il est nettement terminé et d'épaisseur

(1) WHEATSTONE, *Philosophical Transactions*, p. 583, 1834 ; *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. X, p. 56, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, XLVI, p. 126 ; 1856.

(2) FARADAY et L. CLARK, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. IX, p. 161.

constante avec le fil aérien. Cela montre que, dans le premier cas, le courant de sortie est d'abord faible, qu'il grandit ensuite, et qu'il cesse lentement. Il y a donc une période d'établissement, un état stationnaire et une période de charge.

Tous ces résultats sont en accord général avec la théorie d'Ohm, mais il est à regretter que leurs auteurs n'aient pas plus souvent guidés par des notions théoriques exactes sur les phénomènes qu'ils soumettaient à l'expérience. Au reste, le problème général de l'état variable des courants dans des circuits non rectilignes ne peut être traité d'une manière complète indépendamment des phénomènes d'induction. Nous reviendrons sur ce sujet dans une autre partie de ce Volume.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE IV.

URE DES RÉSISTANCES ET DES FORCES ÉLECTROMOTRICES.

Unités pratiques de résistance, de force électromotrice et d'intensité magnétiques. — Étalons de résistance. — Boîtes de résistance. — Étalons de résistances.

Unités des résistances. — Méthodes de Pouillet, de Wheatstone et de Becquerel. — Pont de Wheatstone. — Mesure de la résistance avec l'alvanomètre, d'une pile. — Emploi du shunt. — Mesure de résistances très faibles. — Emploi des électromètres pour la mesure des résistances. — Résultats généraux. — Tableaux des résistances spécifiques. — Relation hypothétique entre les conductibilités électriques et les résistances.

Unités de force électromotrice. — Mesure des forces électromotrices. — Méthodes de Fechner et de Wheatstone. — Méthode d'opposition. — Méthode de compensation. — Emploi des électromètres.

UNITÉS PRATIQUES DE RÉSISTANCE, DE FORCE ÉLECTROMOTRICE ET D'INTENSITÉ. — Les unités électrostatiques de résistance, de force électromotrice et d'intensité sont peu usitées. On emploie habituellement, dans la pratique, les unités électromagnétiques ; et comme celles-ci ont des grandeurs absolues ou qui sont trop petites, ou trop grandes pour l'usage vulgaire, on préfère de préférence les mesures à l'aide d'un multiple ou sous-multiple spécial de chacune de ces unités, que l'on choisit de telle sorte que la loi de Ohm leur soit directement applicable, sans introduction de coefficient numérique. Un accord international s'est établi à cet égard entre les nations de tous les pays, au Congrès de Paris, en septembre 1881. Les unités pratiques ont été définies ainsi qu'il

l'unité pratique de résistance est l'*ohm*, égal à 10^9 unités magnétiques C. G. S. de résistance :

2° L'unité pratique de force électromotrice est le *volt*, égal à 10^8 unités électromagnétiques C. G. S. de force électromotrice ;

3° L'unité pratique d'intensité est l'*ampère*, égal à 10 unités électromagnétiques C. G. S. d'intensité.

On peut appliquer la loi de Ohm à ces unités, car on a idéalement

$$10^{-1} = \frac{10^8}{10^9}.$$

Désignons donc par I l'intensité du courant évaluée en ampères, par E et par R la force électromotrice en volts et résistance en ohms ; exprimons toutes les grandeurs en unités C. G. S. et appliquons-leur la loi de Ohm ; nous aurons ainsi

$$I \cdot 10^{-1} = \frac{E \cdot 10^8}{R \cdot 10^9},$$

ou simplement

$$I = \frac{E}{R},$$

comme si chaque grandeur avait été exprimée en unités absolues.

On a aussi adopté des unités pratiques de quantité et de capacité électromagnétiques telles que les relations fondamentales

$$Q = It,$$

$$C = \frac{Q}{E}$$

leur soient directement applicables. Ce sont :

4° Le *coulomb*, unité pratique de quantité, égal à 10 unités électromagnétiques C. G. S. de quantité. Un courant de 1 ampère débite un coulomb par seconde.

5° Le *farad*, unité pratique de capacité, égal à 10^{-9} unités électromagnétiques C. G. S. de capacité. Le farad est la capacité d'un condensateur tel qu'une charge de un coulomb produit une force électromotrice de un volt entre ses deux armatures.

unités, on joint quelquefois une unité pratique de , telle que le travail W exécuté par seconde par un le I ampère traversant une résistance de R ohms né par

$$W = RI^2,$$

ment à la loi de Joule. C'est :

Watt, égal à 10^7 unités C. G. S. de puissance. Le watt usqu'ici, d'existence officielle.

tant que nous avons défini les unités, nous pouvons à réaliser des mesures.

DE RÉSISTANCE. — Il ne suffit pas d'avoir fixé d'une bstraite l'unité de résistance; il faut savoir construire i qui possède une résistance électrique égale à cette *a priori*, nous sommes libres de choisir arbitrairement dont notre étalon sera formé; si la conductibilité : qui la caractérise est exprimée en ohms par k et donnions à l'étalon la forme d'un fil cylindrique dont ons arbitrairement la section s , la longueur l qu'il a de lui donner sera telle que $\frac{l}{ks} = 1$. On pourra re- i volonté l'étalon de résistance autant de fois qu'on i, en un lieu et dans un temps quelconque, pourvu serve une valeur parfaitement invariable pour la ma- l'on a choisie.

e là qu'on doit écarter de la confection des étalons stance qui serait mal définie ou dont l'état molécul- t sujet à des variations accidentelles. Pouillet (1) a mercure à zéro, parce qu'on peut toujours, en le e ramener au même état : ce choix est irréprochable ve d'autre difficulté que celle de se procurer des tubes liers pour y enfermer la colonne de mercure qui talon. Si le tube qu'on emploie n'est pas exactement suffit de l'étudier à l'aide d'une colonne de mercure es millimètres et d'un poids p que l'on y introduit;

Ann. de Chimie et de Physique, 3^e série, t. XVII, 1847.

on la fera glisser d'un bout à l'autre; elle prendra des longueurs l, l', l'', \dots et aura des sections moyennes $\frac{P}{lD}, \frac{P}{l'D}, \frac{P}{l''D}, \dots$ que l'on calculera; puis, si l'on remplit le tube entier d'une colonne continue de mercure, elle se composera d'une suite de longueurs égales à l, l', l'', \dots , dont les sections seront connues et dont les résistances seront

$$\frac{l^2 D}{P}, \quad \frac{l'^2 D}{P}, \quad \frac{l''^2 D}{P}, \quad \dots;$$

elle équivaudra à une colonne unique L d'un millimètre carré de section, et dont la longueur L serait

$$L = \frac{D}{P} (l^2 + l'^2 + l''^2 + \dots).$$

Toute difficulté de ce chef est donc écartée (1).

Les physiciens sont aujourd'hui unanimes à adopter le choix de Pouillet, et le Congrès des Électriciens a décidé (2) que l'unité pratique de résistance, l'ohm, serait désormais définie par la longueur d'une colonne de mercure pur à zéro, ayant pour section un millimètre carré et possédant une résistance égale à cette unité. Plus tard, la Conférence internationale pour la détermination des unités électriques (3), abandonnant le terrain des définitions abstraites, pour passer sur celui de la pratique, a fixé la longueur de cette colonne mercurielle à 106^{cm} exactement.

L'étalon construit d'après ces prescriptions est désormais

(1) On obtiendra plus d'exactitude dans l'évaluation de la résistance de la colonne, en la considérant comme formée d'une série de troncs de cône, et non d'une série de cylindres. Ce mode de calcul très simple a été indiqué par M. Crova, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 34; 1874. L'exactitude des calibrages a été poussée aux dernières limites dans les recherches de M. Benoit, en vue de construire des étalons mercuriels de l'ohm. Nous renverrons le lecteur au Mémoire original (*Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 5.)

(2) Résolution prise à l'unanimité dans la séance du 21 septembre 1881 (*Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 421).

(3) Résolution prise dans la séance du 3 mai 1884 (*Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 229).

ohm légal, qu'il faut distinguer de l'ohm théorique, exactement égal à 10^9 unités C. G. S. de résistance électromagnétique. Il en diffère comme le *mètre légal* se distingue du mètre défini par la quarante-millionième partie de la longueur du méridien terrestre, dont il n'est que la réalisation plus ou moins imparfaite.

Les étalons prototypes de l'ohm légal, construits au Bureau International des Poids et Mesures par MM. Benoit et de Neville (1), sont formés essentiellement d'un tube de verre rectiligne, calibré avec une extrême précision et réduit, par une sape progressive des extrémités, à la longueur exacte qu'il doit posséder d'après son calibrage, pour équivaloir, au point de vue de la résistance, à un tube de 1^{mm} de section et de 06^{cm} de long. Les deux extrémités du tube de verre sont introduites dans de grands flacons pleins de mercure, où elles pénètrent par des tubulures latérales (2); enfin, le remplissage du tube a lieu dans le vide, de manière à éliminer toute trace d'air adhérente aux parois. Toutes les opérations de calibrage ont été faites à la température ambiante; mais, comme on connaît exactement la dilatation du mercure et qu'on a étudié celle du verre dont sont formés les étalons, on a pu ramener les résultats à 0° ; les étalons répondent donc exactement à leur définition à cette température. Ils s'en écartent aux températures ordinaires d'après un facteur de correction qu'on détermine par des expériences de mesures électriques.

On se rendra compte du degré de précision atteint dans la construction de ces étalons par les résultats qu'ils ont fournis quand on les a comparés entre eux électriquement.

(1) *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 5; 1875.

(2) La résistance de ces étalons est très légèrement supérieure à celle que l'on calculerait d'après la capacité du tube. Il faut, en effet, tenir compte de la résistance apportée par le mercure qui établit la communication entre l'extrémité capillaire du tube et le cylindre de mercure, de résistance négligeable, contenu dans les flacons. A cet effet, on ajoute, pour chaque extrémité, à la longueur vraie du tube, une longueur fictive égale aux $0,82$ de son diamètre (valeur théorique calculée par lord Rayleigh; en accord avec les expériences de MM. Mascart, Benoit et de Neville, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 230).

0,999994 fourni par les calibrages. Les différences qu'ils sentent entre eux sont très inférieures au 0,0001 de valeur.

En dehors de ces étalons prototypes, on construit de longs mercuriels secondaires, formés de tubes capillaires viron 1 mm de section et 106 cm de long, repliés sur eux-mêmes puis contournés en spirale comme des bobines et terminés à chaque extrémité par un réservoir sphérique ou cylindrique dans lequel plonge une lame de platine. On les remplit de mercure dans le vide, comme les étalons prototypes ; on détermine la valeur exacte de leur résistance à 0° par comparaison avec ces derniers. Leur forme ramassée et leur diamètre les rendent aisément maniables ; on les plonge sans danger dans un bain-marie, ou même dans la glace, dont ils prennent très rapidement la température. Leur résistance R à t° est à leur résistance à 0° par la formule

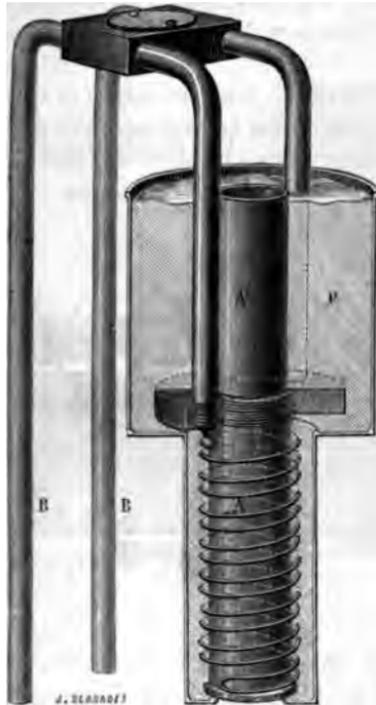
$$R = R_0 (1 + 0,0008649 t + 0,00000112 t^2),$$

établie par MM. Mascart, de Nerville et Benoit (1).

On emploie aussi des étalons secondaires, soit en platine, soit formés d'un alliage d'argent avec 33,4 pour cent de platine, dont la résistance varie beaucoup moins par rapport à la température que celle d'un métal pur. Le fil, isolé par plusieurs couches de soie (fig. 37), est replié en deux, puis roulé sur une bobine A : ses extrémités sont soudées

tiges B de gros diamètre qui se recourbent à l'extérieur et qu'on plonge dans des godets pleins de mercure quand on veut se servir de la bobine étalon. Le fil est noyé dans de la

Fig. 37.



paraffine P et protégé par une double enveloppe extérieure C et intérieure A' (¹).

(¹) Dès 1871, l'Association Britannique avait ainsi construit un certain nombre d'étalons provisoires de l'ohm représentant en moyenne une colonne de mercure de 1^{mm} de section et de 104^{cm},93 de long. Leur valeur en ohms légaux est égale à 0,9861.

Ces unités anciennes sont désignées par les lettres B.A.U. Elles ont servi à construire un grand nombre de boîtes de résistance que l'on rencontre encore, soit dans le commerce, soit dans les laboratoires. On y trouve aussi des boîtes en unités Siemens (U.S) faites pour représenter la résistance à 0 d'une colonne de mercure de 1^{mm} de section et de 1^m de long. Une unité Siemens vaut $\frac{100}{106}$ ou 0,9415 d'ohm légal.

La bobine ainsi disposée ne correspond rigoureusement sa valeur nominale qu'à une température déterminée, qui doit être inscrite par le constructeur sur l'enveloppe extérieure. En plongeant l'appareil (sauf les tiges) dans un bain d'eau à cette température, on aura entre les mains un étalon exact qui permettra d'exécuter des mesures toujours comparables.

BOITES DE RÉSISTANCE. — Pour les mesures courantes, on réunit dans une boîte unique un certain nombre de bobines de résistance, représentant l'ohm légal et ses multiples, et pour donner, par leurs combinaisons, toutes les résistances d'un

Fig. 38.



nombre entier d'ohms jusqu'à une certaine limite. On dispose habituellement de la valeur des bobines comme de celle des poids composant une boîte à poids. Ainsi la boîte représentée (fig. 38) comprend treize bobines valant respectivement en ohms,

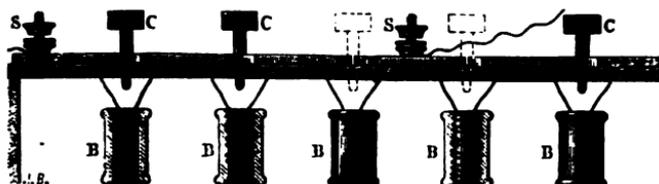
1	10	100	1000
2	20	200	
2	20	200	
5	50	500	

et permet de former toutes les résistances d'un nombre en ohms au plus égal à 2110.

Les extrémités de deux bobines consécutives B, B (fig. 38) communiquent avec des plaques de cuivre fixées sur une la

ite et séparées les unes des autres par un intervalle
 'par exemple; elles sont un peu évidées par le milieu,
 nière à pouvoir être mises en communication par une
 e métal cylindrique C, à manche d'ébonite. Quand on
 ne clef, on établit par les plaques de cuivre une dériva-

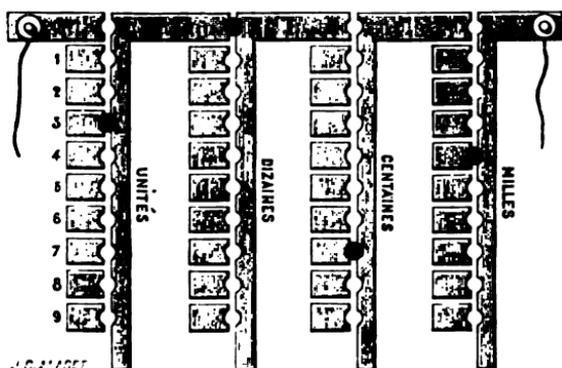
Fig. 39.



de résistance négligeable, ce qui revient pratiquement à
 mer du circuit la bobine correspondante. Les plaques
 vre présentent en leur milieu des trous, dans lesquels
 it également poser des clefs S pour attacher au besoin
 de circuit dérivés.

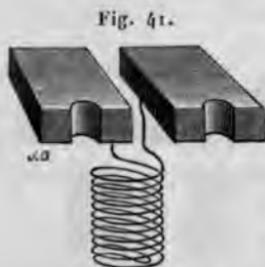
boîtes offrent un inconvénient: c'est qu'en serrant une
 e, on s'expose à desserrer un peu la cheville voisine, ce

Fig. 40.



nit à l'exactitude des mesures. Pour y remédier, on a
 uit des boîtes décimales (*fig. 40 et 41*), comprenant
 nes égales à 1 ohm légal, 9 bobines de 10 ohms, 9 de
 B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (1^{re} édit., 1888). 6

100 ohms, etc. Les fils d'une même dizaine sont groupés de telle sorte qu'une seule cheville placée successivement devant les nombres 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 introduise dans le circuit le nombre de bobines correspondant. A cet effet, les 9 bobines



sont placées en série à la suite l'une de l'autre; l'extrémité antérieure de la série communique avec une première borne, l'autre extrémité de la série est isolée; mais les extrémités de chaque bobine sont en communication (fig. 41) avec de petites plaques de cuivre qui, par l'intermédiaire de la cheville unique, peuvent être mises en relation avec une longue plaque de

cuivre en relation avec la deuxième borne. On peut ainsi à volonté mettre 1, 2, 3, ... bobines dans le circuit. Ainsi, dans la fig. 40, le circuit comprend une résistance de 4703 ohms.

RHÉOSTAT. — L'idée d'employer des boîtes de résistance étalonnées est très récente et a été introduite par la pratique de la télégraphie. Il est quelquefois plus convenable d'avoir recours à des appareils dont la résistance est susceptible de varier d'une manière continue, de sorte que l'on puisse réaliser une résistance quelconque d'un nombre d'ohms entier ou fractionnaire: tel est l'objet des appareils connus depuis longtemps sous le nom de *rhéostats*.

Le plus simple et le plus précis avait été imaginé par Pouillet. Il se réduit à un fil de platine fixé par une de ses extrémités C' (fig. 44) à l'un des conducteurs du circuit E'D' monté sur la poulie I et tendu horizontalement par le moyen de poids. Un bouchon D', dans lequel est creusée une cavité pleine de mercure en communication avec l'autre conducteur C'A', peut glisser sur le fil de manière à faire varier à volonté la longueur C'D' du fil et par suite la résistance auxiliaire intercalée dans le circuit.

Wheatstone (1) imagina un rhéostat plus compliqué, dont

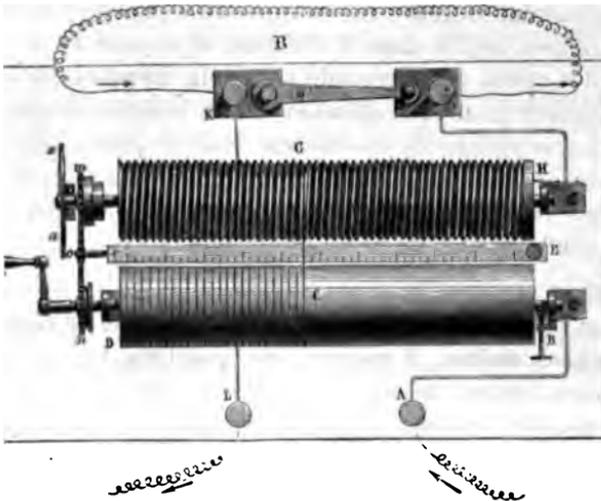
(1) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1843.

un bon usage, malgré les défauts inhérents à ce genre de rhéostat.

www.libtool.com.cn

Sur une table de bois sont placés horizontalement et parallèlement un cylindre de cuivre C et une vis de bois ou de métal, dont le pas est de 1^{mm} (fig. 42). Tous deux ont un

Fig. 42.



pas égal, et peuvent tourner autour de leur axe dans le même sens et de la même quantité. Le mouvement est donné à la manivelle P et se transmet à la vis D et au cylindre C par deux roues d'engrenage égales *m* et *n*, reliées par un pignon. Un fil métallique bien homogène et très fin est enroulé sur le métal, de G en H dans les sillons de la vis, et le nombre des tours augmente ou diminue sur celle-ci suivant qu'il faut marcher la manivelle dans un sens ou dans l'autre. À chaque circonférence que l'on fait, le fil de jonction a une épaisseur de 1^{mm}, le nombre de tours total se mesure par une échelle EF, et les fractions de tour sont appréciées par un vernier. Considérons maintenant que le courant vienne de A en B, il passera le cylindre de B en C sans éprouver de résistance; puis il passera de C en G et parcourra toutes les

aujourd'hui, réside dans la difficulté d'assurer un bon contact des spires du fil enroulé sur la vis. La précision n'est pas assurée pour la réalisation d'une résistance exacte égale à une résistance donnée est donc en partie illusoire. L'isolement n'est pas le même en différents endroits et les variations variables altèrent, suivant une loi inconnue, la résistance réelle de la portion du fil enroulé.

BOITE DE RÉSISTANCES EN DÉRIVATION. — Au reste, les appareils ne sont pas les seuls appareils qui permettent de réaliser des résistances variant, à volonté, de quantités très faibles pour une mesure déterminée, on a besoin d'une résistance d'un nombre d'ohms fractionnaire, on peut avoir à une disposition spéciale de bobines, représentées par la

Fig. 43.



L'une des extrémités de chaque bobine communie

et toutes les bobines aient une valeur commune égale à 1 ohm. Quand une seule bobine est dans le circuit, la résistance ρ de celui-ci est de 1 ohm ; quand il y en a deux,

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{1} + \frac{1}{1} = 2, \quad \rho = \frac{1}{2}.$$

On aura de même avec 3, 4 bobines, $\rho = \frac{1}{3}$, $\rho = \frac{1}{4}$, ...
 Supposons, en second lieu, que les bobines aient pour résistance 1, 2, 4, 8, ... On pourra réaliser alors un très grand nombre de combinaisons résumées dans le Tableau suivant sur le cas de 4 bobines ; on n'a considéré que les dispositions donnant des résistances inférieures à 1 ohm.

Bobines	ρ .	Bobines.	ρ .	Bobines.	ρ .
1 et 2	$\frac{2}{3}$	1, 2 et 4	$\frac{3}{7}$	1, 2, 4 et 8	$\frac{8}{15}$
1 et 4	$\frac{4}{5}$	1, 2 et 8	$\frac{8}{13}$		
1 et 8	$\frac{8}{9}$	1, 4 et 8	$\frac{8}{11}$		

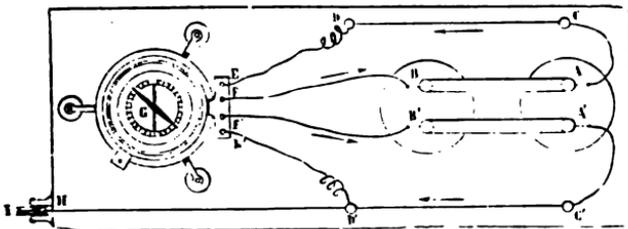
L'usage de ces boîtes n'exige, de la part de l'expérimentateur, qu'une certaine habitude des combinaisons.

MESURE DES RÉSISTANCES.

MÉTHODES DE POUILLET, DE WHEATSTONE, DE M. ED. BECQUEREL.

On peut employer, pour la mesure des résistances, des méthodes très variées. Pouillet (¹), auquel on doit les premières

Fig. 44.



mesures précises, employait deux couples thermo-électriques A' B' (fig. 44) aussi identiques que possible ; il les plaçait

POUILLET, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII, 1846.

l'un auprès de l'autre, faisait plonger leurs extrémités A, A' dans un vase plein d'eau bouillante, et entourait de glace les autres soudures B, B'. Les deux courants passaient dans le galvanomètre différentiel G, en suivant les circuits ACDEFB, A' C' D' E' F' B', qui se composaient de deux conducteurs égaux et fixes, à l'exception des deux parties variables CD et C'D'; CD était le fil dont on voulait trouver la conductibilité k ; C'D' était le rhéostat de Pouillet décrit ci-dessus (p. 82*).

On transportait en C l'extrémité D du fil DE, et l'on rapprochait D' de C' jusqu'à ce que la déviation du galvanomètre fût nulle. A ce moment les deux circuits étaient égaux; ensuite on interposait le fil CD dans le premier courant, on éloignait D' jusqu'à annuler de nouveau la déviation, et la course du bouton mesurait la longueur du fil de platine équivalente à CD. On calculait ensuite sans peine le rapport des conductibilités.

Le principal reproche à adresser à la méthode de Pouillet, c'est qu'il est pratiquement très difficile d'obtenir deux éléments thermo-électriques dont les forces électromotrices soient suffisamment voisines pour qu'on puisse négliger leurs différences.

Wheatstone (*) employa plus tard une méthode fondée sur l'emploi de son rhéostat. Sur la table portant ce rhéostat (fig. 44) on a placé une seconde poupée K vis-à-vis de la première I; toutes deux peuvent être réunies ou séparées par un bras métallique M assez gros pour n'avoir pas de résistance sensible. Supposons qu'elles soient d'abord réunies: le courant passera par le rhéostat, reviendra par IMKL jusqu'au bouton L et jusqu'à la pile par l'intermédiaire d'un galvanomètre dont on notera la déviation. Si l'on sépare ensuite les poupées I et K en écartant le bras M, la communication sera interrompue; mais on la rétablit par le fil IRK dont on veut trouver la conductibilité; ce fil est traversé par le courant, qu'il affaiblit, parce qu'il oppose une résistance déterminée, et l'on fait tourner le rhéostat de manière à diminuer de n le nombre de tours enroulés sur GH, jusqu'à ce que la déviation soit redevenue la même qu'avant l'introduction du fil d'é-

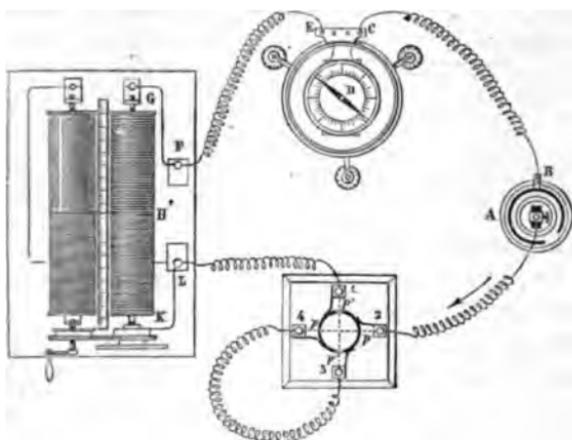
(*) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1843.

ve. D'une part, on a introduit la résistance $\frac{l'}{k's'}$ du fil à
 www.libtool.com.cn
 er; de l'autre, on a supprimé celle du fil déroulé qui est
 $\frac{l}{ks}$, et, puisque le courant est resté le même, il faut que

$$\frac{2\pi r n}{ks} = \frac{k's'}{l'}$$

fig. 45 représente une autre disposition qui produit le même
 . Le courant d'une pile A arrive d'abord à un commuta-
 dont la ligne d'interruption est en $p'p'$; il passe de 3 à 4
 le fil d'épreuve, de 1 à LH'G dans le rhéostat, de F à E

Fig. 45.



C dans un galvanomètre EDC, et il revient en B : on note
 viation δ . Ensuite on tourne la ligne d'interruption en pp' ;
 urant marche de 2 à 1 sans passer par le fil d'épreuve ;
 viation augmente; mais on la ramène à δ en augmentant
 tours la longueur du fil enroulé sur la vis.

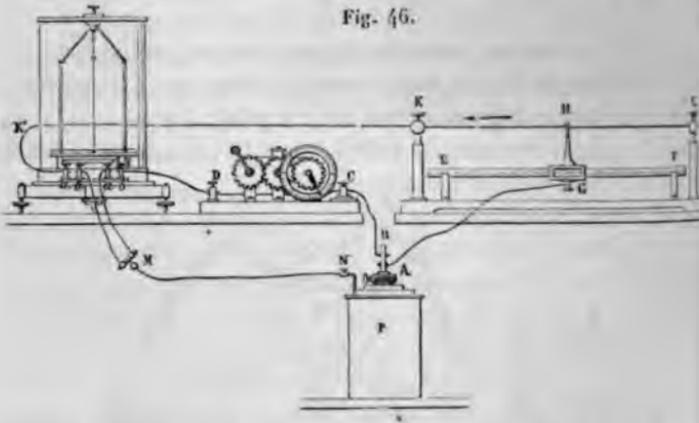
1 doit à M. Ed. Becquerel des expériences fort soignées,
 utées au moyen d'une méthode un peu différente, mais
 eure, qu'avait imaginée son père (1), et qu'il a perfec-
 iée (2) (fig. 46).

BEQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXXII.

ED. BEQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XVII, 1846.

Le courant partant de A se divise en deux autres : l'un, BC, traverse le rhéostat CD, le fil bb' d'un galvanomètre différentiel et le conducteur bMN qui le ramène à la pile ; l'autre courant AG arrive en G à une règle de cuivre divisée EF, au dessus de laquelle est tendu le fil d'épreuve LK ; il pénètre

Fig. 46.



dans ce fil par une poupée GH qui glisse sur EF ; il traverse portion HK, se rend par KK' dans le fil aa' du même galvanomètre, et enfin il rejoint le pôle négatif par aMN . On voit qu'enroulant ou déroulant le rhéostat, on augmentera ou l diminuera à volonté la résistance du premier courant, et qu'en faisant glisser la poupée de K en H, on interposera dans le circuit des longueurs HK du fil d'épreuve qui se mesureront sur la règle EF par le vernier G.

On commence par mettre cette poupée tout près de K, dans une position initiale quelconque, et par faire jouer le rhéostat jusqu'à ramener le galvanomètre au zéro ; ensuite on augmente HK d'une quantité l et le fil isolé du rhéostat de $2\pi r n$, jusqu'à rétablir l'égalité de deux courants : l et $2\pi r n$ ont la même résistance.

PONT DE WHEATSTONE. — Wheatstone (*) a imaginé, pour la mesure des conductibilités, un procédé très élégant fondé sur

(*) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1843.

ariétés des circuits dérivés. Le fil conducteur de la pile que en A et en D (fig. 47), et les deux branches ABD, nt réunies par un fil ou

C sur lequel se trouve

n galvanomètre : cher-

condition pour que le

soit nul à travers le pont.

t r , r' , R , R' les résis-

') des quatre branches

BD, BC ; i et i' les inten-

courant en AB et en AC :

e courant est nul dans le

, l'intensité i du courant

ême en AB et en BD, l'intensité i' la même en AC et

Les circuits fermés ABC, BDC fournissent donc les

uations

$$iR - i'R' = 0, \quad ir - i'r' = 0,$$

l tire immédiatement

$$\frac{r}{r'} = \frac{R}{R'}$$

la condition cherchée.

osé, formons les branches AB et AC de résistances R ,

ues, mettons en BD la résistance r à mesurer et de D

rhéostat ou une boîte de résistances que nous régle-

manière à annuler le courant dans BC. La résistance

de r pourra alors être calculée par la formule (1). Il est

quer que cette méthode de mesure n'exige pas que la

employée soit constante, puisque l'équation (1) ne

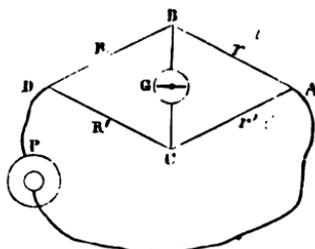
nd ni la force électromotrice ni la résistance de la pile.

pport $\frac{R}{R'}$ est arbitraire, mais il y a le plus souvent avan-

prendre égal à 1. On peut évidemment intervertir les

tes les mesures étant désormais exprimées dans le système électro-
 ne, nous nous affranchirons, pour la commodité de l'écriture, de la
 nous nous sommes imposée jusqu'ici d'affecter exclusivement les
 res aux grandeurs exprimées dans le système électrostatique.

Fig. 47.



positions de la pile P et du galvanomètre G qui occupent les deux diagonales de la figure ABCD formée par les quatre résistances : si l'équilibre était établi avant la substitution de la pile au galvanomètre, il subsistera encore après.

On trouve dans le commerce des boîtes de résistances disposées en pont de Wheatstone. La *fig. 48* montre la disposition de

Fig. 48.



l'un des modèles employés. La première rangée de bobines renferme les branches AB et AC du pont, dont on fait les résistances égales les deux rangées postérieures de bobines forment une boîte de résistance ordinaire qui sera la troisième branche CD du pont. La résistance à mesurer est intercalée entre B et D.

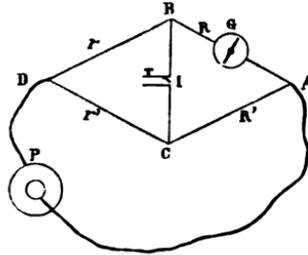
Dans la *fig. 48*, le galvanomètre est remplacé sur la branche BC par un électromètre E, dont les deux paires de quadrants communiquent respectivement en B et en C. Quand les deux points sont au même potentiel, ce que l'électromètre E permet de reconnaître avec exactitude, le courant serait nul dans un fil réunissant directement B et C, et la relation

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

se trouve encore satisfaite.

MÉTHODE DE LA RÉSISTANCE D'UN GALVANOMÈTRE. — Sir W. Thomson (1) a modifié la méthode du pont de Wheatstone pour passer à la mesure de la résistance d'un galvanomètre. Celui-ci est placé en G (fig. 49), sur des branches AB du pont, de sorte que la branche BC peut à volonté être interrompue en I. On choisit arbitrairement les résistances r et r' , et l'on règle la résistance R' de telle sorte que la déviation du galvanomètre devienne invariable quand on interrompt ou qu'on rétablit la branche BC. On a alors

Fig. 49.

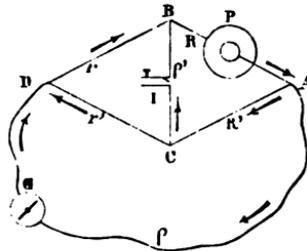


$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

l'on déduit R.

MÉTHODE DE LA RÉSISTANCE D'UNE PILE. — M. Mance (2) a indiqué une méthode analogue pour mesurer la résistance d'une pile. Il intervertit les positions occupées par la pile et le galvanomètre dans l'expérience précédente, et l'on règle encore la résistance R' , de telle sorte que la déviation du galvanomètre ne change pas quand on ouvre ou qu'on ferme le pont BC. La résistance R de la pile satisfait alors la condition

Fig. 50.



$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

pour démontrer cette relation, désignons par E la force électromotrice de la pile P (fig. 50), par I, I', i, i' les intensités qui existent dans les branches dont les résistances sont R, R', r,

W. THOMSON, *Proceedings of the Royal Society*, 19 janvier 1871.

MANCE, *Proceedings of the Royal Society*, 19 janvier 1871.

LA PILE.

r' . i l'intensité du courant dans ACD, par j' son intensité dans BCD, et j l'intensité dans ACD, on a, en finissant par les résistances correspondantes, on trouve, si nous cherchons la condition pour que j soit indépendante de ρ' ,

Les lois de Kirchhoff fournissent, pour le cas où la branche BC est fermée,

$$(1) \quad \begin{cases} j\rho = ir' + I'R, \\ j'\rho' = ir + i'r' = E - IR - I'R; \end{cases}$$

$$(2) \quad \begin{cases} I = i + j' = I' + j, \\ I' = i' + j'. \end{cases}$$

Les dernières équations (1) donnent, en tenant compte des relations (2),

$$\begin{aligned} i' &= \frac{j'\rho' + jr}{r + r'}, \\ &= \frac{E - j'\rho' - jR}{r + R}. \end{aligned}$$

En substituant dans la première équation (1), on obtient

$$(3) \quad \begin{cases} j[\rho(r + r')(R + R') + rr'(R + R') + RR'(r + r')] \\ = j'\rho'(Rr' - R'r) + ER'(r + r'). \end{cases}$$

Pour que j soit indépendante de ρ' , il faut que le coefficient de ρ' soit nul; donc

$$(4) \quad \frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

c'est la relation qu'il s'agissait de démontrer (1).

(1) Cette relation est d'ailleurs évidente d'après le deuxième corollaire M. Bosscha (page 52'); les deux conducteurs B et B' sont les deux diagonaux AGD, BIC du pont; nous savons que, quand la condition $\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$ est réalisée, une force électromotrice placée en AGD ne peut envoyer aucun courant dans BIC; d'où il résulte, d'après le corollaire, que l'interruption de la branche BIC ne peut modifier le courant en DAC, quelle que soit d'ailleurs la position assignée aux forces électromotrices en dehors de BIC. Nous donnons ainsi *a posteriori* une vérification, dans un cas particulier, de la proposition que nous avons énoncée ci-dessus sans démonstration (p. 52').

Equation (3) donne alors

$$= \frac{ER(r+r')}{\rho(r+r')(R+R') + rr'(R+R') + RR'(r+r')}$$

$$\frac{Er'}{r'(R+r+\rho) + \rho r}$$

ent de même

$$j' = \frac{Er}{r(R+R'+\rho') + \rho'R}$$

voit que le courant n'est pas nul dans la branche BC celle-ci est fermée : son intensité est seulement indét de la résistance ρ de la branche DGA comprenant le mètre.

ouve aisément

$$= r \left[1 - \frac{r'\rho}{r'(R+r+\rho) + \rho r} + \frac{r^2}{r(R+R'+\rho') + \rho'R} \right]$$

$= \infty$, I devient

$$I_1 = \frac{E}{R+r} \left[1 - \frac{r'\rho}{r'(R+r+\rho) + \rho r} \right]$$

ant qui traverse la pile change donc d'intensité quand se ou qu'on ferme le pont BC; toutefois les mesures sez rapides pour que la pile n'ait pas le temps de se possiblement par suite de la variation d'intensité.

II DU SHUNT. — Il peut arriver qu'on soit obligé, pour re de certaines résistances, d'employer un courant ité trop considérable pour le galvanomètre dont on . On réduit alors la sensibilité de l'instrument en pl- dérivation sur ses bornes une résistance qui est à la ce du galvanomètre dans un rapport connu, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{50}$, $\frac{1}{100}$, mple. Le galvanomètre est traversé par le $\frac{1}{10}$, le $\frac{1}{100}$ ou du courant total.

ralement un *shunt* (fig. 51) comprend trois résistances tes : elles sont enfermées dans une même boîte, et il

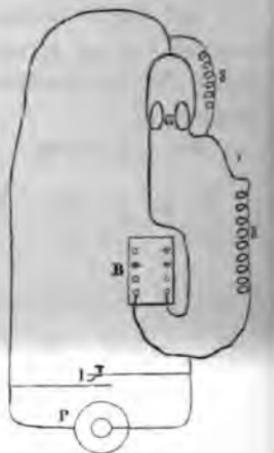
suffit de déplacer une cheville pour mettre l'une d'elles dans le circuit ou l'en exclure à volonté.

Quand on veut mesurer de très grandes ou de très petites résistances, on peut faire usage d'un shunt *S* intercalé sur l'une des branches d'un galvanomètre différentiel *G* (fig. 52) que nous représenterons schématiquement par deux enroulements contraires. Le courant d'une pile *P* se bifurque, passe d'un côté en *R*, par la résistance à mesurer, de l'autre en *B*,

Fig. 51.



Fig. 52.



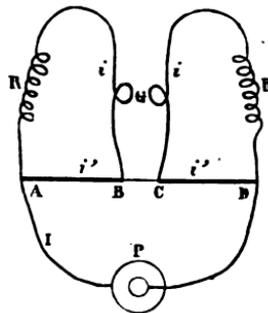
par une boîte de résistance, dans les deux branches du galvanomètre, et revient à la pile. Si le shunt *S* est sur la même branche que *R*, le galvanomètre est rendu 10, 100, 1000 fois moins sensible aux courants venant par *R* qu'aux courants venant par *B*, et il faudra une résistance de 10, 100, 1000 ohms sur la branche *B* pour équilibrer une résistance égale à 1 ohm sur la branche *R*; avec une boîte étalonnée en ohms, on pourra donc mesurer une résistance en $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{1000}$ d'ohm. Réciproquement, en plaçant le shunt sur la branche *B*, on mesurera des résistances de 10 à 10000 de 100 à 100000 ou de 1000 à 1000000 d'ohms à l'aide d'une boîte de 1 à 1000 ohms. L'erreur relative sur la grandeur à mesurer demeurera toujours la même.

l'interrupteur I, placé sur une dérivation de résistance très faible, sert à reconnaître si l'équilibre du galvanomètre est exactement établi. L'aiguille doit alors demeurer au repos quand on ouvre ou qu'on ferme le circuit en I.

MESURES DES RÉSISTANCES TRÈS FAIBLES. — En dehors de l'emploi du shunt, on peut mesurer des résistances très faibles par un grand nombre de procédés. Nous indiquerons les suivants, savoir : l'un de l'emploi du galvanomètre différentiel, l'autre le pont de Wheatstone.

1^o *Méthode de Kirchhoff* (1). — La barre AB dont on veut mesurer la résistance (fig. 53) est introduite, avec un étalon de résistance CD, dans le circuit d'une pile constante P. Des dérivations ARGB, DR'GC greffées sur la barre, l'autre sur l'étalon, possèdent des résistances totales R, R', que l'on peut faire varier en ajoutant des quantités connues, et comprennent chacune l'un des fils d'un galvanomètre différentiel G. On règle la résistance de l'une des dérivations, soit ARGB, de manière à amener l'aiguille du galvanomètre au zéro; puis on fait varier la résistance de CGR'D d'une quantité déterminée, soit 1 ohm par exemple,

Fig. 53.



l'on ramène l'aiguille du galvanomètre différentiel au zéro par une addition convenable r de résistance dans ARGB. Je suppose que le rapport r des deux résistances additionnelles est égal au rapport des résistances x de la barre et ρ de l'étalon.

En effet, quand l'aiguille est au zéro, les deux branches du galvanomètre sont parcourues en sens contraire par des courants d'égale intensité i , et, comme l'intensité I dans le circuit principal est la même en PA et DP, il faut aussi qu'elle ait une

1) КИРХГОФФ, *Berliner Berichte*, p. 601, 1880; voir *Journal de Physique*, série, t. 1^{er}, p. 89.

même valeur i' dans AB et dans CD. On a donc, dans les circuits ABGR, CDR'G,

$$i'x = iR,$$

$$i'\rho = iR',$$

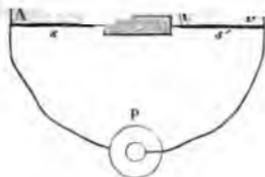
ou

$$\frac{x}{\rho} = \frac{R}{R'},$$

on a de même, après l'addition des résistances r et t à R et à R' ,

$$\frac{x}{\rho} = \frac{R+r}{R'+t} = r.$$

resistant



Thomson⁽¹⁾. — Pour comparer les résistances nous les l'une à l'autre (fig. 5) par une pièce métallique de très faible résistance ρ ; puis, attachons en A et D les deux pôles d'une pile,

établissons les dérivations BMC,

MGN : le galvanomètre se

place sur cette dernière. On a dû

déterminer les points M et N de

telle sorte qu'il y ait entre les résis-

tances r , r' (de BM et MC), R , R'

(de AN et de ND) la relation

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}.$$

Le galvanomètre placé sur MN restera alors au zéro, pourvu que l'on ait

$$\frac{s}{s'} = \frac{R}{R'};$$

c'est ce que nous allons d'abord démontrer.

Quant il n'y a pas de courant en MN, l'intensité a : 1° une même valeur I en DN et NA ; 2° une même valeur i en CM et MB ; 3° une même valeur j en CD et BA ; 4° enfin une valeur j

(1) W. THOMSON, *Philosophical Magazine*, 4^e série, t. XXIV.

1) BC. Les lois de Kirchoff donnent les équations

$$1) \quad IR = sj + ir',$$

$$2) \quad IR = sj + ir,$$

$$3) \quad j' \rho = i(r + r'),$$

$$4) \quad j = j' + i.$$

En combinant (3) et (4), on obtient

$$j = i \frac{\rho + r + r'}{\rho},$$

on porte cette valeur de j dans (1) et (2), puis on divise membre à membre, et l'on a

$$5) \quad \frac{R'}{R} = \frac{s'(\rho + r + r') + \rho r'}{s(\rho + r + r') + \rho r}.$$

Mais, par hypothèse,

$$6) \quad \frac{R'}{R} = \frac{r'}{r};$$

donc, d'après (5) et (6),

$$s' r = s r',$$

ou

$$7) \quad \frac{s}{s'} = \frac{r}{r'} = \frac{R}{R'},$$

ce qu'il fallait démontrer.

Pour effectuer la comparaison de résistances s et s' que nous supposons approximativement connues d'avance, on prend quatre bobines R, R', r, r' réalisant la condition

$$\frac{R}{R'} = \frac{r}{r'};$$

On attache le fil MN à la jonction des bobines r et r' d'une part; d'autre part, et à l'aide d'un contact glissant, sur un fil calibré analogue au rhéostat de Pouillet. On cherche la position du

LA PILE.

issant qui ramène au zéro le galvanomètre. On altere e petite quantité le rapport $\frac{R}{R'}$, et l'équation (6) n'est plus rigoureusement satisfaite; mais l'équation (5) peut alors s'écrire

$$(5 \text{ bis}) \quad (\rho + r + r')(s'R - sR) = \rho(R'r - r'R),$$

et l'on remarque que, ρ étant supposé très faible par rapport aux autres résistances, le second membre de l'équation (5 bis) est un infiniment petit du second ordre. Il en est donc de même du facteur $s'R - sR$ du premier membre, et la relation

$$\frac{R'}{R} = \frac{s'}{s},$$

qui sert à calculer $\frac{s'}{s}$, est pratiquement satisfaite, à des quantités près qui sont très inférieures aux erreurs inévitables des expériences. La condition physique dont il faut surtout se préoccuper est la réalisation de bons contacts en A, B, C, D.

EMPLOI DES ÉLECTROMÈTRES. — Nous avons déjà vu qu'on peut substituer un électromètre au galvanomètre, quand on mesure une résistance à l'aide du pont de Wheatstone. On peut aussi employer l'électromètre d'une manière différente. Soient AB et CD (*fig.* 55) deux conducteurs placés dans un même circuit, traversé par un courant d'intensité i ; r , r' leurs résistances; e , e' les forces électromotrices entre les deux extrémités d'un même fil, on a

$$e = ir,$$

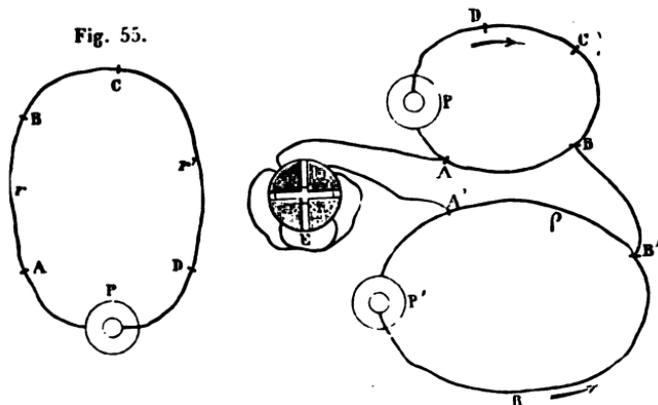
$$e' = ir',$$

$$\frac{e'}{e} = \frac{r'}{r}.$$

On peut mesurer les déviations de l'électromètre et en déduire le rapport des forces électromotrices correspondantes. On peut aussi, et cela vaut mieux, procéder par compensation, en ramenant toujours l'électromètre au zéro. Soient A

l (fig. 56) les deux points entre lesquels on veut mesurer la force électromotrice e ; on emploie un circuit auxiliaire né d'une pile P' de force électromotrice constante et nue (une pile de Daniell par exemple) et d'un rhéostat Pouillet. On fait communiquer le point B avec l'une des rémités B' du rhéostat, afin d'égaliser les potentiels en ces x points, puis on fait communiquer A avec une paire de

Fig. 56.



adrants de l'électromètre, et l'on détermine par tâtonnements le point A' du rhéostat, où il faut rattacher la seconde paire de quadrants pour amener l'électromètre au zéro. Alors les points A et A' sont aussi au même potentiel, et la force électromotrice e entre A et B est égale à celle de A' et de B' . Soient ρ la résistance $A' B'$ lue sur le rhéostat, R la résistance totale du circuit comprenant la pile P' de force électromotrice E, on a

$$\frac{e}{\rho} = \frac{E}{R},$$

$$e = \rho \frac{E}{R}.$$

On trouvera de même, pour deux autres points C et D du circuit de la pile P,

$$e' = \rho' \frac{E}{R},$$

100°
d'où

LA PILE.

$$\frac{e'}{e} = \frac{\rho'}{\rho} = \frac{r'}{r}.$$

On voit qu'il n'est pas nécessaire de connaître R.

L'emploi de cette méthode suppose que les forces électromotrices et les résistances internes des deux piles P et I varient pas pendant la durée d'une mesure. La pile de Daniell remplit parfaitement la première condition ; quant à la seconde on la réalise pratiquement d'une manière suffisante en prenant des éléments de grande surface et donnant au circuit total une très grande résistance, de telle sorte que les variations de la résistance de la pile soient négligeables.

Nous verrons ultérieurement les applications de cette méthode, que l'on a faites à la mesure de la résistance des liquides.

RÉSULTATS GÉNÉRAUX. — INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE. — La conductibilité des métaux diminue quand leur température s'élève. La loi de cette diminution, dans des limites suffisamment étroites, s'exprime, suivant M. Ed. Becquerel ⁽¹⁾ et Arndtsen ⁽²⁾, par la formule

$$(1) \quad k_t = k_0 (1 - Kt),$$

ou encore par la formule

$$(2) \quad r_t = r_0 (1 + Kt),$$

dans laquelle

$$r_t = \frac{1}{k_t}, \quad r_0 = \frac{1}{k_0}$$

désignent les résistances spécifiques à t° et à 0° .

D'après MM. Cailletet et Bouty ⁽³⁾ cette formule est appli-

⁽¹⁾ ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XI, p. 242.

⁽²⁾ ARNDTSEN, *Pogg. Ann.*, CIV.

⁽³⁾ CAILLETET et BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 297; 1885.

RÉSULTATS GÉNÉRAUX.

101*

températures comprises entre 0° et -120°. Voici les coefficients qu'ils ont trouvés :

Métaux.	Limites.		k.
Argent pur (1).....	+ 29 ⁰	à - 101,75 ⁰	0,00385
Platinium.....	- 27,70	à - 90,57	0,00388
Césium.....	0	à - 88,31	0,00390
Argenture.....	- 40	à - 92,13	0,00407
Or.....	- 23	à - 122,82	0,00423
.....	0	à - 85,08	0,00424
.....	0	à - 92,00	0,00490

Il remarquer que l'application de la formule (2) avec les coefficients que nous venons d'indiquer, mais en dehors des limites pour lesquelles elle a été établie par l'expérience, et à attribuer à la résistance une valeur nulle pour une température, supérieure à -273° et variable d'un nombre autre [de -260° (argent) à -204° (fer)], ce qui est possible. On doit seulement conclure de ces expériences que la résistance des métaux décroît rapidement à mesure qu'ils abaissent leur température. Dans les limites des expériences de MM. Cailletet et Bouty la résistance du cuivre a diminué de plus de moitié.

Matthiessen (2), auquel on doit de nombreuses expériences et très soignées, il faut substituer la formule (1), dès que l'intervalle de température est un grand nombre, la formule à trois termes

$$k_t = k_0 (1 - Kt + K't^2).$$

les coefficients k et K' seraient sensiblement les mêmes pour un grand nombre de métaux purs (3), et l'on trouve au moins entre 0° et 100°.

$$k_t = k_0 (1 - 0,003767 \{ t + 0,0000083 \{ t^2).$$

Debray.

Ann. Chem. Phys., CXV, 353; CXXII, 19; CXXV, 497.
Or, cuivre, argent, zinc, étain, plomb, antimoine, bismuth.

Fer..... $r_t = r_0(0,072)45 T^2 + 0,0038133 t - 1,25$

r_0 exprime la résistance à zéro, T la température au $t + 273$. Nous croyons utile de signaler ces formules, à de leur application possible à la pyrométrie.

Le mercure, liquide à la température ordinaire, présente une résistance qui varie beaucoup moins avec la température que celle des métaux solides. La variation de résistance du mercure liquide dans des tubes de verre est, ce nous l'avons vu, représentée par la formule

$$(1) \quad r_t = r_0 (1 + 0,0008649 t + 0,0000112 t^2).$$

Quand on refroidit du mercure dans un tube analog étalons secondaires de l'ohm, on observe que sa résistance continue à décroître d'après la formule (1) jusqu'à la température de sa congélation. Alors la résistance diminue brusquement et tombe au $\frac{1}{4}$ de sa valeur (3); la résistance du mercure continue ensuite à décroître régulièrement jusqu'à - d'après la formule

$$r_t = r_{-10} \frac{1 + \alpha t}{1 - 40\alpha};$$

le coefficient $\alpha = 0,00407$ est près de cinq fois plus grand que celui qui convient au mercure liquide au voisinage de 0

TABLEAU DE RÉSISTANCES SPÉCIFIQUES. 103*

Le brusque accroissement de résistance que présente le mercure solide en se fondant, n'est pas un fait isolé. Le Tableau ci-dessous, emprunté aux expériences de de la Rive (1), montre que cette propriété appartient aux métaux qui se dilatent en fondant (étain, zinc, plomb, cadmium, sodium). Le bismuth et l'antimoine, qui se contractent, présentent le phénomène inverse, découvert d'abord pour le bismuth par Matthiessen (2).

Métal.	Conductibilité (2) au point de fusion à l'état	
	solide.	liquide.
Étain.....	4,4	2,0
Bismuth.....	0,43	0,73
Zinc.....	5,2	2,6
Plomb.....	1,9	1,0
Cadmium.....	5,0	2,8
Antimoine.....	0,59	0,84

Pour les corps qui passent par l'état pâteux, la variation de conductibilité accompagnant la fusion se produit progressivement. C'est ce que Matthiessen (1) a observé, pour le potassium, entre les températures de 47° et de 57°.

TABLEAU DE RÉSISTANCES SPÉCIFIQUES. — On appelle *résistance spécifique* d'un corps la résistance d'une portion de ce corps de 1^m de long et de 1^m de section parcourue normalement par un flux homogène d'électricité. Les nombres contenus dans le Tableau suivant sont évalués en unités électrostatiques C.G.S. :

* DE LA RIVE, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LVII, p. 698;

(1) MATTHEI, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XLVI, p. 541, 1855.

(2) On a pris pour unité la conductibilité du mercure liquide à 21°.

(3) MATTHEI et VOLT, *Pogg. Ann.*, CXVI, p. 379; 1862.

Métaux et alliages d'après les expériences
de Matthiessen (1).

MÉTAUX.	VARIATION proportionnelle de résistance pour 1° à 30°.	RÉSISTANCE en ohms légaux d'un fil de 1 ^m de long et de 1 ^{mm} de diam. (2).	RÉSISTANCE spécifique C. G. S. P.
Argent recuit	0,00377	ohms 0,01876	1493
— tiré à la filière	"	0,02037	1630
Cuivre recuit	0,00388	0,01993	1585
— tiré à la filière	"	0,02038	1611
Or recuit	0,00365	0,02567	2041
— tiré à la filière	"	0,02609	2078
Aluminium recuit	"	0,03634	2890
Zinc comprimé	0,00365	0,07018	5581
Platine recuit	"	0,1130	8981
Fer recuit	"	0,1212	9638
Nickel recuit	"	0,1554	12357
Étain comprimé	0,00365	0,1648	13104
Plomb comprimé	0,00387	0,2448	19468
Antimoine comprimé	0,00389	0,4428	35214
Bismuth comprimé	0,00354	1,6087	12933
Mercure liquide	0,00073	1,1863	94340
Alliage de 2 parties de platine, 1 partie d'argent en poids, re- cuit ou tiré à la filière	0,00031	0,3043	24196
Maillechort recuit ou tiré à la filière	0,00044	0,2611	20761
Alliage de 2 parties d'or, 1 partie d'argent en poids, recuit ou tiré à la filière	0,00065	0,1355	10778

Toutes les résistances indiquées dans ce Tableau se r

(1) *Reports of the Committee on electrical Standards, edited by prof. ming Jenkin, p. 227. London, 1873.*

(2) Les nombres originaux étaient exprimés en unités B.A.U. On l multipliés par le facteur 0,9861, déterminé par la condition que la résist spécifique du mercure soit conforme à la définition de l'ohm légal.

(3) Les nombres de cette colonne ont été obtenus en multipliant ceux la colonne précédente par le facteur $78539 = 10^8 \cdot \pi \cdot 0,05^2$.

rent à des métaux chimiquement purs; les résistances des métaux du commerce sont variables d'un échantillon à un autre; elles sont en général plus considérables que celles des métaux purs. Par exemple, Matthiessen a montré que la petite quantité d'oxygène que peut absorber le cuivre pur fondu à l'air suffit à augmenter sa résistance spécifique dans un rapport égal à 3,49; $\frac{1}{2}$ pour 100 de fer l'augmente dans un rapport égal à 6,49. De là les divergences assez considérables que présentent les nombres obtenus par divers expérimentateurs sur des métaux dont la provenance ne pouvait être la même.

En ce qui concerne les alliages, on peut les diviser en deux classes: les uns dont la conductibilité, intermédiaire à celle des métaux composants, peut être calculée assez approximativement par la règle des mélanges: à ce groupe appartiennent, d'après Matthiessen, les alliages où n'entrent que du plomb, l'étain, du cadmium et du zinc; les autres, qui sont les plus nombreux, ont une conductibilité plus faible que celle qui serait ainsi calculée: elle peut même être très inférieure à celle du métal le moins conducteur entrant dans l'alliage. C'est le cas qui se présente pour les trois alliages très résistants qui sont dans le Tableau précédent.

On remarquera que le coefficient de variation de la résistance avec la température est beaucoup plus faible pour les alliages que pour les métaux purs.

RELATIONS HYPOTHÉTIQUES ENTRE LES CONDUCTIBILITÉS ÉLECTRIQUE ET CALORIFIQUE. — En comparant les conductibilités électriques relatives des métaux déduites des expériences de MM. Riess (1), Becquerel (2) et Lenz (3), avec les conductibilités calorifiques relatives données par leurs propres expériences, Wiedemann et Franz (4) constatèrent une proportionnalité approchée des deux sortes de quantités, comme on le verra par le Tableau suivant. La conductibilité électrique et la

RIESS, *Reibungs-Electricität*.

BECKEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, XVII, 272; 1846.

LENZ, *Pogg. Ann.*, XXX, 418; XLV, 105; 1834-1839.

WIEDEMANN et FRANZ, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, XII, 17; 1854.

conductibilité calorifique de l'argent ont été prises arbitrairement égales à 100.

	CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE, d'après			CONDUCTIBILITÉ calorifique, d'après Wiedemann et Franz.
	Riess.	Ed. Becquerel.	Lenz.	
Argent.....	100,0	100,0	100,0	100,0
Cuivre.....	66,7	91,5	73,3	73,6
Or.....	59,0	64,9	58,5	53,7
Laiton.....	18,4	"	21,5	23,6
Zinc.....	"	"	24,0	19,0
Étain.....	10,0	14,0	22,6	14,5
Fer.....	12,0	12,35	13,0	11,9
Plomb.....	7,0	8,27	10,7	8,5
Platine.....	10,5	7,93	10,3	8,4
Argentan.....	5,9	"	"	6,3
Bismuth.....	"	"	1,9	1,8

Aucune théorie connue ne relie directement les lois de la propagation de la chaleur à celles de la propagation de l'électricité; la loi de MM. Wiedemann et Franz ne pouvait donc être acceptée que comme une loi empirique. Les deux éléments qu'elle rapproche présentent d'ailleurs, d'un échantillon à un autre d'un même corps, des variations si considérables suivant l'état physique ou par suite des moindres traces d'impuretés, qu'on ne saurait se fonder, pour l'accepter ou le rejeter, que sur des déterminations relatives aux *mêmes échantillons*. Malheureusement, on ne peut mesurer avec quelque précision la conductibilité calorifique que sur des corps d'un volume assez considérable, ce qui compromet leur homogénéité, et d'une section assez grande, ce qui crée des difficultés spéciales pour la mesure de la conductibilité électrique. Il ne paraît pas que l'on soit encore parvenu à éliminer toutes ces causes d'erreur; car, malgré les dispositions ingénieuses employées par MM. Weber (¹), Kirchhoff et Hans

(¹) H.-F. WEBER, *Archives de Genève*, t. IV, 107; 1880. Analyse dans *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 182.

Wann (1) et Lorenz (2), ces physiciens sont arrivés chacun de leur côté à des résultats tout à fait discordants. La seule chose qui paraisse établie, c'est que, si la loi de MM. Wiedemann et Ranz ne doit pas être rejetée absolument, elle doit au moins être limitée aux métaux qui conduisent le mieux : elle ne s'applique certainement ni aux conducteurs non métalliques, ni aux liquides. De plus, les nombres indiqués par un même expérimentateur pour le rapport $\frac{k'_0}{k_0}$ de la conductibilité calorifique à la conductibilité électrique à 0° varient d'un métal à l'autre dans des limites assez larges ; et l'ordre dans lequel les métaux se classent est absolument bouleversé d'un expérimentateur à un autre. Ainsi, d'après Kirchhoff, le rapport serait notablement plus grand pour le fer que pour les autres métaux (en particulier l'étain et le plomb), tandis que, d'après M. Lorenz, ce rapport aurait pour les trois métaux une valeur à peu près identique. Nous ne rapporterons ici que les résultats de M. Lorenz. Les conductibilités électriques k sont les inverses des résistances spécifiques et se trouvent, ainsi que les conductibilités calorifiques k' , exprimées en unités G.S.

(1) KIRCHHOFF et HANSEMAN, *Annales de Wiedemann*, t. IX, p. 1 (1881), et t. XIII, p. 406 (1881); *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 89.

(2) LORENZ, *Annales de Wiedemann*, t. XIII, p. 421 et 582 (1881), et *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 98.

MÉTAL.	k_0 .	k_{100} .	$k_0 \cdot 10^5$.	$k_{100} \cdot 10^5$.	$\frac{k_0}{k_{100}}$.	$\frac{k_{100}}{k_0} \cdot \frac{k_0}{k_{100}}$.
Cuivre.....	0,7198	0,7226	45,74	33,82	1574	1,338
Magnesium....	0,3760	0,3760	24,47	17,50	1537	1,398
Aluminium....	0,3435	0,3619	22,56	17,31	1599	1,367
Laiton (rouge).	0,2460	0,2827	15,75	13,31	1569	1,360
Cadmium.....	0,2200	0,2045	14,41	10,18	1527	1,315
Laiton (jaune).	0,2041	0,2540	12,62	11,00	1617	1,428
Fer.....	0,1665	0,1627	10,37	6,628	1605	1,550
Étain.....	0,1528	0,1423	9,346	6,524	1635	1,334
Plomb.....	0,0836	0,0764	5,141	3,602	1627	1,364
Maillechort....	0,0700	0,0887	3,766	3,632	1858	1,314
Antimoine....	0,0442	0,0396	2,199	1,522	2011	1,294
Bismuth.....	0,0177	0,0164	0,929	0,630	1900	1,379

De l'examen de ce Tableau résulteraient les conclusions suivantes :

1° Les variations de la conductibilité calorifique avec la température sont tantôt positives, tantôt négatives, suivant la nature du métal, mais en tous cas très faibles.

2° L'ordre des conductibilités calorifiques décroissantes est aussi l'ordre des conductibilités électriques décroissantes à la même température.

3° Le rapport $\frac{k'_0}{k_0}$ des deux conductibilités est sensiblement constant pour les corps très conducteurs, que ce soient des corps simples ou des alliages, mais il augmente sensiblement quand la conductibilité diminue.

Le rapport $\frac{k'_{100}}{k_{100}} : \frac{k'_0}{k_0}$ est sensiblement constant et sa valeur s'éloigne assez peu du rapport 1,367 des températures abaissees correspondant à 100° et à 0°C. Il en résulte, d'après M. Lorenz, que, pour tous les métaux,

$$\frac{k'}{k} = CT,$$

C étant une constante spécifique pour chaque corps. Vu la petitesse des variations de k entre 0° et 100° pour les métaux,

rs et bons conducteurs, la loi de M. Lorenz confirme une observation de Matthiessen signalée ci-dessus, d'après laquelle la résistance électrique de ces métaux croît de 0° à 100° dans un rapport constant voisin du rapport 1,367 des températures absolues. Mais il est à remarquer que la loi de M. Lontz est plus large que celle de Matthiessen, puisqu'elle s'applique même aux alliages, pour lesquels le rapport $\frac{k_0}{k_{100}}$ est beaucoup plus faible que pour les métaux ; l'augmentation très notable de leur conductibilité calorifique compense l'augmentation trop faible de leur résistance, et le rapport $\frac{k_0}{k_{100}}$ n'est pas changé.

MESURE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES.

ÉTALON DE FORCE ÉLECTROMOTRICE. — Il est beaucoup plus facile d'établir un étalon de force électromotrice qu'un étalon de résistance. Les piles thermo-électriques sont d'un usage incommode, et les métaux dont elles sont formées présentent, d'un échantillon à un autre, des différences trop considérables pour qu'on puisse reproduire avec certitude un étalon de cette espèce toujours identique à lui-même. Quant aux piles hydro-électriques, elles sont le siège d'actions chimiques qui font varier la composition des liquides et par suite la force électromotrice. Toutefois la pile de Daniell, montée au sulfate de cuivre et au sulfate de zinc, comme nous l'avons décrit (p. 31), présente une force électromotrice remarquablement constante de 1 volt, 09 à 1 volt, 14, suivant la concentration des liqueurs. On l'emploie quand on veut déduire la valeur d'une force électromotrice de la mesure de l'intensité d'un courant. Quand la mesure des forces électromotrices se fait en circuit ouvert à l'aide des électromètres, on emploie avec beaucoup d'avantage l'étalon de force électromotrice de M. Latimer Clark (1). Le pôle positif de cette pile est formé d'un fil de platine plongeant dans du mercure pur. Au-dessus du mer-

(1) LATIMER CLARK, *Philosophical Transactions*, p. 1; 1874. La valeur indi-

électromotrice de 1,107,457 à la température de 15°; elle varie régulièrement de 0,0006 par degré C. de 5° à 25°. La disposition de cet élément n'est pas appropriée à la production de courants continus. Il faut éviter soigneusement de l'introduire dans un circuit fermé, même très résistant.

On peut former très simplement des étalons secondaires de force électromotrice en disposant soit une pile de Daniell, soit toute autre pile à courant constant, de telle sorte qu'une résistance soit extrêmement grande et que le mélange des liquides ne puisse s'opérer par diffusion. Par exemple, MM. Daniell et Garbe (1) constituent une pile de Daniell, comme le représente la *fig. 57*. Dans l'une des branches d'un tube rempli d'une solution de sulfate de cuivre, puis saturé et parfaitement isolé, se place un tube en verre blanc à bouchon de potasse (très hygrométrique), fermé à sa partie inférieure et contenant une dissolution de sulfate de zinc pur saturé. Le niveau des deux liquides est inférieur à l'orifice du tube à sulfate de zinc, et il n'y a d'autre communication possible entre les deux liquides que par la couche d'huile condensée sur les deux surfaces du verre. Dans les deux tubes plongent respectivement une tige de zinc amalgamé et une tige de cuivre mastiquées dans des bouchons de caoutchouc rodés à l'émeri, qui recouvrent les deux branches du tube

Plus simplement encore, on peut, comme l'a proposé M. Le-deboer, enfermer les deux électrodes dans des flacons à trois tubulaires (*), disposés comme l'indique la *fig. 58*, et que l'on

Fig. 57.

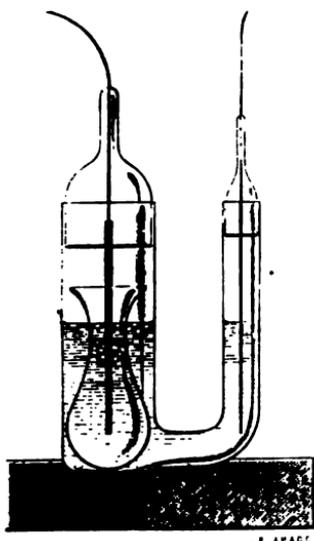
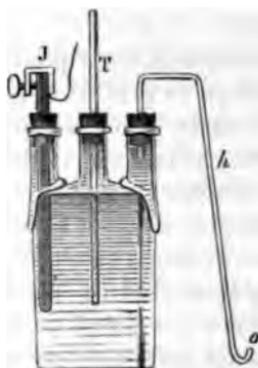


Fig. 28.



met en communication électrique, au moment de s'en servir, en plongeant les extrémités des tubes capillaires T dans un vase contenant de l'eau ou tout autre liquide conducteur. Chaque flacon est entièrement plein d'une solution saturée à σ de sulfate de cuivre ou de sulfate de zinc. Quand la pile ne doit pas servir, on conserve les deux flacons séparément, le tube T de chacun d'eux plongeant dans la dissolution même qui a servi à remplir le flacon.

Ces éléments sont très constants. Il suffit d'avoir déterminé, une fois pour toutes, leur force électromotrice, par comparaison avec un Latimer-Clark.

MÉTHODES DE FECHNER ET DE WHEATSTONE. — Pour mesurer une force électromotrice, il suffit de la comparer à une force élec-

(*) BOUVE, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 327.

En groupant ces équations deux à deux, on peut ca les valeurs de E et de R qui y satisfont et prendre la mo des résultats. Cette méthode, qui est générale, a été ind par Ohm lui-même et adoptée par beaucoup d'observa en particulier Fechner (1). Mais elle ne peut s'applique des couples à action constante; car, si E et r, ou seul l'une de ces deux quantités, varie dans le cours des expéri on n'obtient plus que des résultats erronés.

Fechner a imaginé de faire passer le courant du co travers un galvanomètre dont la résistance R₁ est tell supérieure à celle du couple, qu'on peut négliger celle- mesure les intensités par la déviation de ce galvanomé l'on a approximativement, pour les divers couples qu'on é

$$i = \frac{E}{R_1}, \quad i' = \frac{E'}{R_1}, \quad i'' = \frac{E''}{R_1},$$

et, puisque R₁ est constant dans toutes les expériences intensités observées i, i', i'' sont proportionnelles aux électromotrices E, E', E'' que l'on veut comparer.

Sur le même principe on a établi des appareils modé désignés sous le nom de *voltmètres*, et qui ne sont qu galvanomètres étalonnés et de résistance très considé

ne sont pas susceptibles de donner des mesures de

www.libtool.com.cn

Becquerel (¹), auquel on doit de bonnes mesures, a adopté la méthode de Fechner, en ce sens qu'il faisait passer le courant à travers deux bobines qui avaient une réactance inductive trente mille fois égale à celle d'un couple de Grove ; mais il mesurait l'intensité à l'aide d'une balance électromagnétique imaginée par son père ; c'est une balance très sensible, dont les plateaux supportent deux poids égaux suspendus verticalement par des fils de deux bobines de résistance. Celles-ci sont traversées en sens inverse par le courant ; l'une attire, l'autre repousse l'aimant qui lui correspond proportionnellement à l'intensité du courant, le fléau s'incline et l'intensité i est proportionnelle aux poids nécessaires pour rétablir l'équilibre. La force électromotrice est elle-même proportionnelle à i . Le rapport des forces électromotrices s'exprime donc, comme pour deux courants, par le rapport des poids qui rétablissent l'équilibre de la balance (²).

Maintenant en quoi consiste la méthode de Wheatstone ? On fait passer le courant d'un couple à travers un galvanomètre et un rhéostat, et l'on enroule le fil, 1° de R, 2° de r, jusqu'à obtenir successivement deux déviations δ et δ' qui restent constantes dans toutes les expériences et correspondent à des intensités i et i' ,

$$i = \frac{E}{r + R}, \quad i' = \frac{E}{r + R + l},$$

$$\frac{i}{i'} = \frac{r + R + l}{r + R} = \frac{l}{E},$$

$$E = l \frac{i i'}{i - i'}.$$

BECKEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLVIII, p. 113.

Becquerel employait un couple thermo-électrique comme étalon de force électromotrice.

La pile. — IV, 2^e fasc. (1^{re} édit., 1888).

Si l'on répète la même opération pour un autre couple ajoutant au circuit des longueurs de fil R' et $R' + l$ suffit pour reproduire les mêmes déviations δ et δ' , le coefficient $\frac{ii'}{i - i'}$ ne change pas; il s'ensuit que le rapport des forces électromotrices E, E', \dots est égal au rapport δ des longueurs l, \dots du fil du rhéostat qu'il faut ajouter au circuit pour le galvanomètre passe de la déviation δ à la déviation δ' .

Wheatstone ⁽¹⁾ a modifié sa méthode de la manière suivante, qui a ensuite été développée par MM. Lenz et Saweljew ⁽²⁾. On étudie d'abord une pile à courant constant dont la force électromotrice est nE , et l'on obtient, comme précédemment,

$$nE = l \frac{ii'}{i - i'},$$

puis on interpose dans le circuit le couple dont on veut mesurer la force électromotrice E' . Je suppose qu'il soit tenu de manière à donner un courant opposé à celui de la pile; la force électromotrice du système sera $nE - E'$, et l'on obtient par la même méthode,

$$nE - E' = l' \frac{ii'}{i - i'},$$

et, en retranchant $nE - E'$ de nE ,

$$E' = (l - l') \frac{ii'}{i - i'},$$

d'où

$$\frac{E'}{nE} = \frac{l - l'}{l}.$$

Ces divers procédés exigent que le couple soit constant; s'il ne l'est pas, les liquides qu'il contient s'altèrent peu à peu qu'il est en activité, et les deux constantes de ce couple changent progressivement. D'un autre côté, la force électromotrice

(¹) WHEATSTONE, *Philosophical Transactions*; 1843.

(²) LENZ et SAWELJEW, *Pogg. Ann.*, LXVII, 497; 1876.

trice effective E' que l'on mesure est diminuée par suite du phénomène que nous étudierons bientôt, la *polarisation des électrodes*, qui engendre une force électromotrice inverse de celle qu'on veut mesurer. Dans le cas où l'on associe le couple à étudier à une pile, le courant de cette pile change de sens et complique encore le phénomène.

MM. Lenz et Saweljew déterminaient directement l'effet de la polarisation et le retranchaient algébriquement du résultat mesuré. M. Ed. Becquerel, remarquant que cet effet se produit progressivement et qu'il est faible sur des lames de grande surface, opérait avec des couples à large surface et ne mesurait que l'action initiale, qui est indépendante de cette cause perturbatrice.

MÉTHODE D'OPPOSITION. — Quand on réunit par leurs pôles de même nom deux piles différentes, leurs forces électromotrices nE , $n'E'$ se retranchent et le courant produit dans une résistance totale R a pour intensité

$$I = \frac{nE - n'E'}{R}.$$

La condition nécessaire et suffisante pour que I soit nul est $nE = n'E'$; donc on peut opposer deux piles l'une à l'autre, et faire varier le nombre des couples de l'une d'elles jusqu'à ce que le courant soit nul. On a alors $nE = n'E'$. Tel est le principe de la méthode d'opposition proposée par J. Regnauld (1).

Il prépara 60 couples thermo-électriques de bismuth et de cuivre, formés à peu près comme celui de la *fig. 21*. Toutes les tiges de bismuth avaient été coulées dans un moule commun; les fils de cuivre avaient été plongés dans le métal fondu et s'y étaient fixés pendant la solidification, sans l'intermédiaire d'aucun métal étranger. Ces éléments avaient la même force électromotrice, qui fut prise pour unité; ils furent réunis en une pile dont les soudures paires ou impaires plongeaient

1) J. REGNAULD, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLIV, p. 433; 5.

dans deux auges, l'une pleine de glace, l'autre remplie de cire, échauffée à 100° par un bain d'eau bouillante. Un curseur, attaché au rhéophore négatif, glissait suivant l'axe de la pile et permettait de la terminer à un couple quelconque rang n , de sorte que la force électromotrice totale était égale à ce nombre n .

étant, J. Regnaud disposa un couple suivant le modèle de Daniell, avec les éléments suivants :

zinc, sulfate de zinc | sulfate de cadmium, cadmium.

Il opposa ce couple à la pile Daniell et chercha par tâtonnements le nombre n d'éléments de celle-ci qu'il fallait mettre en fonction pour annuler le courant. Il trouva qu'il en fallait plus de 55 et moins de 56 par conséquent que la force électromotrice du couple Daniell est 55 fois celle d'un élément Daniell à $\frac{1}{55}$ près.

Mais, si l'on essaie de mesurer la force électromotrice d'un couple Daniell par la méthode de Grove, soit à l'aide d'un couple Daniell quelconque d'un certain nombre d'éléments, on trouverait une pile thermo-électrique beaucoup trop faible. Regnaud prit comme unité intermédiaire le couple zinc-cadmium; on en fit une pile de 1, 2, 3, ..., n éléments que l'on opposa à la pile dont on voulait mesurer la force électromotrice E qu'il s'agit d'étudier. Admettons qu'on trouve, par la même méthode, qu'elle est comprise entre m et $m + 1$ fois celle de l'unité intermédiaire, ou entre $55m$ et $55(m + 1)$. Ensuite, pour préciser la mesure, on opposera au même couple m éléments zinc-cadmium, et n éléments de la pile thermo-électrique jusqu'à annuler le courant produit; on trouvera ainsi

$$E = 55m + n.$$

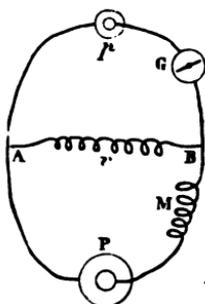
Cette méthode, annulant le courant à l'instant des mesures, peut être pratiquée de manière à éliminer toute polarisation produite par le passage du courant; il suffit, dans chaque essai successif, de ne fermer le circuit du galvanomètre que pendant un temps très court et, quand on a atteint un premier équilibre, de vérifier, après un repos assez long pour que toute

nce de polarisation ait disparu, si cet équilibre subsiste toujours.

www.libtool.com.cn

MÉTHODE DE COMPENSATION. — On doit à Poggendorff (1) une méthode différente, connue sous le nom de *méthode de compensation*. La pile P, dont on veut mesurer la force électromotrice (fig. 59), comprend dans son circuit une dérivation AB, formée d'un rhéostat ou d'une boîte de résistances, et une seconde boîte de résistances placée en M. Une pile p auxiliaire, de force électromotrice connue e inférieure à la force électromotrice à mesurer x, est placée sur la dérivation avec un galvanomètre G. On règle d'abord la résistance r de AB, de sorte qu'il n'y ait pas de courant en ApB. En désignant par y la résistance, par x la force électromotrice de la pile P et en supposant d'abord le rhéostat M au zéro, on a, dans les circuits ApB, APB,

Fig. 59.



$$e = ir,$$

$$x = i(y + r),$$

où

$$\frac{x}{e} = \frac{y + r}{r};$$

l'on ajoute alors une résistance ρ dans le rhéostat M et l'on rétablit l'équilibre dans le galvanomètre G, en donnant à la résistance AB une nouvelle valeur r' . On a de même

$$\frac{x}{e} = \frac{y + r' + \rho}{r'};$$

de (1) et (2) on tire par soustraction

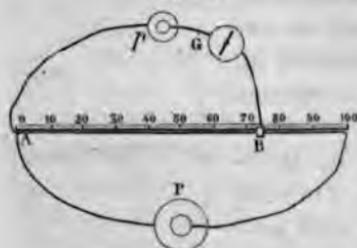
$$\frac{x}{e} = \frac{r' + \rho - r}{r' - r} \quad \text{et} \quad y = \rho \frac{r}{r' - r}.$$

(1) POGGENDORFF, *Pogg. Ann.*, LIV, 161, et LX, 168; LXX, 60; 1841-1847.

On mesure donc à la fois la force électromotrice x et la résistance r ; mais la mesure n'est pas indépendante des polarisations qui peuvent se produire dans la pile P .

On opère habituellement d'une manière un peu différente, qui les élimine et qui a été indiquée par M. du Bois-Reymond (*). Soient P une pile auxiliaire constante, p la pile

Fig. 60.



quelconque dont on veut déterminer la force électromotrice inférieure à P (fig. 60). On établira d'abord la compensation à l'aide d'un rhéostat ou d'une boîte de résistances AB comprise dans le circuit PAB et réglée une fois pour toutes, de façon que la résistance de ce circuit soit invariable.

L'une des extrémités du circuit secondaire comprenant la pile p et le galvanomètre G est fixe, en A ; l'autre B se déplace à volonté jusqu'à ce que l'intensité du courant en G soit nulle. Soient alors r la résistance AB , R la résistance totale, E la force électromotrice de P , x celle de p , on aura

$$(1) \quad \frac{x}{E} = \frac{r}{R};$$

on remplace ensuite la pile à étudier par un étalon de force électromotrice dans le circuit du galvanomètre et l'on déplace le point d'attache B de la dérivation, de façon à ramener le galvanomètre au zéro. On a alors, en désignant par e la force électromotrice de l'étalon,

$$(2) \quad \frac{e}{E} = \frac{r'}{R};$$

d'où, en comparant (1) et (2),

$$\frac{x}{e} = \frac{r}{r'}.$$

(*) DE BOIS-REYMOND, *Abhandlungen der Berliner Akademie*; 1862.

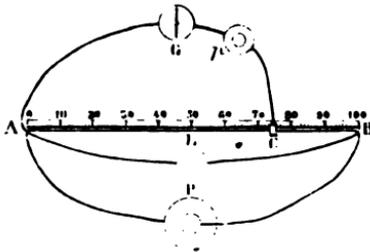
force électromotrice et la résistance de la pile auxiliaire sont éliminées du résultat.

Cette méthode, appliquée avec les mêmes précautions que celle d'opposition, dont elle dérive directement, est à l'abri des variations qui pourraient se produire dans la pile p ; mais elle suppose la pile P rigoureusement constante. Cette condition est suffisamment bien réalisée par une pile de Daniell de grand modèle. Il convient de pratiquer une interruption sur le circuit ApB , de manière à ne le fermer que pendant un temps très court à chaque essai de compensation.

On constitue souvent la partie du circuit sur laquelle on mesure la résistance, par un fil rectiligne AB bien calibré, sur lequel se déplace un curseur. On réglera la résistance générale du circuit de la pile P de telle sorte qu'une longueur donnée du fil, par exemple 1^m, corresponde exactement à l'interposition d'un élément Latimer Clark. Alors 1^{mm} du fil équivaut à $\frac{1}{1000}$ de Latimer, et une simple lecture en millimètres donne immédiatement la force électromotrice à mesurer en millièmes de Latimer Clark, d'où l'on passera aisément à la mesure en volts en multipliant par 1,437 (1).

1) On peut aussi laisser en place à la fois la pile L étalon (*fig. 61*), attachée aux extrémités AB du fil, et la pile p à étudier, attachée en A et C à la dérivation variable. Quand celle-ci possède la grandeur convenable il n'y a plus de cou-

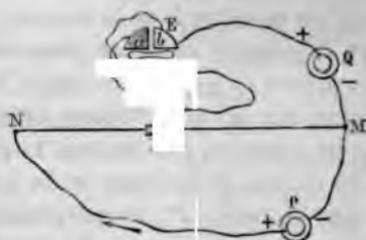
Fig. 61.



et dans le circuit d'aucune des deux piles à comparer. Mais si, à partir de la position d'équilibre, on dérangeait tant soit peu la position de la dérivation variable, il y aurait à la fois courant en AGB et en ApC . Cette disposition est connue sous le nom de *potentiomètre* de Latimer Clark.

EMPLOI DES ÉLECTROMÈTRES. — Quand on mesure une force électromotrice par la méthode de compensation ou celle d'opposition, on peut remplacer le galvanomètre G qui, à l'instant de la mesure, n'est traversé par aucun courant, par un électromètre E : soit l'électromètre à quadrants, ou l'électromètre capillaire de M. Lippmann. La *fig. 62* représente l'une de ces

Fig. 62.



de M. du Bois-Reymond. par M. Pellat ⁽¹⁾, en 1881, et de expérimentateurs. électromètres pour la mesure des forces électromotrices tient à ce que, le circuit de la pile Q (*fig. 62*), ne se trouvant jamais fermé, n'est le siège d'aucun courant, et que la pile Q ne peut se polariser même d'une manière momentanée. Aussi y a-t-on recours de plus en plus fréquemment.

(¹) PELLAT, *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXIV, p. 5188, et *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 145.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE V.

ACTIONS CALORIFIQUES DES COURANTS. PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

de Joule. — Température du circuit. — Électrocalorimètre à spirale. — Phénomène de Peltier. — Son interprétation. — Transport électrique de la chaleur.

Phénomènes thermo-électriques dans un circuit formé d'un seul métal. — Forces électromotrices thermo-électriques. — Série thermo-électrique. — Influence de la température. — Point neutre. — Mesure des hautes températures au moyen des couples thermo-électriques. — Conservation de l'énergie dans les phénomènes thermo-électriques. — Application du principe de Carnot. — Valeur théorique de l'effet Peltier. — Vérifications expérimentales. — Valeur du pouvoir électro-thermique.
Effets thermo-électriques.

ACTIONS CALORIFIQUES DES COURANTS.

LOI DE JOULE. — On doit à M. Joule (1) les premières expériences destinées à mesurer la chaleur développée dans les inducteurs quand ils sont traversés par des courants. Il faisait passer ces courants, d'abord à travers une boussole tangente, ensuite dans une spirale enroulée autour d'un tube de verre et dont la résistance R était connue : l'intensité était déterminée par la boussole. La spirale était plongée dans un calorimètre rempli d'un poids connu d'eau, et l'élévation de température finale qu'elle lui communiquait permettait de calculer la chaleur ωt développée par le courant pendant le temps t de l'expérience.

1° La résistance R de la spirale demeurant invariable, Joule a d'abord fait changer l'intensité, soit en changeant

1) JOULE, *Philosophical Magazine*, XIX; 1841.

la force électromotrice employée, soit en introduisant des résistances additionnelles, et il a trouvé que ω est proportionnelle au carré de I ,

$$\omega = zI^2.$$

z ne dépend ni de la pile ni du circuit total, il ne varie qu'avec la résistance R de la spirale dont on va maintenant déterminer l'influence.

2° M. Joule intercala dans un même circuit plusieurs spirales successives, qui plongeaient chacune dans un calorimètre distinct. Leurs résistances étaient R' , R'' , R''' ; l'expérience, conduite comme précédemment, permet de mesurer les quantités de chaleur ω' , ω'' , ω''' ,... et l'on trouva qu'elles satisfaisaient à la formule précédente avec des valeurs différentes de z . Ces valeurs furent proportionnelles aux résistances et égales à

$$KR', \quad KR'', \quad KR''', \quad \dots, \\ \omega' = KR'I^2, \quad \omega'' = KR''I^2, \quad \omega''' = KR'''I^2, \quad \dots$$

et, en faisant la somme,

$$\omega' + \omega'' + \omega''' = K(R' + R'' + R''' + \dots)I^2.$$

Donc, en général, la chaleur ω développée dans une portion quelconque ou dans la totalité du circuit extérieur est proportionnelle à sa résistance R et s'exprime par

$$(1) \quad \omega = KRI^2.$$

Nous verrons ultérieurement sous quelles réserves la formule (1) est applicable aux piles et, par conséquent, au circuit tout entier.

Désignons par E la force électromotrice entre les deux extrémités d'un fil dont la résistance est R ; on a, d'après la loi de Ohm,

$$I = \frac{E}{R},$$

en remplaçant dans la formule (1) RI par sa valeur E ,

$$\alpha = KEI,$$

et de même pour la quantité de chaleur dégagée dans le fil pendant le temps t

$$\alpha t = KEI t;$$

mais $I t$ est la quantité d'électricité Q qui a traversé le fil. On obtient donc la nouvelle expression

$$\alpha t = KEQ.$$

La quantité de chaleur dégagée dans un fil est proportionnelle : 1° à la force électromotrice E entre les deux bouts du fil ; 2° à la quantité d'électricité Q mise en circulation.

En ce qui concerne la valeur du coefficient K , rappelons-nous, d'après la définition même de la résistance dans le système électromagnétique, que RI^2 désigne l'énergie électrique dépensée dans le fil par suite de la force électromotrice E existant entre ses deux extrémités. D'après le principe de l'équivalence, on doit avoir entre la quantité α de chaleur dégagée et l'énergie dépensée RI^2 , la relation

$$\alpha = \frac{1}{j} RI^2,$$

désignant l'équivalent mécanique de la chaleur. Des équations (1) et (4), il résulte

$$K = \frac{1}{j}.$$

Le coefficient K est l'inverse de l'équivalent mécanique de la chaleur.

M. Garbe (1) a utilisé la formule

$$\text{bis)} \quad \alpha = \frac{1}{j} EI.$$

(1) GARBE, *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 195; 1881.

pour vérifier la loi de Joule dans le cas particulier des lampes à incandescence, c'est-à-dire dans le cas de conducteurs en charbon, portés par le courant à des températures très élevées. A cet effet, il plongeait la lampe à incandescence dans un calorimètre de M. Berthelot, et déterminait : 1° la quantité de chaleur w cédée par la lampe dans l'unité de temps; 2° la force électromotrice E entre les deux bornes de la lampe qu'il mesurait par compensation à l'aide d'un électromètre et d'éléments Daniell; 3° enfin l'intensité électromagnétique du courant. Ces expériences ont vérifié la formule (1) à moins de $\frac{1}{200}$ près. Dans l'une d'elles, le courant ayant une intensité de 0^m926, le travail électrique $\frac{1}{J} EI$ dépensé dans la lampe en dix minutes a été l'équivalent de 430^{cal},9, tandis que w a été trouvé égal à 430^{cal},7. On a admis, pour l'équivalent mécanique de la chaleur, le nombre 428.

TEMPÉRATURE DU CIRCUIT. — Si l'on considère un fil dont la résistance est R , il recevra pendant l'unité de temps une quantité de chaleur égale à w ; sa température s'élèvera de θ , et θ deviendra constant quand la chaleur perdue par rayonnement sera égale à w . Or cette chaleur perdue sera proportionnelle : 1° à la surface extérieure du fil ou à πdl ; 2° à son excès de température θ , si l'on admet la loi de Newton; 3° à un coefficient α qui représente le pouvoir émissif du fil dans les conditions de l'expérience, et qui ne variera que fort peu pour les diverses valeurs que peut prendre θ . On aura donc

$$W = \frac{1}{J} RI^2 = \pi dl \alpha \theta,$$

et, comme la résistance R est égale à $\frac{4l}{\pi d^2 k}$, et que l'intensité est égale au quotient de la force électromotrice E entre les extrémités du fil par sa résistance R , on a

$$\frac{1}{J} \frac{4l}{\pi d^2 k} I^2 = \frac{1}{J} \frac{4l}{\pi d^2 k} \frac{E^2}{R^2} = \pi dl \alpha \theta;$$

où, en posant $M = \frac{4}{J\pi^2}$,

www.libtool.com.cn

$$i) \quad \theta = M \frac{1}{\alpha} \frac{1}{d^3} \frac{1}{k} I^2 = M \frac{1}{\alpha} \frac{1}{d^3} \frac{1}{k} \frac{E^2}{R^2}.$$

On tire de cette formule les conséquences suivantes :

1° Si le circuit extérieur est formé par une série de fils de même diamètre et de conductibilités différentes, placés bout bout, les valeurs de θ correspondant à chaque fil seront en raison inverse de sa conductibilité spécifique k . Si, par exemple, on fait passer le courant dans une chaîne de fils de platine et d'argent de diamètres égaux, les mailles de platine s'échaufferont plus que celles d'argent : les premières pourront rougir et les dernières rester obscures. C'est une expérience qui a été faite par Children.

2° θ est en raison inverse de d^3 . Conséquemment, si une maille semblable à la précédente est interposée dans le circuit, et si elle est composée de fils de platine alternativement gros et fins, ceux-ci deviendront rouges et ceux-là resteront obscurs.

3° Puisque l'on a

$$R = \frac{4l}{\pi d^2 k},$$

où

$$Rk = \frac{4l}{\pi d^2},$$

lorsqu'on placera successivement dans le circuit des fils de platine et des fils d'argent de même diamètre d et de même longueur l , $R^2 k$ variera comme R , c'est-à-dire sera plus grand pour le platine que pour l'argent. Si l'on s'arrange pour que la force électromotrice E soit la même dans les deux cas, le platine s'échauffera donc moins que l'argent : c'est le contraire de ce qui arrive quand les deux fils sont à la fois placés dans le même circuit, à la suite l'un de l'autre.

4° La formule (3) montre que θ est indépendant de la longueur du fil considéré ; mais cette indépendance n'est qu'apparente, car plus ce fil sera long, plus sa résistance R sera

grande, et moins l'échauffement, pour une force électro disponible donnée E, sera considérable, ce qui est con l'observation.

5° θ est proportionnel au carré I^2 de l'intensité du c Si l'on augmente la dimension des couples, ce qui leur résistance, et qu'on laisse le circuit extérieur inv l'intensité du courant, et par suite θ , augmentent. C'es a été constaté par tous les observateurs.

6° Enfin, puisque θ est inversement proportionnel voir émissif α , toutes les circonstances qui favori refroidissement diminuent la température du fil : cela e une expérience curieuse de Grove. Après avoir fait dans l'air un fil de platine, avec le courant d'une pi plongeait dans de l'hydrogène, et il le vit redevenir c'est qu'en effet l'hydrogène est plus transparent q pour la chaleur rouge ; en faisant rougir légèrement le l'hydrogène et faisant le vide, on voit encore le fil re obscur, car le vide est d'une transparence absolue pou les radiations.

7° Les phénomènes ne sont cependant pas aussi que nous venons de le dire en faisant cette discussion savons en effet que la conductibilité électrique des diminue quand leur température augmente. Conséque le premier effet du courant est d'échauffer le fil ; réaction de cet échauffement fait diminuer k , qui devie

$$\frac{k}{1 + m\theta},$$

et augmenter la résistance R, qui devient $R(1 + m\theta)$ que chacune des parties qui la composent s'échauffe ; tion (6) devient donc

$$(7) \quad \theta = M \frac{1}{x} \frac{1}{d^2} \frac{1}{k} \frac{1}{1 + m\theta} I^2 = M \frac{1}{x} \frac{1}{d^2} \frac{1}{k} \frac{E^2}{R^2} \frac{1}{1 + m\theta}.$$

8° Ce changement, produit par la température dans ductibilité k des fils et par suite dans la résistance to circuit, explique une fort singulière expérience que l'

Prenez un fil de platine homogène, composé d'une partie verticale ABC (fig. 63) et de deux parties très courtes puis faisons-le traverser par un courant d'une intensité suffisante pour l'échauffer tout jusqu'au rouge sombre. Plongeons la partie ABC dans de la glace, elle se refroidira jusqu'à zéro, mais AE et CD se réchaufferont jusqu'au rouge.

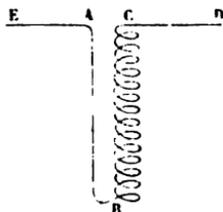
On voit à ce que, en refroidissant, la résistance par suite de la diminution de la résistance par suite de la diminution de la température θ dans toutes les autres parties du circuit. On voit que CD et AE se refroidissent, si l'on chauffe par une lampe à alcool.

La formule $w = KRI^2$ nous montre que la quantité de chaleur développée par un courant d'intensité constante I , quel qu'il soit, pendant l'unité de temps, augmentera avec la température de ce fil, puisque R croîtra : cette conséquence est justifiée par les expériences de Romney, Robin-

son. On fit passer un courant d'intensité I à travers un fil de platine qui était contenu dans un tube plein d'air au sein d'un calorimètre. Ce fil s'échauffa fortement, et dévint rouge en temps donné 5^{e} , 5. Ensuite on plongea le fil sans le retirer dans l'eau du calorimètre : il ne s'échauffa que peu et l'on vit augmenter l'intensité du courant, parce que la résistance R avait diminué. Mais on ajouta au circuit un rhéostat qui ramena l'intensité et la résistance totale à leur valeur primitive, et l'on mesura la chaleur développée dans le fil r : elle était réduite à 2^{e} , 97.

On scella deux fils de platine identiques dans deux tubes de verre qu'il remplit, l'un d'oxygène, l'autre d'hydrogène qu'il plongea dans deux calorimètres identiques puis il fit passer un courant dans les deux fils à la même intensité que nous l'avons expliqué, le premier AB s'échauffa plus que le second CD dans l'hydrogène, et,

Fig. 63.



comme sa résistance devint plus grande, il échauffa l'eau davantage.



ÉLECTROCALORIMÈTRE A SPIRALE. — Le dégagement de chaleur $\frac{1}{J} RI^2$, produit par un courant dans un conducteur métallique de résistance R connue, peut servir à déterminer I . Au lieu de mesurer directement cette quantité de chaleur, comme l'ont fait depuis de nombreux expérimentateurs, de la Rive ⁽¹⁾ eut l'idée de mesurer l'échauffement θ et choisit à cet effet, comme résistance sensible, une spirale bimétallique analogue à celle qui constitue le thermomètre de Bréguet; quand on dirige un courant à travers la spirale, elle s'échauffe et se détord proportionnellement à l'échauffement θ et, si celui-ci est suffisamment faible, proportionnellement à I^2 , comme le montre la formule (6).

M. Roiti ⁽²⁾ dispose verticalement l'une au-dessus de l'autre deux spirales de Bréguet, l'une avec l'argent à l'intérieur, l'autre à l'extérieur; elles sont fixées par leurs extrémités opposées A, B' aux bornes qui amènent le courant, réunies par leurs extrémités libres B, A , vers le milieu de la hauteur de l'appareil à l'aide d'une petite tige dirigée suivant l'axe commun et portant un miroir, que l'échauffement des deux spirales tend à faire tourner dans le même sens. On mesure l'angle dont il se déplace par la méthode de Poggendorff.

Le système des deux spirales, soutenu par deux disques d'ébonite, est placé dans un cylindre en laiton, percé de nombreuses ouvertures et entouré d'une double enceinte contenant de l'eau, pour le mettre à l'abri des rayonnements

⁽¹⁾ DE LA RIVE, *Recherches sur l'électricité voltaïque*, t. III, p. 140; 1813.

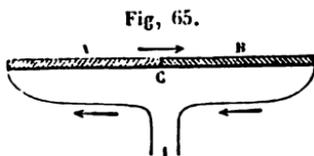
⁽²⁾ ROITI, *Nuovo Cimento*, t. XVII, p. 185; t. XVIII, p. 1; 1885, et *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 5-6.

PHÉNOMÈNE DE PELTIER.

érieurs. Cet *electrocalorimètre* offre l'avantage de pouvoir être employé avec des courants alternatifs périodiques, qui ne comprimeaient pas le galvanomètre; il fournit alors la valeur moyenne de $\int I^2 dt$. On l'étalonnera par comparaison avec un galvanomètre.

PHÉNOMÈNE DE PELTIER. — Outre les échauffements que le passage d'un courant détermine dans toute l'étendue d'un inducteur homogène, il y a des variations de température secondaires aux points de suture des conducteurs différents, quand ils sont placés à la suite les uns des autres. Ces phénomènes ont été découverts par Peltier (1).

Considérons une règle formée d'antimoine en A, de bismuth en B (fig. 65) et dirigeons à travers la soudure C un courant allant de A en B, nous constatons que la température de la soudure est supérieure à celle des points voisins; tandis que, si le courant va de B en A, la soudure se refroidira au-dessous



de la température de ces mêmes points. Le courant développe donc en C un effet calorifique particulier, différent de celui qui se produit dans les conducteurs en vertu de leur résistance. Cet effet change de signe avec la direction du courant, consiste par conséquent en une dépense d'énergie quand le courant passe dans un sens, en une absorption d'énergie quand il circule en sens contraire. Il est à remarquer que le sens du courant qui refroidit est celui du courant thermoelectrique qui serait produit si l'on échauffait la soudure. Nous reviendrons ultérieurement sur cette relation importante, démontrée par Frankenheim (2).

Démontrons d'abord l'existence de l'effet thermique en question.

Pour cela, Peltier employa d'abord un thermomètre différentiel (fig. 66). Il introduisait dans les deux boules c, c' deux

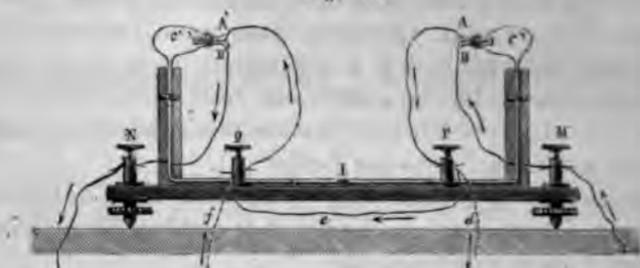
1) PELTIER, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LVI, p. 371; 1834.

2) FRANKENHEIM, *Pogg. Ann.*, XCI, 161; 1855.

J. et B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (4^e édit., 1888).

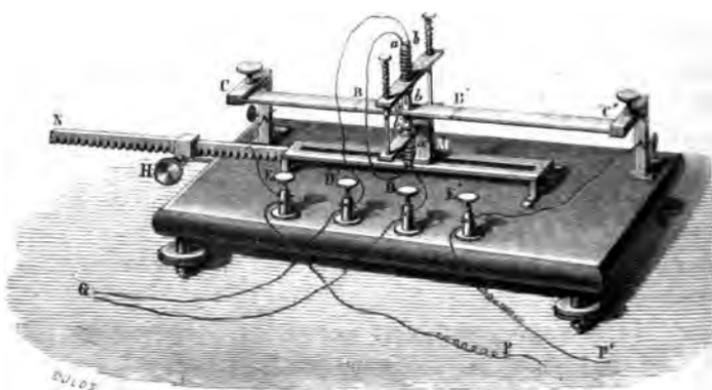
couples de bismuth et d'antimoine BA, A'B' disposés in
 sagement dans un circuit à travers lequel il faisait passer
 courant de M en N; ce courant allait du bismuth B à l'an-
 timoine A dans la première boule c , qu'il refroidissait, et
 de l'antimoine A' au bismuth B' dans la seconde c' , qu'il échauffait.

Fig. 66.



fait. Les deux actions s'ajoutaient pour faire marcher l'in-
 dicateur I. On peut diriger le courant dans un seul des deux couples
 si c'est le second A'B', il s'échauffe toujours; si c'est le premier AB,
 il se refroidit quand le courant est très faible et finit par s'échauffer,
 mais toujours moins que A'B', qu'il traverse quand le courant qui le
 traverse prend une intensité progressive croissante.

Fig. 67.



Peltier confirma ces conclusions par l'appareil ci-dessus
 (fig. 67). CC' est une règle horizontale composée de

riées, deux extrêmes, CB et B'C', de cuivre. l'autre moyenne, BB', de bismuth. On fait passer un courant dans direction

$$\text{CBB'C'}$$

$$\text{PE} \rightarrow \text{E'P'}$$

est inverse dans la soudure B et il doit la réchauffer; il est rect dans B' et il doit refroidir ce point.

On constate ces changements de température au moyen d'un thermomètre spécial que Peltier a nommé la *pince thermoelectrique*; elle est portée sur un curseur M qui glisse dans une coulisse et qu'on fait avancer ou reculer par une crémaillère N au moyen d'un pignon H; elle est constituée par deux éléments thermo-électriques, l'un inférieur, $a'b'$, qui repose sur la règle CC' en la soulevant, et l'autre aa, bb , placé au-dessus de cette même règle sur laquelle il est toujours appliqué en face de $a'b'$ par des ressorts à boudin. Supposons que les deux mâchoires s'appuient sur une section de la règle qui soit échauffée, elles s'échaufferont aussi; un courant se produira dans l'élément supérieur; il passera de GD' à bb , traversera la soudure ba et reviendra de a en b' dans le couple inférieur. De b' à a' il se formera un autre courant qui s'ajoutera au premier, et tous deux reviendront de a' en D et en G. donc il y a en G un galvanomètre, il se déviara par l'effet de ces deux courants dont le sens est DGD'. C'est ce qu'on trouve quand la pince est placée sur la soudure B. Mais, quand elle passe la soudure B', on observe une déviation contraire qui prouve que B' est refroidi si le courant qui traverse CC' est faible; mais, quand ce courant augmente peu à peu d'intensité, la déviation devient nulle et change de sens, ce qui montre que la soudure finit par s'échauffer; cependant elle est toujours moins chaude que B.

Pour se débarrasser du réchauffement que le courant produit dans toutes les sections du conducteur CC', Lenz (*) a employé de gros prismes de bismuth et d'antimoine; il creusait dans la soudure une cavité assez grande pour contenir le

(*) LENZ, *Pogg. Ann.*, XLIV, p. 342; 1839.

réservoir d'un thermomètre sensible, et qu'il achevait de remplir avec de la limaille : la température baissait de 4° avec un courant direct dont l'intensité était convenablement réglée. Quand on versait dans la cavité de l'eau à 0° , elle se congelait, et la glace formée prenait la température de -4° .

Il y avait lieu de chercher d'après quelles lois varie la quantité de chaleur dégagée ou absorbée dans une soudure. Les premières recherches faites à cet égard sont celles de Frankenheim ⁽¹⁾ et de Quintus Icilius ⁽²⁾. Ce dernier faisait communiquer une pile thermo-électrique de 30 éléments avec un galvanomètre, et, par l'intermédiaire d'un commutateur, avec un couple faible. Il dirigeait le courant de ce couple dans la pile thermo-électrique, de l'antimoine au bismuth, à travers toutes les soudures paires, et du bismuth à l'antimoine à travers les soudures impaires ; les premières s'échauffaient, les secondes se refroidissaient. Quand l'équilibre était atteint, on faisait fonctionner le commutateur qui supprimait le courant et laissait la pile thermo-électrique en communication avec le galvanomètre. Au premier moment, celui-ci éprouvait une déviation proportionnelle à la différence de température des soudures de rang pair et impair ; on la mesura et l'on reconnut, par cette méthode détournée, que la différence de température des soudures est proportionnelle à l'intensité I du courant qui a traversé la pile. Il doit en être de même de la quantité de chaleur absorbée dans l'une de ces soudures et dégagée dans l'autre.

Cette conclusion, à laquelle était aussi arrivé Frankenheim, a été vérifiée depuis par d'autres expérimentateurs, en particulier par M. Edlund ⁽³⁾ et par M. Le Roux ⁽⁴⁾. On doit à ce dernier des déterminations calorimétriques directes effectuées sur un certain nombre de combinaisons thermo-électriques. Prenons pour exemple l'effet Peltier correspondant au couple cuivre-bismuth.

(1) FRANKENHEIM, *Pogg. Ann.*, XCI, p. 161 ; 1854.

(2) DE QUINTUS ICILIUS, *Pogg. Ann.*, LXXXIX, p. 377 ; 1853.

(3) EDLUND, *Pogg. Ann.*, CXL, p. 435 ; 1870.

(4) LE ROUX, *Recherches sur les courants électriques (Annales de Chimie et de Physique, 4^e série, t. X, p. 201 ; 1867)*.

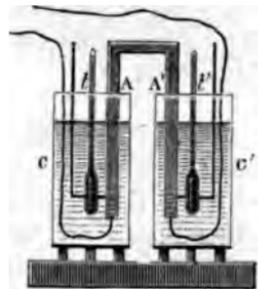
M. Le Roux forme une sorte de cheval avec deux barreaux de bismuth rectangulaires, exactement de même longueur, de même section et de même poids, reliés à leur partie supérieure par une traverse de même métal soudée à chacun d'eux. A chacune des extrémités inférieures sont soudées deux lames de cuivre rouge aussi identiques que possible ; ce sont ces lames qui établissent la communication avec la pile. Les deux branches verticales du fer à cheval plongent chacune, comme l'indique la *fig.* 68, dans un calorimètre en cuivre doré contenant 10^{cc} d'eau ; ces calorimètres sont supportés par de petites pointes de bois, entourés d'une enceinte de fer-blanc poli et munis d'un agitateur. Dans chacun d'eux on plonge un bon thermomètre, permettant d'apprécier $\frac{1}{100}$ de degré.

On dirige dans ce système un courant constant, dont on mesure l'intensité à l'aide d'une excellente boussole, et l'on mesure l'élévation de température des deux calorimètres.

Si les résistances des deux branches du couple étaient parfaitement égales, la différence des quantités de chaleur reçues par les deux calorimètres mesurerait le double de l'effet Peltier ; mais, comme cette condition n'est jamais réalisée rigoureusement, il faut éliminer cette cause perturbatrice ; on y parvient en renversant le sens du courant et observant pendant une durée égale la marche des deux calorimètres.

Le Tableau suivant est extrait du Mémoire de M. Le Roux ; indique le nombre de calories dégagées en une minute par un courant capable de réduire 1^{gr},314 de cuivre par minute (*). Le courant est supposé dirigé du cuivre à l'un des métaux suivants.

Fig. 68.



(* C'est-à-dire un courant de 66^{amp},22 environ.

	cal	Force électromotrice en fractions de Daniell
Antimoine E-B (1).....	-14,5	-0,0149
Antimoine du commerce.	-5,4	-0,0055
Fer.....	-2,8	-0,0028
Cadmium.....	-0,51	-0,00055
Zinc.....	-0,43	-0,0004
Maillechort.....	+2,75	+0,0027
Bismuth pur.....	+21,3	+0,0218
Bismuth E-B (2).....	+28,8	-0,0294

Ces effets sont indépendants de l'étendue de la soudure, et l'on vérifie qu'ils sont exactement proportionnels à l'intensité du courant (3).

INTERPRÉTATION DU PHÉNOMÈNE DE PELTIER. — Le phénomène calorifique local, dont les soudures sont le siège, est l'équivalent d'un travail effectué par des forces dont l'action est également locale. Au sein d'un fil conducteur homogène, la seule force électrique agissant dans le sens du courant sur l'unité électrostatique d'électricité est $-\frac{dV}{dx}$; mais nous ignorons

quelle est la nature des forces auxquelles une masse électrique est soumise dans la couche infiniment mince qui forme, si l'on peut ainsi s'exprimer, la *transition* d'un corps conducteur à un autre. Imaginons que ces forces locales ont un potentiel U et qu'elles s'annulent à de très faibles distances α , α' de part et d'autre du plan géométrique de la soudure. Le travail de ces forces sur une quantité d'électricité e (évaluée toujours en unités électrostatiques) sera

$$\bar{e} = -e \int_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{dU}{dx} dx = e[(U)_{\alpha} - (U)_{\alpha'}],$$

(1) Alliage de M. E. Becquerel : 1^{re} cadmium, 2^{me} antimoine et $\frac{1}{2}$ du poids du mélange en bismuth.

(2) Alliage de M. E. Becquerel : bismuth 10, antimoine 1.

(3) M. Bellati a mesuré, par une méthode analogue à celle de M. Le Roux, la valeur de l'effet Peltier pour un couple fer-cuivre; nous reviendrons ultérieurement sur ce dernier travail.

$(U)_x$, $(U)_{x'}$ étant les valeurs du potentiel U dans les deux corps, α et α' , de part et d'autre. Ce travail est proportionnel à la quantité e d'électricité qui passe; il en est de même son équivalent calorifique $\frac{e}{j}$. La quantité de chaleur pro-

ite à la soudure, pendant l'unité de temps, varie donc proportionnellement à l'intensité électrostatique (et par conséquent aussi électromagnétique) du courant, et change de signe quand on renverse la direction de celui-ci. Ce sont bien là les conditions révélées par l'expérience.

Nous ignorons jusqu'ici si les forces dont le potentiel est U confondent ou non avec celles qui sont exercées par des masses électriques et dont nous avons désigné le potentiel par V . S'il y avait réellement identité, le phénomène de Peltier prouverait que, à la surface de séparation de deux conducteurs, il y a une différence brusque de potentiel et en mesurerait la valeur $(U)_x - (U)_{x'}$. On a calculé, dans le Tableau précédent, la force électromotrice électromagnétique correspondant à cette différence de potentiel.

Nous verrons plus tard que, dans un circuit ouvert, on constate entre les potentiels électrostatiques V_A , V_B de deux inducteurs en contact une différence constante et caractéristique de l'état de leurs surfaces libres. Mais il ne peut y avoir équilibre entre les deux conducteurs, comme l'observe justement M. Clausius (¹), que si les forces particulières, paremment exercées par la matière pondérable sur l'électricité sont équilibre aux forces électriques proprement dites, résultant, au voisinage de la soudure, de la différence de potentiel $V_A - V_B$. Cet équilibre n'existe plus d'une manière rigoureuse, dans le cas des courants; car, autrement, le travail résultant des deux systèmes de forces serait nul, ce qui n'est pas, puisque le phénomène de Peltier se produit.

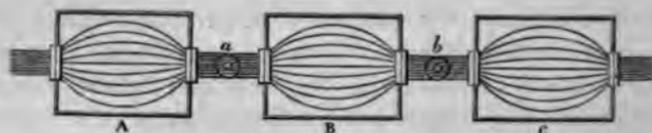
La différence de potentiel $(U)_x - (U)_{x'}$ ne mesure évidemment que la différence entre $V_A - V_B$ et la quantité analogue $A - W_B$ qui se rapporte aux forces antagonistes. Les forces

¹) CLAUDIUS, *Die mechanische Behandlung der Electricität*, p. 175-176, G. B. Schwegel, 1879.

électromotrices calculées dans le Tableau précédent sont en effet très inférieures aux forces électromotrices de contact mesurées directement par les procédés qui seront indiqués dans la suite.

TRANSPORT ÉLECTRIQUE DE LA CHALEUR. — Sir W. Thomson⁽¹⁾ a découvert que, lorsque la température d'un fil métallique n'est pas la même en tous les points, l'échauffement d'une portion du fil produit par un courant est différent suivant que le courant est dirigé de la partie chaude à la partie froide du fil ou en sens contraire. Un paquet de fils de fer isolés, serré par des nœuds en *a* et en *b* (fig. 69), s'épanouit dans trois cuves

Fig. 69.



A, B, C, les deux extrêmes contenant de l'eau bouillante et la moyenne de l'eau froide; en *a* et *b* sont des thermomètres. Si l'on vient à lancer dans les fils de fer un courant dans la direction AB, ce courant est dirigé, dans la région où se trouve le thermomètre *a*, de la partie froide à la partie chaude du fil, et de la partie chaude à la partie froide dans la région du thermomètre *b*. On observe que les thermomètres *a* et *b* présentent une différence inégale suivant le sens du courant. Ainsi, dans une de ses expériences, sir W. Thomson a trouvé :

Sens du courant.	Thermomètre <i>a</i> .	Thermomètre <i>b</i>	Différence.
De A en C	51°, 54	53°, 30	1°, 76
De C en A	51°, 32	53°, 29	1°, 97

La moitié de la différence $1^{\circ},97 - 1^{\circ},76 = 0^{\circ},21$ mesure le phénomène. La différence est nulle quand les trois cuves sont à la même température.

⁽¹⁾ W. THOMSON, *Philos. Transact.*, p. 649, 1846, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LIV, p. 105.

M. Le Roux (1) a étudié le même phénomène en remplaçant les deux thermomètres de sir W. Thomson par les deux soudures d'un élément thermo-électrique. La différence de température indiquée par celui-ci varie, avec la direction du courant, dans le sens indiqué par les expériences de l'illustre physicien anglais; de plus, M. Le Roux a pu constater que la variation est proportionnelle à l'intensité du courant. On s'en convaincra par le Tableau suivant, relatif au maillechort, et dans lequel les quantités mesurées sont exprimées en unités arbitraires.

Intensité I du courant.	Différence D des indications de la pile thermo-électrique.	$\frac{D}{I}$	
0,783...	183	234	courant direct.
0,567...	129	238	
0,456...	99	217	courant inverse.
0,278...	67	240	
Moyenne...		232,25	

On peut donc affirmer que, quand un courant traverse un conducteur métallique en allant d'un point chaud à un point froid, il y a, outre le dégagement de chaleur correspondant à la résistance du conducteur, un dégagement de chaleur parasite, positif ou négatif, changeant de signe avec l'intensité du courant, et d'où résultent les différences observées par sir W. Thomson et M. Le Roux. Ce dégagement de chaleur est proportionnel à l'intensité du courant : s'il est positif quand le courant va du point chaud au point froid, on peut dire qu'il y a *transport de chaleur* dans le sens du courant; s'il est négatif, il y a transport de chaleur en sens inverse. De là le nom de *transport électrique de la chaleur* donné par sir W. Thomson à ce phénomène.

M. Le Roux a étudié le phénomène de sir W. Thomson avec un grand nombre de métaux. A cet effet, il a pris des barres métalliques d'espèce différente et de même longueur; il les a vernies de la même manière pour leur donner le même coeffi-

(1) Le Roux, *Recherches sur les courants thermo-électriques* (*Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. X, p. 201; 1867).

cient de conductibilité extérieure h , les a échauffées ou refroidies par le même point, et a choisi leur section s , tout en leur conservant un périmètre p égal, de telle sorte que le quotient $\frac{hp}{ks}$ (où k représente le coefficient de conductibilité calorifique interne) ait pour toutes la même valeur. Dans ces conditions, la distribution de la température est la même dans toutes les barres, et pour comparer les quantités de chaleur transportées par un courant d'intensité égale à 1, ou ce que M. Le Roux appelle le *pouvoir électrothermique* du métal, il n'y a plus qu'à comparer la différence des indications fournies par la pile thermo-électrique quand le courant est direct ou renversé. Il est en effet bien évident que, si la température, au point touché par la pile thermo-électrique, s'élève de δt quand le courant est direct, baisse de δt quand le courant est inverse, la quantité de chaleur fournie à chaque instant par le courant et perdue par rayonnement à la surface de la barre a varié proportionnellement à δt . Le Tableau suivant donne les *pouvoirs électrothermiques* mesurés par M. Le Roux en unités arbitraires : le signe + correspond à un transport de chaleur dans le sens du courant, le signe - à un transport en sens contraire.

Métaux.	Pouvoirs électrothermiques.
Bismuth de M. Edm. Becquerel.....	+ 73
Antimoine.....	+ 64
Cadmium.....	+ 31
Zinc.....	+ 11
Bronze d'aluminium.....	+ 6
Argent.....	+ 6
Cuivre.....	+ 2
Laiton.....	+ 0,3
Plomb.....	0
Étain.....	- 0,01
Aluminium.....	- 0,01
Platine.....	- 18
Antimoine de M. Edm. Becquerel...	- 24
Maillechort.....	- 25
Fer.....	- 31
Bismuth.....	- 31

ès M. Haga (1) le pouvoir électrothermique du mercure est à une intensité de courant de 1 ampère serait de 0,069 à la température de 78°,5; celui du bismuth déduit des expériences de M. Le Roux serait égal à — 0,000000245. On peut attribuer la production du phénomène de sir W. Thomson à une hétérogénéité produite dans un même métal par une différence de température, hétérogénéité plus ou moins analogue à celle qui existe à température fixe au point de contact de deux métaux différents. Le passage du courant, qu'il ait lieu à travers une soudure, soit à travers un métal dont les deux bouts sont à des températures différentes, produit en fait des phénomènes analogues : dans les deux cas, on observe un dégagement de chaleur positif ou négatif, proportionnel à l'intensité du courant et changeant de signe avec sa direction.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES.

CIRCUITS FORMÉS D'UN SEUL MÉTAL. — Lorsqu'on réunit par un conducteur homogène les deux extrémités d'un galvanomètre, il n'y a aucune raison pour qu'un courant s'établisse dans un sens que dans l'autre; aussi ne s'en produit-il pas. La même symétrie existera encore, et l'aiguille du galvanomètre ne sera point déviée, si l'on chauffe le milieu du conducteur et même un point quelconque de sa longueur suffisamment éloigné de ses extrémités; mais, lorsqu'il y a quelque différence dans l'état du fil à droite et à gauche de la partie chauffée, il pourra se produire une force électromotrice et un courant : c'est en effet ce qui arrive le plus souvent.

Becquerel (2) fit voir (*fig. 70*) qu'en prenant un fil homogène, dans lequel on fait plusieurs nœuds superposés, que l'on a contourné en spirale dans une partie de sa longueur, et l'échauffant en un point voisin, on obtient un

(1) *Wied. Ann.*, XXVIII, 179. 1886; *Journal de Physique*, 2^e série, t. 106.

(2) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXIII, p. 135, t. LII, p. 353; 1829.

courant allant, en général, de la partie chaude à la spirale ou au nœud, et quelquefois en sens inverse, comme cela arrive avec le zinc, l'étain et le cuivre. Ainsi encore, Seebeck⁽¹⁾ remarqué, dans des circuits de bismuth chauffés par un point

Fig. 70.



l'existence de courants analogues dont les directions changent quand l'échauffement a lieu d'un côté ou de l'autre de certains points neutres, et Matteucci⁽²⁾ a prouvé que ces courants et ces inversions étaient liés à des particularités de la cristallisation.

Magnus⁽³⁾ a reconnu qu'il n'y a point de courant quand on chauffe le point de réunion de deux fils de même nature et au même état physique, bien qu'ils aient des diamètres inégaux ou des surfaces diversement polies, ce qui exclut l'idée que le phénomène soit produit par une transmission inégale de chaleur dans les deux sens ; mais il a prouvé que toute différence dans la dureté du fil à droite et à gauche du point chauffé détermine infailliblement la naissance d'un courant, et que changer la conductibilité calorifique. Ce courant traverse le lieu d'échauffement, de la partie recuite à la partie échauffée dans des fils de

laiton, argent, cuivre, platine, or,

et il donnait des déviations galvanométriques égales à

55°, 46°, 25°, 5°, 2°;

(¹) SEEBECK, *Pogg. Ann.*, VI, 1, 133, 253; 1825.

(²) MATTEUCCI, *Pogg. Ann.*, XLIV, 629; 1838.

(³) MAGNUS, *Pogg. Ann.*, LXXXIII, 469; 1851.

chait, au contraire, de la partie écrouie à la partie recuite
des métaux

www.libtool.com.cn

argentan, zinc, étain, fer, plomb.

faisait des déviations égales à

34°, 32°, 30°, 4°, 0°.

Jannettaz et Pilleur (1) ont montré qu'une plaque sou-
des laminages répétés de manière à lui communiquer
structure schistoïde, ou ce que l'on appelle le *long-grain*,
des courants thermo-électriques, quand on l'échauffe par
entre et qu'on appuie les extrémités du fil du galvano-
sur la face opposée au centre B et au bord C. Le cou-
jours dirigé de B vers C, est particulièrement intense
zinc, très faible avec le cuivre.

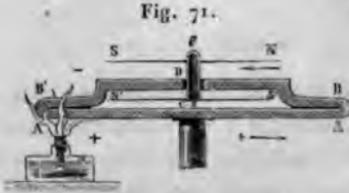
querel découvrit encore que l'on obtient des courants
on joint au galvanomètre deux fils identiques, l'un
et l'autre froid, et qu'on ferme le circuit en les faisant
r. Ces courants ont des sens différents, suivant les di-
rétaux, et quelquefois leur direction change avec la dif-
e des températures.

faits, et beaucoup d'autres que nous ne citons pas peu-
résumer, en disant qu'une dissymétrie de structure à
et à gauche d'un point que l'on chauffe fait naître une
électromotrice dans un circuit composé d'un même

LES ÉLECTROMOTRICES THERMO-ÉLECTRIQUES. — Considérons
lement un circuit formé de plusieurs métaux. Par
de, prenons avec Seebeck (2) deux lames de bismuth et
noine BB', AA' (*fig.* 71), soudées à leurs extrémités, de
re à former un circuit complet. Un système de deux ai-
astatiques NS, N'S', posé sur un pivot C ϵ , occupe dans
cuit la même position que dans un galvanomètre; il n'est
lévié si les températures sont égales aux deux extrémités

JANNETTAZ et PILLEUR, *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 172; 1886.
SEEBECK, *Ann. de Pogg.*, VI, p. 133 et 253; 1825.

AB, A'B'. Si donc des forces électromotrices existent aux points de soudure, ce qui est possible, ces forces électromotrices sont égales et de sens contraire, ce qui doit être par raison de symétrie ; mais, lorsqu'on vient à chauffer A'B', les aiguilles se



déplacent et accusent un courant qui va de A' en A et de B en B', et qui change de sens si c'est la soudure AB qui est échauffée.

Il y a donc des forces électromotrices développées par l'application de la chaleur aux

soudures, ou tout au moins une modification des forces électromotrices qui pouvaient exister auparavant en ces points et qui s'annulaient exactement.

Tous les couples de métaux essayés produisent les mêmes actions avec des différences d'intensité. On le constate, soit en employant la disposition de Seebeck, soit à l'aide d'un électromètre introduit dans le circuit.

Nous nous proposons de trouver les lois que suivent les forces électromotrices thermo-électriques ainsi développées.

A cet effet, nous pouvons d'abord, comme le fit Becquerel, former avec divers métaux soudés une chaîne dont nous fixerons les bouts à un galvanomètre. Quand toutes les soudures de la chaîne sont à 0°, il n'y a point de courant, et nous en concluons que les forces électromotrices F_{AB} , F_{BC} , . . . , F_{PQ} , F_{QA} dont les soudures peuvent être individuellement le siège ont, même dans le cas de dissymétrie, une somme nulle, à moins que toutes ces forces ne soient individuellement nulles, ce que l'expérience actuelle ne permet nullement de décider. Quoi qu'il en soit, si nous chauffons l'une des soudures AB à 20° en maintenant les autres à 0°, la seule force électromotrice F_{AB} peut être modifiée d'une quantité f_{AB} ; il y a donc dans le circuit total une force électromotrice résultante f_{AB} que l'on peut déterminer par les procédés exposés précédemment; on mesurera de même f_{BC} , f_{CD} , . . . , f_{PQ} , f_{QA} , et comme, si toutes les soudures du circuit étaient uniformément à 20°,

irant devrait aussi s'annuler, on trouvera comme vérifi-
 que

www.libtool.com.cn

$$f_{AB} + f_{BC} + f_{CD} + \dots + f_{PQ} + f_{QA} = 0.$$

le cas particulier de deux métaux seulement, cette rela-
 devient

$$f_{AB} + f_{BA} = 0$$

$$f_{BA} = -f_{AB}.$$

LE THERMO-ÉLECTRIQUE. — On pourra, en se fondant sur
 observations de ce genre, classer les métaux en série, de
 sorte que chacun d'eux donne une force électromotrice
 no-électrique positive avec celui qui le précède et négative
 avec celui qui le suit. C'est ainsi que Becquerel put dresser
 Tableau suivant qui représente l'ordre thermo-élec-
 e, entre 0° et 20°, des échantillons métalliques qu'il étudia :

Bismuth,	Argent.	Or,
Nickel,	Étain,	Zinc.
Platine,	Plomb.	Fer,
Palladium.	Rhodium.	Arsenic.
Cobalt,	Laiton.	Antimoine.
Manganèse.	Cuivre,	

Après la relation (1), la force électromotrice bismuth-anti-
 e (égale et de signe contraire à la force électromotrice
 roine-bismuth) est égale à la somme des forces électro-
 ices que donnerait chacun des métaux du Tableau accou-
 vec le suivant. Cette force électromotrice est plus grande
 celle qui correspond à une autre force électromotrice
 onque produite par un couple de métaux pris au hasard
 le Tableau, nickel-arsenic, par exemple, ou cobalt-
 etc.

soufre modifie profondément les propriétés thermo-élec-
 es des métaux. Le sulfure de bismuth est plus fortement
 if que le bismuth ; la pyrite naturelle (sulfure double de
 e et de fer) l'est encore davantage. Le protosulfure de
 e est au contraire fortement positif. La pyrite et le sulfure

de cuivre forment, d'après M. Ed. Becquerel (1), les deux extrémités de la série thermo-électrique.

www.libtool.com.cn

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE. — POINT NEUTRE. — Tant que l'excès t de température d'une soudure AB est très petit, la force électromotrice f_{AB} correspondante demeure sensiblement proportionnelle à cet excès; mais, quand t augmente beaucoup, on observe que f_{AB} , après avoir augmenté, devient maximum pour une température convenable t_0 , qu'on appelle *point neutre*, décroît ensuite et peut même changer de signe pour une autre température, que nous appellerons *point d'inversion*. En maintenant à 0° l'une des soudures du couple, M. Edm. Becquerel a observé l'inversion

Pour l'argent et le zinc	à 225°
» l'or et le zinc	à 150°
» le fer et le cuivre	au rouge sombre.

On peut, d'après MM. Avenarius et Tait (2), représenter la force électromotrice thermo-électrique de deux métaux, tout au moins entre 0° et 400°, par la formule

$$(1) \quad f_{AB} = M(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right),$$

où T_1 est la température absolue de la soudure chaude, T_2 celle de la soudure froide, T_0 celle qui correspond au point neutre.

M. Tait appelle pouvoir thermo-électrique p_{AB} d'une soudure le facteur

$$(2) \quad p_{AB} = M \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right)$$

qui, multiplié par la différence des températures, donne la force

(1) ED. BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. VIII, p. 389; 1866.

(2) TAIT, *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, 1871-72. La même formule avait été indiquée par M. Avenarius quelques années auparavant (*Pogg. Ann.*, CXXII, p. 193; 1864).

électromotrice f_{AB} . Il est aisé de voir que ces pouvoirs thermo-électriques obéissent à la loi

www.libtool.com.cn

$$p_{AB} + p_{BC} + \dots + p_{QA} = 0,$$

en multipliant le premier terme de (3) par $T_1 - T_2$, on obtient la somme

$$f_{AB} + f_{BC} + \dots + f_{QA},$$

qui est, nous le savons, essentiellement nulle (p. 143*).

Les pouvoirs thermo-électriques se prêtent à une représentation graphique commode. On prend pour abscisses les températures centigrades $t = T - 273$, pour ordonnées les pouvoirs thermo-électriques p rapportés au plomb et correspondant à

la température moyenne des deux soudures $\frac{T_1 + T_2}{2} = T$;

d'après cette convention, l'équation (2) représente une droite dont le coefficient angulaire est M ; le point où elle coupe l'axe des x est le point neutre T_0 , correspondant au métal considéré associé au plomb. De plus, en désignant par A et B deux métaux quelconques, par C le plomb, on a

$$p_{AB} + p_{BC} + p_{CA} = 0,$$

où

$$p_{BA} = p_{BC} - p_{AC};$$

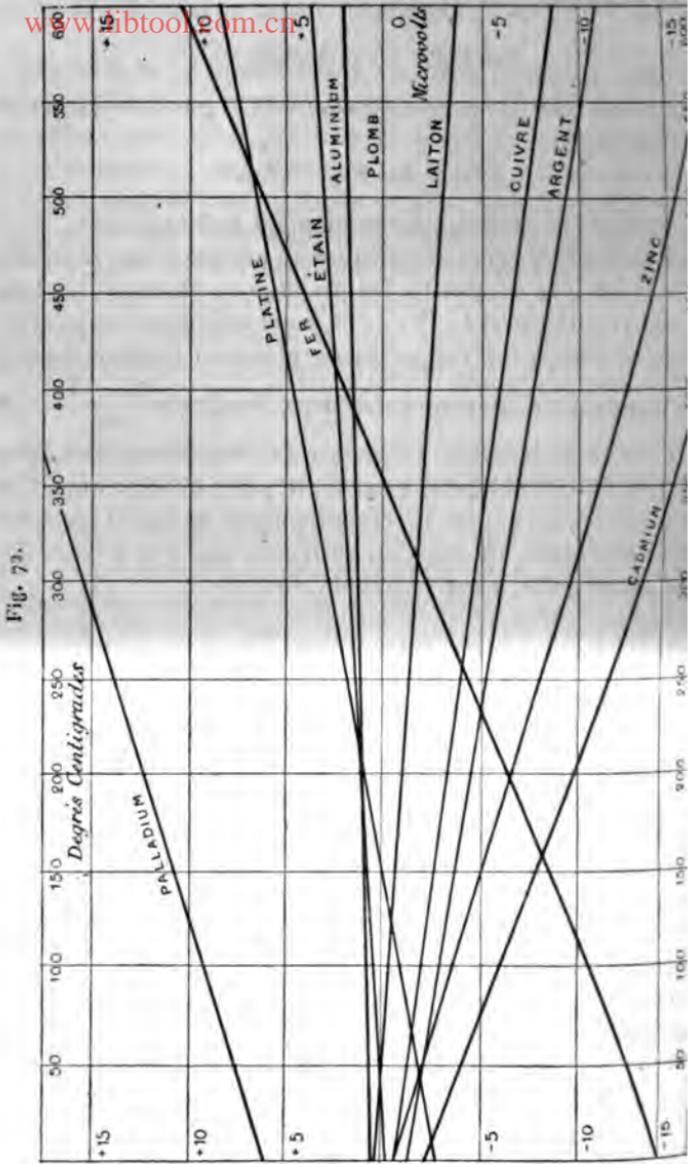
le pouvoir thermo-électrique de deux métaux quelconques A et B est donc égal à la différence de leurs pouvoirs thermo-électriques par rapport au plomb C, c'est-à-dire à la différence des ordonnées de leurs droites caractéristiques. Le point de rencontre de ces deux droites est le point neutre correspondant à l'association des deux métaux.

Pour calculer, à l'aide du diagramme (*fig. 72*), la force électromotrice d'un couple quelconque, fer-cuivre par exemple, entre deux températures T_1 et T_2 , on remarquera que cette force électromotrice est

$$f_{AB} = (T_1 - T_2) P_{AB}$$

que P_{AB} se rapporte à une température $T = \frac{T_1 + T_2}{2}$. Cette

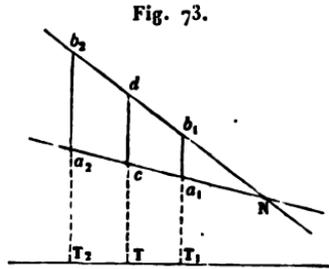
valeur de P_{AB} est la médiane verticale cd du trapèze $a_1a_2b_2$



(fig. 73) formé par les droites figuratives et les ordonnées cd

ant aux températures extrêmes T_1 et T_2 . Le produit $a_2 b_2$, ou $cd.mn$, est l'aire $a_1 a_2 b_2 b_1$ du trapèze. Il faut remarquer toutefois que, si le point neutre N est compris entre les deux températures, il faut considérer comme négatives les longueurs de l'aire situées de ce point.

par exemple, à calculer la force électromotrice du couple cuivre-fer entre 0° et T et la différence des coefficients relatifs aux pouvoirs



électriques à cette température, évaluée en millionnièmes (microvolts), est $11,43$; en multipliant par la différence de deux températures, on trouve, pour la force électromotrice cherchée, $0,001143$. Le Tableau suivant indique : 1° les coefficients de divers métaux avec le plomb; 2° la tangente en raison de la droite figurative : il résume le diagramme et les calculs numériques.

MÉTAL.	POINT NEUTRE par rapport au plomb.	TANGENTE de l'angle avec la ligne du plomb.	
Antimoine.....	- 69	0,0364	} millionième de volt par degré centi- grade.
.....	- 32	0,0289	
.....	- 115	0,0146	
.....	- 68	0,0124	
.....	+ 37	0,0056	
.....	"	"	
Argent.....	- 113	0,0026	
.....	+ 45	0,0067	
Plomb.....	- 314	0,0251	
.....	- 181	0,0311	
.....	- 357	0,0420	

DES HAUTES TEMPÉRATURES AU MOYEN DES COUPLES ÉLECTRIQUES. — Supposons que l'une des soudures du

couple est maintenue à 0°, la formule d'Avenarius peut se mettre sous la forme $f_{AB} = at \pm bt^2$, t représentant la température centigrade, a et b deux constantes. Cette formule est elle assez rigoureusement applicable dans un intervalle de température très large, par exemple de 0° à 1500°, pour qu'on puisse faire servir un couple thermo-électrique à la mesure des hautes températures? Il ne semble pas qu'il en soit ainsi dans le cas général. D'abord il est difficile de trouver des métaux assez homogènes, dans leur structure, pour que les courants de Becquerel (p. 139*) ne soient pas comparables à ceux que produit une différence de température de 100° aux soudures, ce qui enlèverait toute précision et toute comparabilité aux mesures. M. Le Châtelier (1) a cependant reconnu que la formule est applicable, d'une manière assez satisfaisante, au couple platine-palladium, malgré l'irrégularité de structure de ce dernier métal. Ainsi, il a trouvé, pour diverses températures fixes connues, les valeurs suivantes :

	Points fixes.	Températures calculées.
Ébullition de l'eau.....	100°	95° à 115°
Fusion du zinc.....	415	400 à 410
» de l'argent.....	954	955 à 965
» de l'or.....	1045	1035
» du palladium.....	1500	1550

Le couple qui a fourni les indications les plus constantes est formé de platine et de platine rhodié, mais la formule d'Avenarius ne lui est pas applicable. De 300° à 1200°, la force électromotrice de ce couple est représentée par

$$f_{AB} = a + bt,$$

avec assez d'exactitude pour que, dans cet intervalle, on puisse, à l'aide du couple, déterminer une température à 10° près. C'est ainsi que M. Le Châtelier a pu fixer à 650° le point de fusion de l'aluminium, à 1015° celui du sulfate de potasse : on ne possédait jusque-là que des données assez vagues sur ces deux points fixes.

(1) LE CHÂTELIER, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 23; 1887.

CONSERVATION DE L'ÉNERGIE DANS LES PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES. — Nous avons étudié, d'une part, les actions calorifiques des courants dans les circuits métalliques; de l'autre, les courants produits par l'application de la chaleur aux diverses parties d'un tel circuit. Le temps est venu de chercher les relations qui subsistent entre les deux sortes de phénomènes. Considérons un circuit entièrement métallique et immobile dans toutes ses parties. Quand il est le siège d'un courant, l'énergie peut se dépenser de trois manières :

1° Chaque partie du circuit s'échauffe proportionnellement à sa résistance et au carré de l'intensité I du courant. Soient R la résistance totale, J l'équivalent mécanique de la chaleur; la quantité de chaleur ainsi dépensée par seconde est

$$\frac{RI^2}{J}.$$

2° Les soudures s'échauffent ou se refroidissent proportionnellement à l'intensité du courant. En désignant par Π la quantité de chaleur positive ou négative dégagée par seconde à chaque soudure en vertu de la loi de Peltier et pour un courant égal à l'unité, la quantité totale de chaleur ainsi dégagée sera $I\Sigma(\Pi)$ par seconde.

3° Puisque la température diffère d'un point à l'autre du circuit, il y aura encore dans chacun des conducteurs un dégagement de chaleur parasite (phénomène de sir W. Thomson) proportionnel à l'intensité du courant comme l'effet Peltier, et de plus proportionnel, dans chaque élément de conducteur de longueur dl , à la différence dt de température entre ses deux extrémités et à une fonction H inconnue de la température. La quantité totale de chaleur ainsi dégagée par seconde sera

$$I\Sigma(\int H dt).$$

En résumé, la quantité de chaleur Q dégagée par seconde dans le circuit, en vertu des trois causes que nous venons de signaler, sera

$$Q = \frac{RI^2}{J} + I[\Sigma(\Pi) + \Sigma(\int H dt)].$$

Comme, par hypothèse, le circuit n'est le siège d'aucune action chimique, qu'il n'y a aucune modification permanente dans l'état physique des métaux qui le composent, enfin aucun travail mécanique produit à l'extérieur, le principe de la conservation de l'énergie exige que la somme Q soit nulle, c'est-à-dire qu'il n'y ait ni chaleur perdue ni chaleur créée; on a donc

$$Q = 0,$$

c'est-à-dire

$$(1) \quad I \left[\frac{RI}{J} + \Sigma(\Pi) + \Sigma(fHdt) \right] = 0.$$

Cette équation est satisfaite, soit quand

$$(2) \quad I = 0,$$

soit quand

$$(3) \quad I = - \frac{J[\Sigma(\Pi) + \Sigma(fHdt)]}{R}.$$

Désignons par $\Sigma(E)$ la somme algébrique des forces électromotrices comprises dans le circuit; on a aussi, d'après la loi de Ohm, vérifiée expérimentalement ci-dessus pour les couples thermo-électriques,

$$(4) \quad I = \frac{\Sigma(E)}{R},$$

d'où

$$(5) \quad \Sigma(E) = - J[\Sigma(\Pi) + \Sigma(fHdt)].$$

L'équation (5) nous apprend que les forces électromotrices comprises dans le circuit sont de deux sortes : les unes $- J\Sigma(\Pi)$ ont pour origine le phénomène de Peltier, les autres $- J\Sigma(fHdt)$ le phénomène de sir W. Thomson. On ne peut se dispenser d'attribuer pour siège aux premières les soudures, et de supposer les secondes réparties dans toutes les parties du circuit où se produit le transport électrique de la chaleur; c'est-à-dire de les placer aux points mêmes où se produisent les absorptions ou les dégagements de cha-

eur, proportionnels à l'intensité du courant, que nous avons constatés. www.libtool.com.cn

Les mesures galvanométriques ne nous donnent que la résultante $\Sigma(E)$ de toutes les forces électromotrices et nous devons rappeler que, dans le cas d'un circuit ne comprenant que deux soudures maintenues aux températures absolues T_1 et T_2 , on a, au moins approximativement,

$$6) \quad \Sigma(E) = f_{AB} = M(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right);$$

T_0 indique la température du point neutre.

APPLICATION DU PRINCIPE DE CARNOT. — VALEUR THÉORIQUE DE L'EFFET PELTIER. — Considérons un circuit formé seulement de deux métaux et dont les soudures sont aux températures T et $T + dT$. Le principe de l'équivalence de la chaleur et du travail est exprimé par l'équation (5), laquelle se réduit, dans le cas actuel, à

$$E_{T+dT} - E_T = -J [H_{T+dT} - H_T + (H - H') dT];$$

H et H' désignent les valeurs de H pour les deux métaux et pour la température T . Cette équation peut s'écrire plus simplement

$$7) \quad dE = -J [dH + (H - H') dT].$$

Rappelons maintenant que le principe de Carnot, appliqué à un cycle réversible quelconque, aux divers points duquel sont dégagées des quantités de chaleur dQ , s'exprime par

$$8) \quad \int \frac{dQ}{T} = 0.$$

Or les phénomènes dont un circuit métallique soumis à la chaleur est le siège sont les uns réversibles, les autres non réversibles.

Les phénomènes réversibles sont les dégagements de chaleur proportionnels à l'intensité du courant, car l'application

de la chaleur aux soudures engendre le courant, et réciproquement la production du courant entraîne la variation de température des soudures.

Quant au dégagement de chaleur prévu par la loi de Joule, il ne constitue pas un phénomène réversible; mais son importance est d'autant moindre que le courant est lui-même moins intense. Si l'intensité I est un infiniment petit du premier ordre, les dégagements de chaleur réversibles, proportionnels à l'intensité, sont aussi du premier ordre; le dégagement de chaleur non réversible prévu par la loi de Joule est un infiniment petit du second ordre, négligeable par conséquent. Quand on considère un circuit métallique traversé par des courants de plus en plus faibles, les phénomènes non réversibles dont il est le siège diminuent donc rapidement d'intensité, et à la limite, pour $I = 0$, les phénomènes réversibles subsistent seuls.

Cela posé, revenons au couple formé de deux métaux et dont les soudures sont à T et à $T + dT$. La force électromotrice dE et l'intensité du courant $\frac{dE}{R}$ sont des infiniment petits du premier ordre; les phénomènes calorifiques se réduisent donc aux phénomènes réversibles.

Pour constituer un cycle d'opérations fermé, on peut : 1° échauffer l'une des soudures A de dT , ce qui exige une première dépense de chaleur mdT ; 2° maintenir ensuite l'excès de température dT pendant un temps aussi long que l'on voudra; d'où résulte la production, pendant le même temps, des phénomènes réversibles de Peltier et de Thomson; 3° enfin ramener la soudure A à la température T ; elle restitue la quantité de chaleur mdT absorbée d'abord. Le circuit est alors revenu à son état primitif; le cycle d'opérations est fermé et réversible.

Nous pouvons donc en toute sécurité appliquer le principe de Carnot, c'est-à-dire l'équation (8). Nous obtenons ainsi

$$(9) \quad d\left(\frac{\Pi}{T}\right) + \left(\frac{H - H'}{T}\right) dT = 0.$$

Il suffit d'éliminer $H - H'$ entre les équations (7) et (9) pour

obtenir la valeur de Π . On tire de (9)

www.libtool.com.cn

$$10) \left\{ \begin{aligned} H - H' &= -T \frac{d\Pi}{dT} \\ &= -\frac{T}{dT} \left(\frac{T d\Pi - \Pi dT}{T^2} \right) = -\frac{d\Pi}{dT} + \frac{\Pi}{T}; \end{aligned} \right.$$

l'où, d'après (7),

$$dE = -J \frac{\Pi}{T} dT,$$

$$11) \quad \Pi = -\frac{T}{J} \frac{dE}{dT}.$$

VÉRIFICATIONS. — I. Le signe — devant le second membre de la formule (11) exprime que, quand $\frac{dE}{dT}$ est positif, le phénomène de Peltier consiste en une absorption de chaleur; en d'autres termes, une soudure est refroidie par un courant de même sens que celui qui résulterait d'une élévation de température de la soudure: c'est ce que l'expérience nous a déjà appris (*voir* p. 129*).

II. Au point neutre, $\frac{dE}{dT} = 0$; l'effet Peltier devrait être nul. Cette propriété n'a pas encore été vérifiée par l'expérience.

III. M. Bellati a mesuré avec un grand soin la valeur absolue de l'effet Peltier pour un couple fer-zinc dont il avait étudié la force électromotrice entre 0° et 220°. Il a trouvé que cette dernière était représentée dans ces limites par la formule

$$E = 917,77 t - 2,9488 t^2,$$

dans laquelle t représente la température centigrade $T - 273^\circ$. On a donc

$$\frac{dE}{dt} = 917,77 - 3,8976 t.$$

(*) BELLATI, *Atti del R. Istituto Veneto*, 5^e série, t. V; 1879. Analysé dans le *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 94; 1880.

En faisant $t = 13^{\circ},8$, température pour laquelle l'effet Peltier a été mesuré ~~directement, et portant~~ la valeur correspondante de $\frac{dE}{dt}$ dans la formule (11), on trouve

$$\Pi = 0^{\text{cal}}, 005923;$$

l'expérience avait donné

$$\bullet \quad \Pi = 0^{\text{cal}}, 006065.$$

L'accord est aussi satisfaisant que possible, eu égard à la difficulté des mesures.

IV. Le quotient $\frac{\Pi}{dE}$ doit, d'après la formule (11), être le

même pour tous les couples de métaux à une même température T quelconque. Cette conséquence présente un accord suffisant avec le résultat des recherches entreprises à cet égard par M. Edlund (¹).

V. Si l'on admet pour les forces électromotrices thermo-électriques la formule (6) d'Avenarius,

$$(6) \quad E = M(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right),$$

on obtient par la formule (11)

$$(12) \quad \Pi = \frac{M}{J} T(T_0 - T).$$

Le phénomène de Peltier serait donc proportionnel à la température absolue T de la soudure et à la différence entre la température neutre T_0 et cette température T . On ne possède pas d'expériences faites en vue de vérifier ces propositions.

VALEUR DU POUVOIR ÉLECTROTHERMIQUE. — En admettant l'exact

(¹) EDLUND, *Pogg. Ann.*, CXLIII, p. 404 et 534; 1871. Analysé par M. Ber-
tin dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXIII, p. 356.

de la formule (6) d'Avenarius, on obtient, d'après (10),

$$3) \quad H - H' = \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T} = -\frac{M}{J} T.$$

Si l'on suppose en particulier que le second métal est le plomb, pour lequel l'expérience a donné $H' = 0$, on aura simplement

$$H = -\frac{M}{J} T.$$

Le pouvoir électrothermique élémentaire serait donc proportionnel à la température absolue. M. Haga (1) a trouvé que cette proportionnalité existe pour le mercure, tout au moins entre les températures de 42° et de 128°, auxquelles il a limité ses expériences.

Nous ajouterons que c'est par l'application du principe de la conservation de l'énergie que sir W. Thomson a découvert théoriquement le phénomène du transport électrique de la chaleur avant d'en démontrer expérimentalement l'existence (2). Il remarque que, si l'une des soudures A est au point neutre, $\frac{E}{T} = 0$, et la chaleur absorbée à cette soudure est nulle, d'après l'équation (11); et cependant, si l'autre soudure B est à une température plus basse, il y a de la chaleur dégagée en B, laquelle doit avoir son origine quelque part ailleurs : de là la nécessité de trouver, ailleurs qu'aux soudures, des forces électromotrices, et par conséquent aussi des phénomènes thermiques proportionnels à l'intensité du courant.

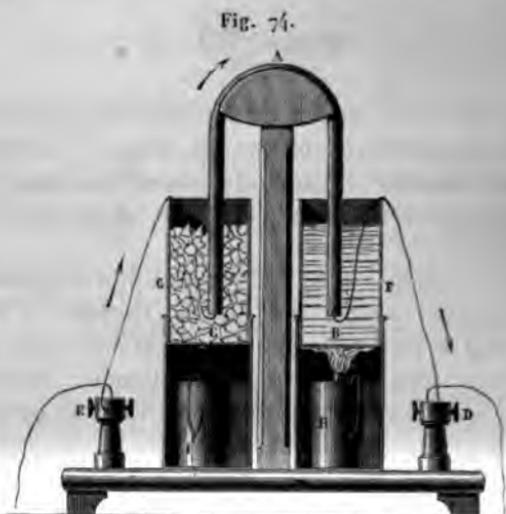
PILES THERMO-ÉLECTRIQUES. — Nous terminerons ce Chapitre en indiquant les dispositions pratiques adoptées pour les diverses piles thermo-électriques que les physiciens ont mises en usage.

Pouillet employait des couples tels que celui qui est repré-

(1) HAGA, *Wied. Ann.*, XXVIII, p. 179; 1886. *Journal de Physique*, 2^e série, VI, p. 106.

(2) W. THOMSON, *Philosophical Transactions*, p. 649; 1846.

senté par la *fig. 74*. BAC est un cylindre de bismuth recourbé, aux extrémités C et B duquel sont soudés deux fils de cuivre; les deux soudures sont plongées dans des vases dont l'un F est rempli d'eau échauffée par une lampe H, et dont l'autre contient de la glace. Il est clair que l'ensemble des forces électromotrices agira pour rendre le fil BD positif et le fil CE négatif,



ou pour produire un courant dans le sens indiqué par les flèches, si D et E sont en communication par un conducteur. En réunissant un nombre quelconque de couples semblables orientés dans le même sens, on aura une pile thermo-électrique dont la force électromotrice sera proportionnelle au nombre des couples.

La *fig. 75* représente une de ces piles, disposée pour la mesure des forces électromotrices. Nobili lui donna une forme beaucoup plus commode. Comme les soudures de rang pair ou impair doivent être toutes refroidies ou réchauffées en même temps, il imagina de disposer les soudures paires d'un côté et les soudures de rang impair de l'autre (*fig. 76*); de cette façon on met la pile en activité rien qu'en chauffant l'une de ses faces, et le courant change de sens si l'on change le

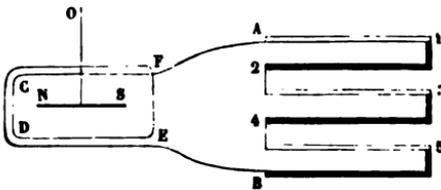
té qu'on échauffe. Enfin on sait comment Nobili, en dimi-

www.libtopi.com.cn



ant l'étendue des éléments et en multipliant leur nombre

Fig. 76.



ig. 77), a réussi à donner à ces piles une sensibilité assez grande pour les employer à l'étude du rayonnement calorifique.

On construit aujourd'hui des piles thermo-électriques d'une grande puissance. La pile thermo-électrique de M. Bunsen (1) est formée de pyrite de cuivre naturelle et de cuivre; les piles de M. Edm. Becquerel (2) sont composées de plaques de sul-

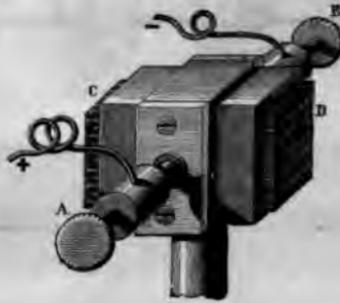
1) BUNSEN, *Pogg. Ann.*, CXXIII, p. 505; 1864.

2) EDM. BECQUEREL, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. L, XLI et XLII; 1854-1855.

fure de cuivre fondu associées avec des fils de cuivre et maillechort. La force électromotrice de cette pile entre 0° et 800° est de 0^{vol},586 par élément.

Les piles de Marcus (1) se composent de barreaux formés de deux alliages différents, par exemple d'un alliage de cuivre et de zinc comme métal positif et d'un alliage d'antimoine

Fig. 77.



de zinc comme métal négatif. Les barreaux sont vissés ensemble par leurs extrémités de manière à former des accolées en toit; les extrémités inférieures sont chauffées dans un fourneau à gaz. Leur force électromotrice, dans les conditions où on les emploie, est de 0^{vol},04 par élément.

M. Clamond (2) a modifié la pile de Marcus de manière à l'adapter aisément aux usages journaliers et industriels. Les couples sont formés par un alliage de zinc et d'antimoine associé au fer. Chaque série de 10 éléments forme une couronne circulaire disposée comme l'indique la *fig.* 78. Les soudures de rang impair se trouvent ainsi au centre de la couronne, celle de rang pair à la circonférence. Plusieurs couronnes sont superposées et peuvent à volonté être mises en court-circuit, soit en quantité, soit en tension. Pour mettre en activité, on allume au centre (*fig.* 79) le gaz amené par un tuyau en terre réfractaire percé de trous : les soudures i

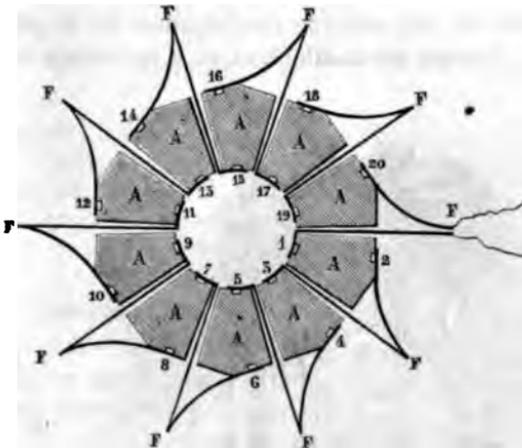
(1) MARCUS, *Pogg. Ann.*, CXXIV, p. 629.

(2) CLAMOND, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. III, p. 249; et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 925; 1871.

ies par un lut isolant, de manière à former un tuyau con-
 rrique, se trouvent ainsi portées à une température élevée.

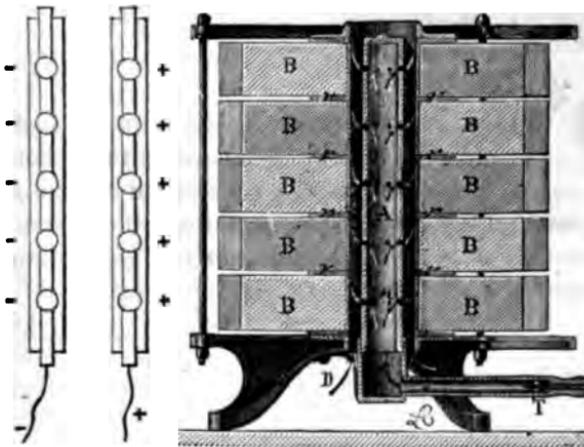
www.libtool.com.cn

Fig. 78.



pile de 50 couples dépense 170 litres de gaz à l'heure et

Fig. 79

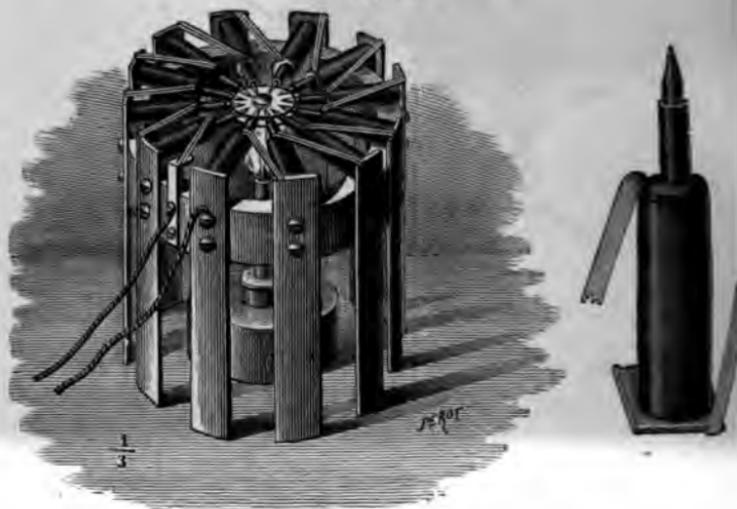


vaut moyennement à $1 \frac{2}{3}$ bunsen. On peut aussi employer
 ke brûlé dans un foyer spécial dont la cheminée échauffe

les soudures centrales de la pile. Une pile de ce dernier système de 3000 éléments a pour force électromotrice 109^{m}m et pour résistance 15^{m}m , elle exige une dépense de 3^{m}m de coke à l'heure.

La pile de Noé est une modification de la pile de Marcus. Elle est formée de maillechort et d'un alliage à base d'anti-

Fig. 80.



moine (¹). Les soudures chaudes sont renfermées dans une capsule de laiton, chauffée elle-même par l'intermédiaire d'une tige de cuivre rouge terminée en cône et qui est plongée dans la flamme d'un bec de gaz. Les soudures froides sont munies de lames de cuivre mince, qui offrent une grande surface de refroidissement (*fig. 80*).

(¹) *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 230: 1879.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE VI.

ÉLECTROLYSE.

eurs électrolytiques. — Sels fondus. — Sels dissous. — Actions
aires. — Mesure électrolytique de l'intensité des courants. —
Faraday. — Extension de la loi de Faraday.

DUCTEURS ÉLECTROLYTIQUES. — Jusqu'ici nous n'avons con-
la propagation de l'électricité que dans les *conducteurs*
iques. Ceux-ci n'éprouvent, par le passage de l'électri-
cune modification durable, soit de structure, soit d'état
ue : le seul travail exécuté par le courant dans ces con-
rs consiste dans les actions calorifiques que nous avons
s. Il est à remarquer que *la conductibilité électrique*
les corps de cette classe décroît quand la tempéra-
élève.

ait depuis longtemps que, quand on joint les deux pôles
pile par deux fils métalliques et qu'on réunit leurs ex-
s libres par l'intermédiaire de certains composés chi-
s liquides ou dissous, ceux-ci sont progressivement dés-
sés et le circuit métallique est traversé par un courant
n peut mesurer l'intensité au galvanomètre. Dès 1800,
et Nicholson (1) constataient ainsi la décomposition
pile de l'eau acidulée, et bientôt leur expérience fut
e à un grand nombre de composés binaires ou ternaires,
ou dissous.

u'il y a de particulièrement remarquable, c'est que la
même des conducteurs électriques de cette nouvelle
n'éprouve en apparence d'autres modifications que
dont un conducteur métallique est le siège. Si le cou-

ERLISLE. *Mon's Journal of natural Philosophy*, t. IV.

B., L. — IV, 2^e fasc. (1^{re} édit., 1888).

rant est suffisamment intense, ils s'échauffent; mais une portion de leur masse, isolée du reste et soumise à l'analyse au moment quelconque, se montre toujours d'une composition identique; les produits, solides, liquides ou gazeux de la composition apparaissent *exclusivement* aux surfaces de contact de ces corps et des conducteurs métalliques du circuit.

Les corps décomposés par le courant ont reçu de Faraday le nom d'*électrolytes*; les conducteurs métalliques où apparaissent les produits de la décomposition sont les *électrodes* et l'acte même de la décomposition par le courant se nomme *électrolyse* ou *électrolyse* (1).

Nous étudierons d'abord la nature chimique des produits de l'électrolyse et les lois quantitatives de leur mise en liberté par le courant. Tel sera l'objet spécial de ce Chapitre. Il nous viendra ensuite d'étudier les électrolytes : 1° dans leur nature même, c'est-à-dire au point de vue de leur conductibilité; 2° au point de contact des électrodes, c'est-à-dire au point de vue des forces électromotrices qu'ils développent.

SELS FONDUS. — Une première catégorie d'électrolytes est fournie par les sels anhydres fondus (chlorures métalliques, chlorate de potasse, sulfate de potasse, borate de plomb, nitrate de plomb, nitrate d'argent, etc.). Ces corps, fondus dans un creuset ou dans un tube de matière inattaquable, reçoivent deux électrodes que nous supposerons également inattaquables. Par exemple, s'il s'agit des sels de plomb, on peut employer un creuset de fer, qui servira lui-même d'électrode négative, et plonger dans la masse du sel fondu une lamelle de platine : ce sera l'électrode positive.

Quelle que soit la constitution binaire ou ternaire de l'électrolyte fondu, *c'est toujours le métal et le métal seul qui se déposent à l'électrode négative*. Ainsi le chlorure, l'acétate, le borate de plomb donneront toujours un dépôt de plomb à l'électrode négative, sans dégagement d'aucune espèce de

(1) L'électrode par où sort le courant est souvent désignée sous le nom de *cathode*; celle par où il pénètre est l'*anode*. Tous ces mots sont masculins d'après leur étymologie, mais l'habitude de les faire féminins semble prévaloir.

chlorure de potassium, le chlorate ou le sulfate de potasse n'ont rien de particulier du potassium; les chlorures alcalins ou alcalino-terreux, le métal correspondant, qui, généralement plus léger que le sel fondu, viendra brûler à la surface du bain, à moins qu'on ne le retienne sur l'électrode en donnant à celle-ci une forme appropriée.

Le chlore uni au métal dans les chlorures, l'oxygène et l'acide anhydre (ou ses éléments), dans les sels ternaires, paraissent au pôle positif.

Sous le rapport de leur décomposition électrolytique, il n'y a donc aucune distinction à établir entre les sels haloïdes et les sels proprement dits : ils doivent être considérés comme ayant une constitution électrique binaire. Le métal ou *élément électropositif* (qui se porte au pôle négatif) est uni à un radical (simple dans les sels haloïdes, complexe dans les sels ternaires) qu'on nomme *radical électronégatif* et qui se porte au pôle positif. Le symbole général



peut servir à caractériser ce mode de décomposition. Le radical $\overset{-}{A}$ est le chlore dans les chlorures, le groupement $\overset{-}{A} = \text{SO}_3 + \text{O}$ dans les sulfates, $\overset{-}{A} = \text{ClO} + \text{O}$ dans les chlorates, etc.

Les deux éléments suivant lesquels un électrolyte se scinde sous l'influence du courant ont reçu de Faraday le nom de *ions* (1).

SELS DISSOUS. — La deuxième catégorie d'électrolytes est constituée par *les sels, les acides hydratés, les bases hydratées, et les corps de constitution analogue* en dissolution dans l'eau, dans l'alcool ou dans tout autre liquide isolant.

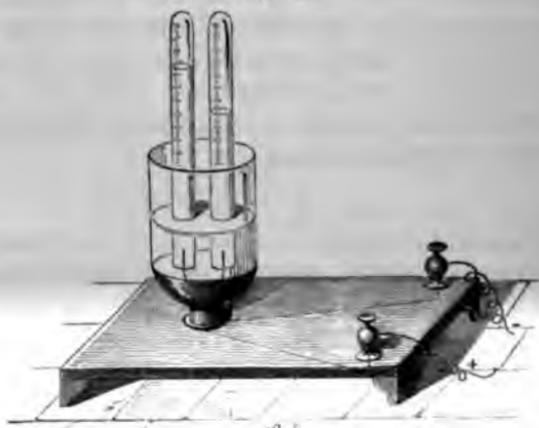
Dans l'eau, les composés binaires des métalloïdes, les acides ou bases non susceptibles de s'hydrater dans leurs dissolutions, enfin toutes les substances organiques (alcools, éthers, sels ou composés, aldéhydes, sucres, matières albumineuses) dont la constitution n'est pas comparable à celles des

(1) Le métal est le *cation*; le radical électropositif l'*anion*.

sels offrent au courant une résistance énorme, d'autant plus grande qu'ils sont d'une pureté plus parfaite; ils ne présentent pas de trace de décomposition suffisante pour qu'on puisse savoir quels en seraient les produits normaux. On ne peut donc les considérer comme de véritables électrolytes.

Pour décomposer par le courant un électrolyte dissous, on le place dans un vase de verre où l'on fait arriver les deux électrodes, soit directement par la partie supérieure, soit par la partie inférieure au travers de laquelle elles sont mastiquées, comme le représente la *fig. 81*. On peut alors les re-

Fig. 81.



couvrir d'une cloche et recueillir les produits gazeux de l'électrolyse. L'appareil ainsi construit est connu sous le nom de *voltamètre*.

Nous supposons d'abord que l'électrolyte dissous renferme un métal proprement dit : c'est du chlorure de zinc, du sulfate de cuivre, du nitrate d'argent par exemple, et les électrodes sont en platine. *Le métal seul se porte à l'électrode négative*, et recouvre le platine, tandis que les radicaux Cl , SO^4 , AzO^6 , ou leurs éléments, apparaissent à l'électrode positive suivant le symbole



résultat essentiel est le même que si l'on électrolysait le fondu ; le dissolvant n'intervient que d'une manière indifférente ; son action ne modifie pas la nature du phénomène électrolytique.

L'électrolyse d'un acide en dissolution paraît, au premier abord, plus complexe. Introduisons dans le voltamètre de l'acide sulfurique étendu, nous recueillerons au pôle négatif un certain volume d'hydrogène, au pôle positif un volume d'oxygène moitié moindre : c'est l'expérience de Carlisle et Nicholson, que l'on invoque depuis longtemps, dans les Cours de Chimie, pour démontrer la composition de l'eau en volume. On a en effet admis pendant longtemps que c'est l'eau qui est électrolysée, l'acide sulfurique n'intervenant que pour communiquer à cette eau la conductibilité électrique qui lui manque.

Cette explication se rapproche de celles que les alchimistes connaient de leurs opérations, quand ils croyaient fixer sur le plomb la couleur de l'or. Cela suffirait déjà à nous convaincre que l'expérience qu'il s'agit d'expliquer a dû être analysée d'une manière imparfaite. Et en effet, si l'on sépare les deux électrodes du voltamètre par une cloison poreuse, de manière à empêcher le mélange des diverses portions du liquide, on constate que l'acide sulfurique se concentre autour du pôle positif où se dégage l'oxygène. Les éléments du radical SO_3 se portent donc au pôle positif, comme dans l'électrolyse du sulfate de cuivre. Il est naturel d'admettre que c'est un hydrate d'acide sulfurique, $\text{SO}_3 + n \text{HO}$, que le courant décompose, que l'hydrogène joue ici le même rôle que le métal d'un sel ordinairement dit.

Cette manière d'envisager les phénomènes est d'autant plus naturelle que les dissolutions d'acides anhydres, telle que la dissolution pure d'acide carbonique par exemple, ne rentrent pas dans la catégorie des électrolytes. Le dissolvant intervient donc dans l'électrolyse des acides, mais seulement pour fournir l'un des éléments de la combinaison électrolytique. Celle-ci préexiste au passage du courant. Elle est toujours électrolysée suivant le symbole binaire



Il en est de même pour les bases dissoutes : leur métal se porte au pôle négatif, tandis que l'oxygène et les éléments de l'eau se rendent au pôle positif, suivant le symbole



Mais il est nécessaire que l'eau intervienne pour fournir la combinaison électrolytique. Ainsi l'ammoniaque, dont les solutions pures ne renferment pas d'hydrate, n'appartient au groupe des électrolytes.

D'une manière tout à fait générale, *les dissolutions électrolytiques contiennent donc un composé susceptible d'être scindé par le courant suivant le symbole binaire*



M désigne, soit un métal proprement dit, soit de l'hydrogène ou enfin un radical composé, susceptible de jouer le rôle de métal.

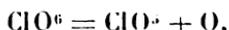
Le symbole



est donc le schéma général de l'électrolyse des corps, soit dissous, soit fondus.

ACTIONS SECONDAIRES. — Il est assez rare cependant que le résultat définitif de l'électrolyse soit d'offrir aux deux électrodes les radicaux M et A à l'état de liberté.

I. Si le radical A est complexe, comme dans les sulfates, les chlorates, les nitrates, etc., on n'obtient à l'électrode négative que les produits de sa décomposition : les corps



ne sont pas connus en liberté. Quand on électrolyse les sels fondus, on peut admettre que ces radicaux sont décomposés par la chaleur : ils donnent de l'oxygène et les produits

naires de décomposition de l'acide anhydre. Quand on électrolyse les sels dissous, par exemple dans le voltamètre, la cloche qui recouvre le fil de platine positif se remplit d'oxygène, et l'acide anhydre, réagissant sur l'eau, donne de l'acide hydraté qui demeure en dissolution autour du pôle positif.

II. Les électrodes sont fréquemment attaquées par les produits de l'électrolyse. Nous distinguerons plusieurs cas.

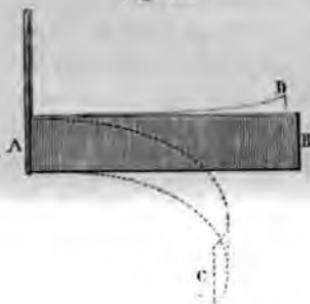
A. Si, par exemple, l'électrode positive est oxydable, elle est attaquée par l'oxygène, en général ozonisé, et par l'acide qui se portent à sa surface, et elle ne tarde pas à se dissoudre: c'est ce qui arrive encore, même quand elle est de platine, lorsqu'on électrolyse un chlorure ou de l'acide chlorhydrique, auquel cas cette électrode forme un chlorure soluble.

Il résulte de là que, si l'on électrolyse du sulfate de cuivre avec une électrode positive de cuivre, celle-ci sera dissoute par la réaction de l'acide sulfurique et de l'oxygène et constituera, avec ces éléments et sa propre substance, une quantité de sel qui, théoriquement, serait égale à celle qui est détruite par l'action du courant; la liqueur conserverait donc une composition invariable, et tout se réduirait au transport d'une certaine quantité de métal du pôle positif au pôle négatif. En réalité, les choses se passent d'une manière un peu plus compliquée; car, si l'acide mis en liberté à la surface de l'électrode tend à la dissoudre, il tend aussi à se diffuser dans le liquide ambiant, et les phénomènes observés dépendent de l'équilibre qui s'établit entre la quantité d'acide rendue libre par le courant en un temps donné et celle qui est emportée dans le même temps par la diffusion. Quand la surface de l'électrode positive est très petite, par exemple quand cette électrode est un simple fil, un courant peu intense au dehors possède à la surface de l'électrode une densité considérable, et la rapidité de la dissolution du cuivre dans l'acide sulfurique n'est pas suffisante pour absorber tout l'acide mis en liberté par le courant. Dans ce cas, la perte de poids de l'électrode positive peut devenir la moitié, le tiers seulement de l'augmentation de poids de l'électrode négative. Il peut arriver aussi que la diffusion porte l'acide sulfurique libre jusqu'à l'électrode négative, et alors une partie du métal précipité

par le courant, se trouvera redissoute par suite d'un phénomène secondaire. Toutes ces complications doivent être prises en considération dans la pratique de la galvanoplastie, de la dorure et de l'argenture galvaniques; elles ne doivent pas être perdues de vue quand on veut mesurer l'intensité des courants par les actions chimiques qu'ils produisent.

B. Dans la décomposition de l'acide sulfurique étendu, l'électrode négative absorbe souvent des quantités assez considérables d'hydrogène. Le platine récemment purgé de gaz peut absorber 80 fois son volume d'hydrogène; le palladium en absorbe 600 fois son volume, d'après MM. Troost et Hautefeuille (¹), en formant une substance bien définie dont la formule est Pd^{H} , et dont la tension de dissociation est invariable à une température déterminée.

Fig. 82.



La substance ainsi produite a un volume supérieur à celui du palladium qu'elle contient; elle est détruite par la réaction secondaire exercée par l'oxygène, quand on emploie le palladium hydrogéné comme électrode négative.

On peut profiter de ces propriétés pour montrer aux yeux les phénomènes présentés par une électrode de palladium. Une lame AB de ce métal (*fig. 82*), vernie sur sa face antérieure, est employée comme électrode négative dans la décomposition de l'eau acidulée par l'acide sulfurique. Dès que le courant passe, elle absorbe de l'hydrogène par sa face non vernie qui, augmentant de volume par le fait de cette absorption, devient plus large; la lame se courbe en avant comme l'a représenté en AC. Quand ensuite on renverse le sens du courant, la lame perd son hydrogène; elle revient à son volume primitif et même à un volume

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 686; 1874.

un peu moindre ; elle s'infléchit légèrement en arrière, comme on le voit en AD.

M. Troost, qui a particulièrement étudié le palladium hydrogéné, a reconnu que l'absorption de l'hydrogène ne se limite pas à la formation du composé Pd⁴H. Celui-ci dissout encore de l'hydrogène et finit par en contenir 936 fois son volume, ainsi que l'avait d'abord établi Graham (1), auquel on doit la découverte du palladium hydrogéné. Mais alors la tension de dissociation n'est pas fixe ; on n'a plus affaire à un composé défini.

Le nickel, surtout le nickel poreux obtenu par la réduction de l'oxyde et qu'on trouve dans le commerce sous la forme de cubes, absorbe jusqu'à 100 ou 200 fois son volume d'hydrogène par l'électrolyse (2) ; cette propriété subsiste en partie dans les alliages de nickel ; le fer et la plupart des métaux absorbent encore des traces d'hydrogène.

La propriété du platine peut, dans les premiers instants de l'électrolyse, fausser les indications du voltamètre. Pour être sûr d'éviter absolument l'absorption d'hydrogène, il faut donner à l'électrode négative la plus petite surface possible.

III. Les actions secondaires les plus fréquentes se produisent aux dépens de la liqueur électrolytique elle-même. Nous en avons déjà vu un premier exemple dans la formation d'acide hydraté autour du pôle positif. Nous allons en indiquer beaucoup d'autres ; mais comme, dans le cas des sels et principalement des acides dissous, on ne connaît pas *a priori* la nature exacte du radical électropositif, il se peut que l'on attribue parfois à une réaction exercée sur le liquide par le radical dont on admet à tort l'existence ce qui n'est qu'un mode particulier de décomposition éprouvée par le radical vrai.

A. Ainsi, dans l'électrolyse des dissolutions d'acide sulfurique, on peut obtenir autour du pôle positif suivant la concentration, soit de l'eau oxygénée H₂O₂, soit de l'acide persul-

(1) GRAHAM, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVIII, p. 101 ; 1869.

(2) RAOULT, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXIX, p. 826.

action exercée par l'oxygène électrolytique, soit sur l'eau, soit sur l'acide sulfurique.

Si, au contraire, on attribue à l'électrolyte la formule $\text{SO}^{\cdot}\text{H}$, l'électrolyse a lieu suivant le symbole



www.libtool.com.cn

et l'eau oxygénée résulte de la décomposition du radical, suivant la formule



Il convient de remarquer que, d'après M. Richarz, le maximum de production de l'eau oxygénée dans l'électrolyse des dissolutions d'acide sulfurique correspondrait à une concentration de 80 pour 100 d'acide anhydre. On admettait le nombre 81 pour 100, il se trouverait que, d'avoir affaire à l'électrolyte dissous $\text{SO}^{\cdot}\text{HO}$, on serait en présence de l'électrolyte fondu $\text{SO}^{\cdot}, 2\text{HO}$. que ce corps est susceptible de cristalliser par refroidissement de la liqueur au-dessous de zéro.

L'acide persulfurique qui apparaît pour des concentrations moindres (densité de l'acide sulfurique = 1,14 d'après Berthelot) peut avoir une origine analogue.

B. Dans d'autres cas, les phénomènes d'oxydation

in sel de protoxyde de fer jaunit autour de l'électrode positive, parce que l'oxygène qui y est produit le suroxyde; un de peroxyde se décolore au pôle positif, parce que le fer, lieu de se déposer, se dissout dans la solution qu'il ramène à un degré d'oxydation moindre. Ces réactions bien connues produisent indépendamment de l'électrolyse.

Il nous nous bornons à signaler ici les phénomènes d'oxydation suivants, sans nous prononcer sur leur origine.

Les sels de plomb, de cobalt, de nickel, de manganèse, de bismuth et d'argent peuvent, dans des conditions convenables, former des dépôts de suroxyde.

En particulier, quand on décompose de l'acétate de plomb, l'oxygène produit à l'électrode positive y donne un dépôt de peroxyde de plomb. On observe le même phénomène par l'électrolyse d'une solution d'oxyde de plomb dans la potasse. Cette propriété, observée par Nobili (1) et Becquerel (2), leur a donné l'idée d'une expérience intéressante. En prenant pour l'électrode positive un métal poli, on obtient des colorations vives qui changent avec l'épaisseur du dépôt, en donnant des anneaux colorés. Si, par exemple, on donne à l'électrode positive la forme d'une pointe très rapprochée de la plaque négative, les anneaux sont circulaires. On obtient aussi des anneaux sur une plaque métallique isolée plongée dans le liquide, au voisinage d'électrodes taillées en pointe. M. Guébbard (3) a fait de ces dernières figures électrochimiques un usage extrêmement curieux. Il a en effet remarqué que, quels que soient le nombre et la forme des électrodes, le dessin qui se trouve sur la plaque fournit un diagramme qui a la plus parfaite analogie avec le diagramme des lignes équipotentielles. Il donnerait la théorie de Kirchhoff (p. 58 et suivantes) pour une plaque conductrice limitée au même contour, et en concordance avec ces électrodes. Cette concordance est telle que Guébbard a cru pouvoir proposer l'application de sa mé-

1) NOBILI, *Bibliothèque universelle*, t. XXXIII, p. 302; t. XXXIV, p. 194; t. XXV, p. 40; t. XXXVI, p. 3; t. XVII, p. 77.

2) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XIII, p. 34.

3) GUÉBBARD, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 205; 1881.

thode à la solution graphique des problèmes de ce genre, qui n'ont point encore été soumis au calcul. La *Pl. II*, que nous devons à l'obligeance de M. Guébbard, représente les divers cas qu'il a eu l'occasion d'examiner. Les points ronds et les gros traits représentent la position et la forme des électrodes; les traits fins, les figures obtenues par la voie électrochimique.

D. Parmi les réactions exercées au pôle négatif par l'hydrogène, nous signalerons en particulier la transformation des acides azotique et azoteux en ammoniaque et diverses actions réductrices qui se produisent dans le cas des mélanges de plusieurs électrolytes. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce dernier cas.

E. L'une des actions secondaires les plus remarquables est celle qui se produit avec les sels des métaux des deux premières sections. L'acide et l'oxygène doivent se porter et se portent en effet au pôle positif, et le métal devrait se déposer sur l'électrode négative; mais, comme il décompose l'eau, il se transforme en oxyde et dégage de l'hydrogène. On fait ordinairement l'expérience dans un tube en U (*fig. 83*), rempli de sulfate de soude coloré avec du sirop de violettes, et l'on voit au bout de peu de temps la teinture rougir en A et verdier en B, ce qui indique la présence de l'acide et de l'alcali à ces deux extrémités. Si l'on employait le sulfate d'alumine ou celui de magnésie, on verrait les deux oxydes se rassembler en gelée autour du fil B.



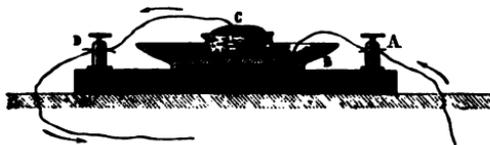
Mais avec des précautions convenables on peut obtenir les métaux alcalins ou alcalino-terreux par voie électrolytique. C'est ainsi que Davy soumit à l'action d'une pile de 250 couples un fragment de potasse caustique humide; il vit à l'électrode positive se dégager une quantité considérable d'oxygène pur, et au fil négatif se rassembler de petits globules

www.libtool.com.cn

100

illants d'un métal nouveau qu'il appela *potassium* (1). La ème expérience fut répétée avec la soude et donna le so-
um. Mais il vaut mieux, comme le fit Seebeck (2), creuser
la surface du fragment une cavité C qu'on remplit de mer-
ure et y plonger l'électrode négative (fig. 84). Au bout de

Fig. 84.



quelque temps, ce mercure prend l'aspect d'un alliage, et il
isse le potassium pour résidu, quand on le distille dans l'huile
naphte.

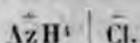
L'électrolyse des sels ammoniacaux a conduit Gay-Lussac
Thenard à la véritable théorie de ces composés. On creuse
ns un fragment de chlorhydrate d'ammoniaque un peu hu-
ide une cavité qu'on remplit de mercure; on opère comme
faisait Seebeck avec la potasse, et l'on obtient le même
ultat. Le mercure s'épaissit, gonfle considérablement et
end tout l'aspect d'un amalgame, en même temps qu'il se
égage du chlore au pôle positif. On dispose plus simple-
ent l'expérience en versant du mercure au fond d'une éprou-
tte et, au-dessus, une solution très concentrée de chlorhy-
ate d'ammoniaque dans laquelle plonge une lame de platine
ervant d'électrode positive. Un fil de platine, protégé par un
be de verre, est attaché au pôle négatif de la pile et plonge
ns le mercure. Notons que dans ces circonstances il peut
produire au pôle positif du chlorure d'azote, par la réaction
nnue du chlore sur le chlorhydrate d'ammoniaque, et que
xpérience ne peut être prolongée sans danger plus de quel-
es minutes.

Pour faire rentrer l'électrolyse du chlorhydrate d'ammo-
aque dans les lois précédemment établies, on a été con-

(1) DAVY, *Phil. Trans.*, 1808.

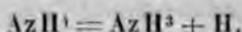
(2) SEEBECK, *Gilbert's Ann.*, XXVIII.

duit à admettre que le sel employé est un chlorure ($\text{AzH}^{\text{v}}\text{Cl}$) d'un radical particulier (AzH^{v}) qu'on a nommé *ammonium*. Ce chlorure est décomposé, comme le sont tous les autres, d'après le symbole



Le radical AzH^{v} , qui joue le rôle d'un métal, est susceptible de former avec l'électrode négative un amalgame peu stable et qui bientôt se décompose.

Mais, si l'on opère dans une dissolution aqueuse sans électrode de mercure, le radical AzH^{v} se décompose immédiatement suivant la formule



On sait qu'on peut obtenir l'amalgame d'ammonium par voie purement chimique, et qu'il se décompose lentement en mercure libre, ammoniacque et hydrogène.

F. Les sels d'acides organiques présentent aussi de nombreuses réactions secondaires. Le radical organique mis en liberté au pôle positif est formé de l'acide anhydre, d'oxygène et d'un plus ou moins grand nombre d'équivalents d'eau; il éprouve des dédoublements plus ou moins complexes ou des oxydations; ainsi les acétate, valériante, tartrate de potasse, etc., dégagent, au pôle positif, de l'acide carbonique accompagné de divers carbures d'hydrogène et parfois de produits encore plus compliqués. Ces électrolyses ont surtout été étudiées par Kolbe (1) et par M. Bourgois (2).

VOLTAMÈTRE. — Après avoir décrit qualitativement les réactions électrolytiques, nous devons nous préoccuper de découvrir les lois quantitatives auxquelles elles obéissent. A cet effet, il faut déterminer la quantité d'électrolyte décomposée dans l'unité de temps par des courants dont on mesure en même temps l'intensité électromagnétique.

(1) KOLBE, *Liebig's Annalen*, t. LXIV et LXIX.

(2) BOURGOIS, *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XIV, §30; t. XV, §7; t. XXII, 361; 1865-71.

arrive à ce résultat soit par des pesées, soit par des mesures volumétriques. Ces dernières s'exécutent à l'aide du voltamètre.

www.libtool.com.cn

Le premier modèle de voltamètre que l'on ait employé a été décrit précédemment (fig. 81). Il offre quelques inconvénients : les acides que l'on ajoute à l'eau attaquent toujours le verre et finissent à la longue par le décoller ; quand cela arrive, le liquide coule le long des fils, entre lesquels il établit communication extérieure et par où se fait en partie le dégagement des gaz, qu'on ne recueille pas en totalité dans les cloches.

Au lieu de souder ou l'on mastique au sommet des cloches les mêmes fils de platine qui se prolongent en descendant jusqu'à l'ouverture inférieure (fig. 85). On peut plonger

Fig. 85.

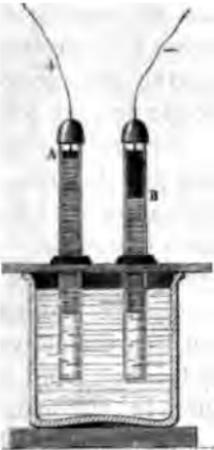


Fig. 86.



les cloches dans un vase quelconque ; mais alors le niveau de l'eau baisse à l'intérieur pendant que les gaz se dégagent, et la surface immergée des électrodes diminue. On verra dans la figure que cette circonstance affaiblit progressivement l'intensité du courant et diminue d'autant la décomposition.

On peut encore préparer les électrodes avec des tubes de verre étiquetés GH, KL (fig. 86) amincis et recourbés à leur base, et

dans lesquels on a soudé deux fils de platine H et L qu'on termine, si l'on veut, par deux lames du même métal. On soutient ces deux tubes par une planchette CD qui se pose sur les bords du vase; on établit les communications en y versant du mercure, dans lequel on plonge les rhéophores A et B; enfin les cloches E et F sont supportées par la partie recourbée des électrodes.

On peut encore introduire les deux électrodes L et H dans une cloche unique qui recueille à la fois les deux gaz; et, comme on sait que le rapport des volumes de l'hydrogène à l'oxygène est constant, on déduit du volume total celui de chacun des éléments. Il est important d'arrêter le dégagement avant que le niveau des gaz ait atteint le sommet des fils conducteurs, car le platine offre, dans ce cas, la propriété de recombiner ces gaz avec détonation.

Mais la méthode la plus certaine pour obtenir des résultats rigoureux est sans contredit celle qui a été employée par M. Mascart (¹). Elle consiste essentiellement à électrolyser de l'eau acidulée par l'acide phosphorique avec des électrodes formées de fils fins de platine; on récolte les gaz par une pompe à mercure et l'on mesure leur volume à l'état sec. M. Berthelot a reconnu qu'il ne se forme pas d'ozone, et il n'y a aucune perte de gaz soit par condensation sur les électrodes, soit par dissolution et diffusion dans le liquide.

On n'opère avec des précautions aussi minutieuses que pour des recherches de haute précision. Quelle que soit d'ailleurs la méthode que l'on emploie dans les mesures ordinaires, on devra s'assujettir à ne pas déplacer les cloches pendant les expériences, et se mettre à l'abri de toutes les circonstances qui pourraient changer la conductibilité des appareils, afin de ne pas faire varier l'intensité du courant.

Lorsqu'on place à la fois dans le même circuit plusieurs voltamètres à la suite l'un de l'autre, ils sont traversés tous par le même courant, et l'on reconnaît que la même quantité d'hydrogène se dégage dans chacun d'eux, quelle que soit la différence d'action qu'ils éprouveraient si on les employait

(¹) MASCART, *Journal de Physique*, 3^e série, t. 1, p. 109; 1882.

individuellement (*). Pour démontrer cette identité, Faraday a placé dans le même circuit deux voltamètres qu'il rendait aussi différents que possible, soit par la largeur, la nature et l'écartement des électrodes, soit par la proportion et l'espèce de l'acide qu'il mêlait à l'eau, soit en remplaçant cet acide par de la potasse ou de la soude. Il a reconnu que, malgré toutes ces modifications, les quantités de gaz fournies par les deux appareils restaient toujours égales dans l'un et dans l'autre; de là on peut déduire cette première loi fondamentale : « Le même courant met toujours en liberté la même quantité d'hydrogène pendant le même temps. »

Voyons maintenant comment varie la quantité d'hydrogène mise en liberté quand l'intensité du courant change. La méthode employée par Pouillet pour résoudre cette question consiste à placer dans le circuit qui réunit les deux pôles d'une pile un voltamètre et une boussole des tangentes, et à comparer l'intensité mesurée par cette boussole à la quantité de gaz recueillie dans le voltamètre pendant un temps donné; or Pouillet a trouvé que « l'intensité est toujours proportionnelle à la quantité de gaz ».

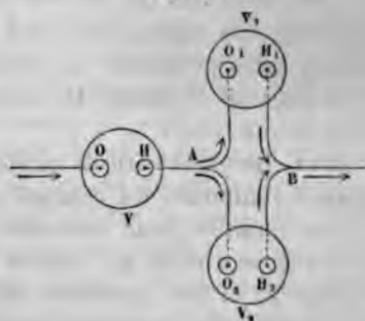
Faraday opérait autrement :

Nous supposons (*fig. 87*) que le fil conducteur qui réunit les pôles se divise au point A en deux rameaux formés par des conducteurs de même nature, égaux en section et en longueur, et disposés suivant la même forme; puis nous les réunirons en un tronc unique B rejoignant l'autre pôle. Cela fait, nous placerons dans le courant total, et dans chacun des circuits dérivés, des voltamètres identiques V, V₁, V₂, qui ne

(* Si l'on essaye l'un après l'autre deux voltamètres dans un même circuit, on s'apercevra facilement qu'ils ne donnent pas la même quantité de gaz dans le même temps. Pour s'en rendre compte, il suffit de remarquer que, quand on interpose un voltamètre dans un circuit, on diminue considérablement l'intensité du courant à cause du peu de conductibilité du liquide contenu dans le voltamètre : si les électrodes sont très éloignées, la couche du liquide à traverser sera épaisse et la diminution d'intensité sera très grande; si elles sont très rapprochées, le courant passera mieux, et si on les remplace par des lames de platine étendues et voisines, il circulera par une plus grande surface et aura une plus grande intensité.

détruiront pas la symétrie des deux branches du courant. Il est évident que, dans les parties où le conducteur est unique, le courant aura une intensité totale déterminée, et qu'il se séparera dans le circuit double en deux flux électriques d'intensité moitié moindre. Après un temps quelconque nous

Fig. 87.



trouverons dans chacun des voltamètres dérivés V_1 , V_2 des quantités de gaz égales entre elles et à la moitié de celles que contient V . Ces deux modes d'expériences conduisent donc à la loi suivante : « Les courants mettent en liberté pendant un temps donné des quantités d'hydrogène proportionnelles à leur intensité. »

MESURE ABSOLUE DE L'INTENSITÉ D'UN COURANT A L'AIDE DU VOLTAMÈTRE. — Il résulte de là que l'on pourra indifféremment mesurer l'intensité d'un courant par une boussole ou par un voltamètre placé dans le circuit ; mais il y aura entre ces deux mesures une différence essentielle.

Si nous faisons passer un même courant à travers un circuit contenant plusieurs boussoles des tangentes mises à la suite l'une de l'autre, il déviera leurs aiguilles d'angles très différents ; et, pour exprimer l'intensité du courant en unités électromagnétiques absolues, il faut avoir déterminé d'avance la constante propre à chaque instrument.

Il n'en est pas de même ici. Tous les voltamètres, quels qu'ils soient, traversés par des courants égaux, donnent la même quantité de gaz pendant le même temps ; l'intensité

mesurée par cette quantité n'est donc pas fonction de la sensibilité d'un appareil particulier, et les poids d'hydrogène mis en liberté sont proportionnels à l'intensité du courant, avec un coefficient de proportionnalité fixe qu'on pourrait arbitrairement faire égal à 1. On conviendrait alors de prendre pour unité d'intensité celle du courant qui dégage 1^{er} d'hydrogène en une seconde, et l'intensité d'un courant quelconque se trouverait exprimée par le poids p d'hydrogène qu'il donne dans l'unité de temps

$$i = p = 0^{\text{er}}, 0000895v,$$

en désignant par v le volume de l'hydrogène en centimètres cubes.

Ce mode particulier de définition de l'intensité des courants n'est pas usité; mais il suffit de déterminer une fois pour toutes le coefficient des voltamètres, pour pouvoir employer l'un quelconque d'entre eux à la mesure électromagnétique de l'intensité d'un courant.

Ce coefficient a été mesuré par MM. Weber (1), Joule (2), Bunsen (3), Casselmann (4), Cazin et Kohlrausch (5); mais les résultats obtenus présentent des discordances qui dépassent 1 pour 100 de part et d'autre du nombre original de Weber. M. Mascart (6) ayant précisé, comme nous l'avons indiqué plus haut, les conditions dans lesquelles doit être placé le voltamètre pour qu'il y ait réellement proportionnalité entre le volume de gaz dégagé et l'intensité, a retrouvé, par un procédé d'où sont éliminées toutes les causes d'erreurs connues, le coefficient même de Weber. On trouve ainsi qu'un courant de 1^{amp} met en liberté en une seconde 0^{er}, 000010,415 d'hydrogène, c'est-à-dire décompose une fraction d'équivalent de

(1) WEBER, *Resultate des Magnetischen Vereins*, p. 91; 1840.

(2) JOULE, *Phil. Magazine*, 4^e série, t. II, p. 442; 1851.

(3) BUNSEN; voir à ce sujet un Mémoire de M. Reis, dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. VIII, p. 33; 1843.

(4) CASSELMANN, *Kohlensinkkette*, p. 70; Marbourg, 1843.

(5) KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, CXXI, p. 458; 1870.

(6) MASCART, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 109 et suiv.; 1881.

l'électrolyte, exprimé en grammes, égale à 0,00010415. Réciproquement, pour mettre en liberté 1^{re} d'hydrogène par seconde, il faudrait un courant de 96000^{amp}.

Puisque l'intensité d'un courant exprime la quantité d'électricité qu'il entraîne par seconde, le poids d'hydrogène mis en liberté par un courant est proportionnel à la quantité électromagnétique d'électricité qu'il a transportée ; le coefficient par lequel il faut multiplier le poids d'hydrogène pour évaluer, en coulombs, la quantité d'électricité, est précisément égal au nombre 96000 précédemment employé.

Pour obtenir expérimentalement le coefficient d'une boussole des tangentes donnée, il suffit de la placer dans le circuit d'un voltamètre de M. Mascart et de mesurer simultanément la déviation δ_1 de la boussole et le poids p_1 d'hydrogène mis en liberté, évalué en grammes. L'intensité évaluée par la boussole est en ampères

$$(1) \quad i_1 = k \operatorname{tang} \delta_1,$$

k étant le coefficient inconnu ; évaluée par le voltamètre, elle est

$$(2) \quad i_1 = 96000 p_1.$$

La comparaison de ces deux formules donne

$$k = \frac{96000 p_1}{\operatorname{tang} \delta_1}.$$

On opérerait de même pour un galvanomètre quelconque, mais à la condition d'avoir dressé la table de cet instrument par comparaison soit avec une boussole des tangentes ou avec un voltamètre.

LOI DE FARADAY (1). — Quand une loi physique est constatée pour un corps arbitrairement choisi, on doit s'attendre à la retrouver dans tous les cas analogues. Nous pouvons donc très légitimement prévoir que la décomposition de tous les

(1) FARADAY, *Exp. researches*, série III, 377 ; série VII, p. 783 et suiv. : 1833.

Électrolytes offrira les mêmes circonstances que l'électrolyse des acides hydratés, c'est-à-dire que la quantité de métal mise en liberté sera proportionnelle à la quantité d'électricité qui passe, et nous aurons à chercher quelle quantité d'électricité est nécessaire pour mettre en liberté 1^{er} d'un radical métallique quelconque. Ces prévisions sont en effet exactes, et non seulement Faraday les a justifiées, mais il a découvert une loi dont la valeur n'a pas besoin d'être signalée, et dont l'énoncé général est que « la même quantité d'électricité est nécessaire et suffisante pour mettre en liberté 1^{er} d'un métal quelconque ».

Faraday n'énonça d'abord cette loi que pour les composés binaires. Elle fut étendue aux autres sels par Matteucci (*).

Le procédé expérimental est le même dans tous les cas. On place à la suite l'un de l'autre un voltamètre et l'appareil où se décompose l'électrolyte qu'on veut étudier. On fait passer dans ce système un courant quelconque qui n'a pas besoin d'être constant, et l'on prolonge l'action jusqu'à ce qu'il y ait dans les deux appareils une quantité suffisante de matière décomposée. On mesure en centimètres cubes le volume de l'hydrogène dégagé dans le voltamètre, et on le multiplie par sa densité par rapport à l'eau pour avoir son poids P. Ce poids est proportionnel à la quantité d'électricité qui a passé. On mesure de même le poids P' du métal déposé à l'électrode négative dans le second vase ; on trouve que $\frac{P'}{P}$ est constant

et qu'il est égal à l'équivalent du métal ; rapporté à l'hydrogène, on en conclut donc que la même quantité d'électricité qui met en liberté 1^{er} d'hydrogène met en liberté 1^{er} du radical métallique de l'électrolyte employé.

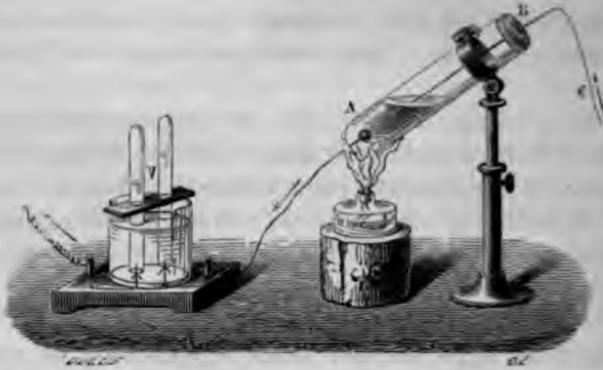
Les premières expériences ont été faites avec des solutions concentrées des acides chlorhydrique, bromhydrique et iodhydrique qu'on plaçait dans un second voltamètre à la suite du premier. Les quantités d'hydrogène furent égales dans tous les deux.

Faraday s'adressa ensuite aux électrolytes fondus et choisit

(*) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. LVII ; 1835.

d'abord le protochlorure d'étain. Il souda au fond d'un tube de verre AB un fil de platine terminé par un bouton A (fig. 88); ce fil avait été pesé avec soin. Il plaça le chlorure dans le tube, le maintint fondu par une lampe à alcool, et fit arriver le courant par une électrode positive B de graphite qui n'est point attaquée par le chlore. Après l'action, il trouva dans le

Fig. 88.



tube du bichlorure et au pôle négatif une masse d'étain qui avait été fondue et avait coulé au fond, où elle s'était alliée avec le bouton A. On pesa de nouveau le platine avec le culot, et l'on compara le poids P de l'hydrogène dégagé dans le voltamètre à celui de l'étain P' déposé par le courant. $\frac{P'}{P}$ fut trouvé égal à 58,53, qui diffère peu de l'équivalent de l'étain.

Le chlorure de plomb fut étudié de la même manière. L'oxyde et le borate de plomb, qui offrent plus de difficultés parce qu'ils fondent à des températures plus élevées et qu'ils attaquent le verre, furent placés dans des creusets de platine; dans ces trois cas, les valeurs de $\frac{P'}{P}$ furent trouvées égales à 100,85; 100,93 et 101,29. Ces nombres diffèrent sensiblement de l'équivalent du plomb, qui est 103,6; mais les différences en un sujet si délicat rentrent dans les erreurs d'observation.

Après avoir confirmé ces résultats par quelques autres expériences sur des substances analogues, Faraday changea son mode d'opération. Au lieu d'empêcher l'altération des électrodes positives, il la favorisa en laissant se dissoudre au pôle positif le métal qui se déposait à l'électrode négative. Ainsi les chlorures d'argent et de plomb étaient décomposés par deux masses d'argent et de plomb, et le poids de l'une augmentait autant que celui de l'autre diminuait. Les résultats numériques furent conformes à la loi énoncée.

Matteucci électrolysa divers sels anhydres fondus : par exemple, l'acétate et le borate de plomb et l'azotate d'argent ; mais il les fit dissoudre dans l'eau, et dans les deux cas il trouva qu'il fallait la même quantité d'électricité pour mettre en liberté 1^{er} du métal. Daniell étudia ensuite les sels alcalins : il plaça du sulfate de soude dans un voltamètre qui avait été partagé en deux parties par une cloison poreuse, de sorte que l'acide et l'oxygène se portaient dans l'une, et que le métal, mis en liberté dans l'autre, y décomposait l'eau en donnant une base alcaline et de l'hydrogène qu'on peut recueillir. La quantité d'hydrogène mise en liberté est équivalente à celle du métal alcalin produit ; il suffit de la mesurer, l'on reconnaît qu'elle est égale à celle qui se dégage dans un voltamètre ordinaire placé dans le même circuit. La loi de Faraday est donc applicable aux sels alcalins. Nous la considérerons désormais comme tout à fait générale.

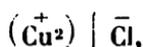
Il résulte de ce qui précède qu'au lieu de mesurer l'intensité d'un courant par le poids d'hydrogène qu'il dégage, on peut aussi avoir recours à l'électrolyse d'un sel métallique et déterminer l'augmentation du poids de l'électrode négative. Si l'on emploie une électrode soluble dans de bonnes conditions, la diminution de poids sera égale à l'augmentation de poids de l'électrode négative, et la moyenne de ces deux quantités sera, par rapport au poids d'hydrogène que le même courant dégagerait dans le voltamètre, dans un rapport égal à l'équivalent du métal.

M. Mascart (1) ayant employé soit des électrodes de cuivre

(1) MASCART, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 109; 1882.

EXTENSION DE LA LOI DE FARADAY. — Matteucci eut l'idée de soumettre à l'électrolyse un mélange de deux sels que nous verrons plus tard, deux cas peuvent se présenter suivant la nature des dissolutions et l'intensité du courant peut arriver qu'un seul métal se dépose, ou qu'on recueille un mélange à l'électrode négative. En tout cas, et pour la même quantité d'électricité qui met en liberté 1^{er} d'hydrogène, la somme des fractions d'équivalent de chacun des métaux déposés est égale à l'unité.

Dans tous ces exemples, on n'a examiné que des composés que l'on considère en Chimie comme formés par 1^{er} de radical et 1^{er} de radical, c'est-à-dire d'acide suroxygéné ou de base. Il était essentiel de chercher comment la loi se comporte quand on s'adresse à des corps dont la formule chimique est plus complexe. Matteucci a d'abord trouvé que le bicarbonate de cuivre CuCl obéit à la loi de Faraday, mais que le chlorure Cu^2Cl traversé par la même quantité d'électricité donne 2^{es} de cuivre et 1^{er} de chlore. Son électrolyse s'écrit donc suivant le symbole

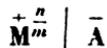


et le poids Cu^2Cl ne représente, au point de vue de la loi de Faraday, qu'un seul équivalent d'électrolyte.

M. Ed. Becquerel (1) a ensuite examiné une série d'

quantité d'électricité qui met en liberté 1^{er} d'hydrogène, il y aurait toujours 1^{er} du métal ou de l'acide suroxygéné mis en liberté au pôle positif, avec la quantité correspondante de métal au pôle négatif; ou, ce qui revient au même, que pour décomposer 1^{er} d'un composé de la formule $A^m M^n$, il faut une quantité d'électricité proportionnelle à m .

L'électrolyse de ces corps s'effectuerait donc suivant le symbole



Le poids représenté par $A^m M^n$ contiendrait un nombre équivalents d'électrolyte égal à m , c'est-à-dire au nombre équivalents du radical électronégatif.

Cette loi, d'une application assez large, n'est cependant pas une généralité absolue. Ainsi, d'après M. G. Wiedemann (1), l'acétate de cuivre neutre ou basique dépose la même quantité de cuivre. Les phosphates des divers acides phosphoriques présentent aussi une manière d'être particulière. 1^{er} de métaphosphate de soude NaO, PhO^2 est décomposé en même temps que 1^{er} d'un électrolyte ordinaire, tandis que 1^{er} de pyrophosphate de soude $2\text{NaO}, \text{PhO}^2$ est décomposé en même temps que 2^{es} et 1^{er} de phosphate ordinaire $3\text{NaO}, \text{PhO}^2$ en même temps que 3^{es}. Si les trois phosphates étaient insérés dans le même circuit, la même quantité de soude serait mise en liberté dans chacun d'eux, tandis que les quantités d'acide phosphorique varieraient comme les nombres 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$. Si, d'autre part, on compare entre eux les divers phosphates de l'acide tribasique, $3\text{NaO}, 2\text{HO}, \text{PhO}^2$; $2\text{NaO}, \text{HO}, \text{PhO}^2$; $3\text{NaO}, \text{PhO}^2$, on trouvera qu'au point de vue de l'électrolyse le premier se comporte comme un métaphosphate et le second comme un pyrophosphate, c'est-à-dire que la même quantité de base est rendue libre au pôle négatif, tandis que les quantités d'acide varient comme les nombres 1, $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{3}$.

L'électrolyse de ces différents corps est représentée par les symboles suivants :

NaO, PhO ⁵	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \text{Ph}\bar{\text{O}}^6$
2NaO, PhO ⁵	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \frac{1}{2} (\text{Ph}\bar{\text{O}}^7)$
3NaO, PhO ⁵	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \frac{1}{3} (\text{Ph}\bar{\text{O}}^8)$
2NaO, HO, PhO ⁵	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \frac{1}{2} (\text{Ph}\bar{\text{H}}\bar{\text{O}}^8)$
NaO, 2HO, PhO ⁵	$\overset{+}{\text{Na}} \mid \text{Ph}\bar{\text{H}}^2\bar{\text{O}}^6$

ou par des symboles qui n'en diffèrent que par l'addition aux radicaux d'un certain nombre d'équivalents d'eau.

L'étude des conductibilités, à laquelle nous allons nous livrer, complétera ces renseignements et nous permettra de décider, dans un certain nombre de cas, quelle est la véritable constitution d'un électrolyte dissous.

www.libtool.com.cn

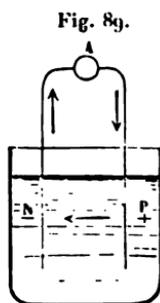
CHAPITRE VII.

CONDUCTIBILITÉ DES ÉLECTROLYTES.

larisation des électrodes. — Résistance d'un électrolyte. — La loi de Ohm est applicable aux électrolytes. — La loi de Joule est applicable aux électrolytes. — Évaluation de la force électromotrice de polarisation.

thodes proposées pour la mesure de la résistance des électrolytes. — Conductibilité des électrolytes fondus. — Conductibilité des sels neutres en dissolution très étendue. — Relation de la loi de Faraday et de la loi des conductibilités moléculaires. — Phénomène du transport des ions. — Son interprétation. — Conductibilité des acides et des bases en dissolution étendue. — Conductibilité des mélanges. — Application de la mesure des conductibilités à l'étude des équilibres chimiques. — Conductibilité de l'eau et de l'alcool. — Application de la mesure des conductibilités à l'appréciation de la pureté d'une substance. — Conductibilité des diélectriques. — Méthodes de mesure. — Résultats. — Electrolyse du verre. — Conductibilité des gaz chauds. — Relation supposée entre la résistance des électrolytes et le frottement intérieur. — Tableaux de résistances spécifiques.

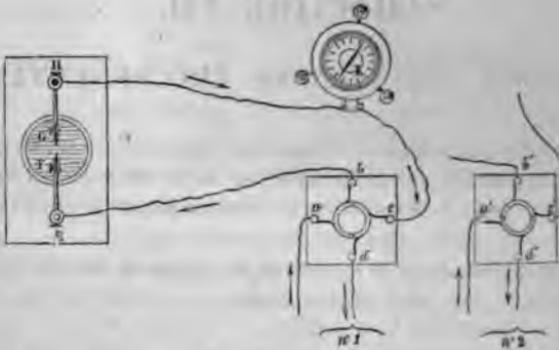
POLARISATION DES ÉLECTRODES. — Quand on fait passer le courant d'une pile A (*fig. 8g*) à travers un électrolyte, le métal est entraîné dans le sens du courant vers l'électrode négative N, le radical électronégatif à l'électrode positive P, et tous deux s'accumulent sur les électrodes ou dans leur voisinage immédiat. Si l'on vient ensuite remplacer la pile A par un galvanomètre, on constate l'existence d'un courant produit dans le sens PAN, contraire à celui qui a déterminé l'électrolyse.



Pour rendre l'expérience plus aisée, nous ferons arriver le

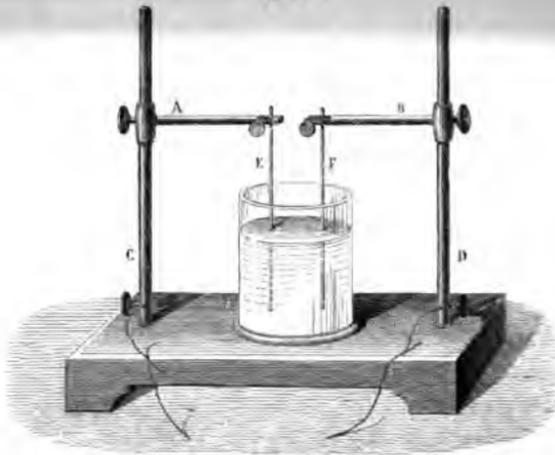
courant de la pile en *a* dans un interrupteur *abcd* (fig. 90) de là il passera par *bE* dans un vase à décomposition *FG* fig.

Fig. 90.



séparément (fig. 91) ci-dessous ; il reviendra par un galvanomètre *K* en *c*, en *d* et enfin à la pile. Quand le courant

Fig. 91.



circulé pendant quelque temps, nous placerons l'interrupteur dans la position indiquée n° 2; le courant de la pile ira d'en *d'* sans passer par l'électrolyte, mais la communication sera établie entre *E* et *H* par le fil *Eb'c'H* et par le galva

être K ; nous constaterons alors un courant qui est toujours opposé à celui de la pile ; il est très énergique si le vase FG contient un sel alcalin ou de l'eau acidulée ; il est plus faible dans d'autres cas, et presque insensible si, par exemple, le vase G contient du sulfate de cuivre entre des électrodes de cuivre.

Cette expérience nous révèle la production de forces électromotrices aux surfaces de contact des électrodes et de l'électrolyte. Ces forces électromotrices qui ne préexistaient pas au courant résultent des modifications que celui-ci a apportées dans l'état des surfaces par la mise en liberté des produits de électrolyse. La résultante de ces forces électromotrices se somme la force électromotrice de *polarisation*. On dit que les électrodes qui la présentent sont *polarisées*.

La polarisation des électrodes préexiste évidemment à la suppression du courant. Pour s'en convaincre, on peut placer dans un même circuit une pile constante, un voltamètre et un galvanomètre à la fois très résistant et très sensible. On constate alors que l'intensité du courant diminue peu à peu jusqu'à une certaine valeur minimum qui caractérise le régime permanent ; et, si l'on interrompt le courant à diverses époques, avant que cet état permanent soit établi, on reconstruit que la polarisation des électrodes croît à mesure que l'intensité du courant diminue. La polarisation est donc une force électromotrice antagoniste qui agit pour affaiblir le courant.

RÉSISTANCE D'UN ÉLECTROLYTE. — Considérons un électrolyte fermé dans une auge parallépipédique de longueur l et de section s , dont les extrémités sont occupées par des électrodes de même largeur. Supposons que l'état permanent est établi ; désignons par I l'intensité du courant, et par p la force électromotrice de polarisation.

Par raison de symétrie, il est évident que les plans parallèles aux électrodes sont, au sein du liquide électrolytique, des surfaces équipotentiellles. On le prouve expérimentalement de la manière suivante : on plonge dans la masse du liquide les extrémités identiques (1) de deux fils conducteurs

(1) On obtient l'identité des deux fils en tranchant au ciseau un fil unique couvert de gutta-percha.

entre les fils quand le courant a intensité I traverse le
Nous poserons

$$(1) \quad \gamma - \gamma_1 = IR,$$

et, par analogie, nous appellerons R la résistance de
bonne liquide comprise entre les deux plans.

Si l'on déplace progressivement les deux fils, de
faire varier x , on trouve que R croît proportionnellem
La résistance d'un conducteur électrolytique, comme c
conducteur métallique, est donc proportionnelle à sa l

Disposons maintenant une cloison isolante très min
male aux électrodes et occupant toute la largeur de
sans toutefois toucher les électrodes; nous constater
ni l'intensité du courant, ni la force électromotrice
entre les deux fils, n'est modifiée; la résistance R est d
meurée invariable; deux colonnes liquides de mè
gueur l , de sections s_1, s_2 , que l'on place en dérivation
valent donc, pour leur résistance, à une colonne de lor
et de section $s = s_1 + s_2$; il s'ensuit que la résistanc
colonne liquide est en raison inverse de sa section.

D'après ces expériences, nous avons le droit de pose

$$R = \rho \frac{x}{s}$$

comme pour un conducteur métallique; ρ sera la ré
spécifique de l'électrolyte. Son inverse

LA LOI DE OHM EST APPLICABLE AUX ÉLECTROLYTES. — Nous avons défini la résistance d'un électrolyte et reconnu qu'elle dépend de sa longueur et de sa section d'après les mêmes lois que pour un métal; mais il reste à savoir si cette résistance est indépendante de l'intensité du courant, c'est-à-dire si la loi de Ohm est applicable aux électrolytes.

La méthode déjà employée permet de résoudre directement cette question : il suffit de modifier la force électromotrice de la pile ou la résistance métallique contenue dans le circuit; l'intensité du courant change et, le nouvel état permanent étant établi, on trouve que la différence de potentiel $\gamma - \gamma'$, des fils placés dans une situation invariable est proportionnelle à l'intensité du courant. Par exemple, M. Bouty (1) a appliqué cette méthode à l'étude de la résistance de l'eau acidulée; il a fait varier l'intensité du courant dans le rapport de 1 à 237, et constaté que la résistance demeure invariable, quelles que soient d'ailleurs les variations de la polarisation et des réactions particulières dont les électrodes peuvent être le siège. La résistance R d'un liquide est donc indépendante de l'intensité I du courant.

Les nombreux expérimentateurs qui se sont occupés de cette question sont tous d'accord pour admettre que la loi de Ohm est applicable aux électrolytes.

LA LOI DE JOULE EST APPLICABLE AUX ÉLECTROLYTES. — Du moment que la loi de Ohm a été démontrée par l'expérience, si l'on désigne par E la force électromotrice entre deux plans équipotentiels, par R la résistance du liquide interposé, par I l'intensité du courant, on a

$$(1) \quad I = \frac{E}{R}.$$

Le travail produit par la quantité d'électricité I , éprouvant la chute de potentiel correspondant à E , est IE . Mais le liquide n'éprouve de modification qu'à ses surfaces de contact avec les électrodes; la colonne liquide comprise entre les

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. 346; 188.

plans équipotentiels considérés conserve une constitution chimique invariable. Le travail des forces électriques dans l'intervalle de ces plans doit donc avoir son équivalent sous forme de chaleur, c'est-à-dire que la quantité de chaleur w dégagée dans la masse du liquide est

$$(2) \quad w = \frac{1}{J} IE;$$

c'est l'une des expressions de la loi de Joule. Remplaçant dans (2) E par sa valeur IR , on a

$$(3) \quad w = \frac{1}{J} I^2 R;$$

c'est la loi de Joule exprimée sous sa forme usuelle.

ÉVALUATION DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DE POLARISATION. —

Quand on a mesuré la résistance R_x d'une colonne liquide de longueur x , on peut calculer la résistance R_l de la colonne de longueur l comprise dans l'auge électrolytique; on a, en effet,

$$\frac{R_l}{R_x} = \frac{l}{x}.$$

Relions directement les deux électrodes à l'électromètre et mesurons la force électromotrice E_{ec} qu'elles présentent l'une par rapport à l'autre. Nous trouverons que E_{ec} est toujours supérieure à la force électromotrice

$$E_l = IR_l.$$

La différence $E_{ec} - E_l$ est la force électromotrice de polarisation p . On a donc, en général,

$$(4) \quad E_{ec} = p + E_l = p + IR_l.$$

Rien ne s'oppose, d'ailleurs, à ce que l'on mesure séparément les forces électromotrices de polarisation p_c et p_e de chacune des électrodes. Il suffit de mesurer la force électro-

force résultante entre chaque électrode et un fil conducteur de même matière à une distance x connue; on aura

$$\begin{cases} E_e = p_e + IR_x, \\ E_{e'} = p_{e'} + IR_x, \end{cases}$$

où p_e et $p_{e'}$, puisque le produit IR_x est connu.

MÉTHODES PROPOSÉES POUR LA MESURE DE LA RÉSISTANCE DES ÉLECTROLYTES. — Si la polarisation des électrodes n'existait pas ($= 0$), la formule (4) se réduirait à

$$E_{e'} = IR_l,$$

ce qui est à dire que la loi de Ohm serait directement applicable au système formé par les électrodes et l'électrolyte comme à un conducteur métallique unique. La résistance de ce système, égale à celle du liquide, pourrait être mesurée par l'une quelconque des méthodes appliquées précédemment aux conducteurs solides. On a donc cherché à affranchir les mesures de la distance de l'effet de la polarisation. Les procédés qui ont été employés à cet égard consistent, soit :

- 1° A mesurer séparément la force électromotrice de polarisation p et à en tenir compte (A);
- 2° A opérer dans des conditions telles, que la force électromotrice de polarisation soit nulle ou tout au moins négligeable (B);
- 3° A éliminer l'effet de la polarisation par la méthode électrométrique, que nous avons fait servir ici à la définition même de la résistance des électrolytes (C).

A. Les plus anciennes mesures que l'on possède ont été faites par la première méthode; mais on mesurait la force électromotrice de polarisation par des procédés imparfaits; on obtenait donc que des valeurs peu exactes de la résistance.

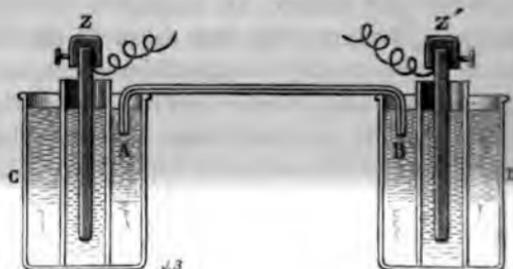
B. 1° Méthode de Paalzow. — *Rhéostats à liquide.* — Paalzow (1) remarqua que des électrodes de zinc amalgamé, plongées dans une solution concentrée de sulfate de zinc,

(1) PAALZOW, *Pogg. Ann.*, CXXXVI, p. 489; 1869.
 J. et B., *La pile.* — IV, 2^e fasc. (4^e édit., 1888).

n'éprouvent pas de polarisation sensible. Plus tard, M. Lippmann (1) a établi que cette propriété est générale et qu'elle appartient à tous les métaux purs dans les solutions de leurs sels.

Cela posé, on peut mesurer la résistance d'un sel des métaux communs en employant des électrodes formées du métal du sel, et par l'un quelconque des procédés employés pour les conducteurs métalliques, par exemple la méthode du pont de Wheatstone. Pour rendre la méthode applicable à des sels quelconques, il suffit d'employer des électrodes de zinc Z, Z', plongées dans des vases poreux contenant une dissolution concentrée de sulfate de zinc. La colonne liquide dont on veut mesurer la résistance (fig. 92) est contenue dans un tube AB

Fig. 92.



de très faible section, dont les extrémités s'ouvrent dans deux bords remplis du même liquide et contenant les vases poreux. La résistance du système ZABZ' se réduit pratiquement à la résistance du liquide AB et la polarisation des électrodes est évitée, puisque le métal qui les forme est celui du sel dans lequel elles baignent. Cet artifice est dû à Paalzow.

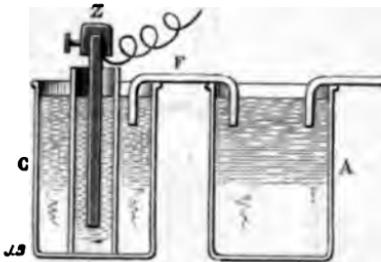
Toutefois, l'absence de polarisation au contact du zinc amalgamé et du sulfate de zinc n'étant jamais rigoureusement complète, il est préférable de disposer l'appareil de la manière suivante (2). Au lieu de relier directement les vases C et D par la

(1) LIPPMANN, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 48; 1879.

(2) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 9; 1887.

stance AB que l'on veut mesurer, on interpose entre chaque de ces vases et les extrémités A et B d'autres résistances des de même espèce F, F' (*fig. 93*). Après avoir mesuré une première expérience la résistance équivalente au système total, on remplace le siphon capillaire AB par un siphon gros et très court de résistance négligeable et l'on renouvelle la mesure. Pourvu que la somme des résistances F, F'

Fig. 93.



si on a une résistance de un millier d'ohms, on est sûr que la polarisation très grande des électrodes Z, Z' demeure invariable dans cette expérience : on l'élimine en faisant la différence des deux mesures, et le résultat donne la résistance vraie de la colonne de AB.

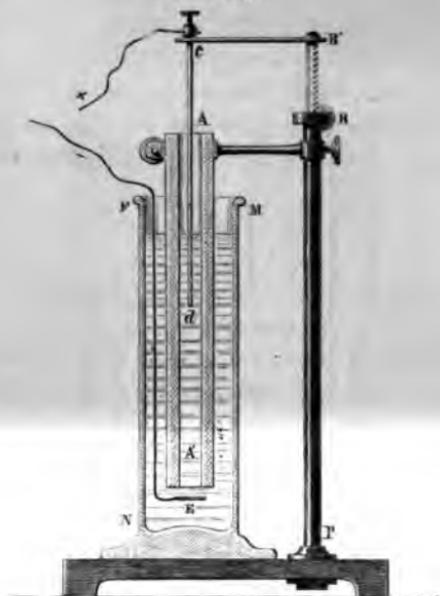
Le principe de la méthode de Paalzow permet de disposer de véritables rhéostats à liquide. On peut leur donner la forme représentée par la *fig. 94* et proposée par M. Ed. Becquerel. AA' est un tube de cristal ouvert à ses deux bouts, intérieurement et parfaitement cylindrique; on a mesuré plusieurs fois pour toutes son rayon et calculé sa section. Il est plongé dans une éprouvette MN que l'on peut remplir d'une solution saturée de sulfate de cuivre. Il est soutenu par sa partie supérieure au moyen d'une traverse qui glisse et peut se déplacer sur un pied BP.

Dans l'intérieur de ce pied s'enfonce une crémaillère divisée qui s'élève ou s'abaisse par le jeu d'un pignon B et dont la course est mesurée par un vernier; elle soutient une tige verticale de cuivre cd enfermée et mastiquée dans un tube de verre, et qui pénètre dans le canal AA'. On fait arriver le cou-

rant par cette tige; il traverse le liquide de d en E et il revient par une plaque de cuivre E et un fil de cuivre EF .

Quand les choses restent dans le même état, le courant éprouve dans le liquide une résistance déterminée; mais, l'on soulève ou qu'on abaisse la crémaillère d'une hauteur on augmente ou l'on diminue le circuit d'une colonne liqui-

Fig. 94.



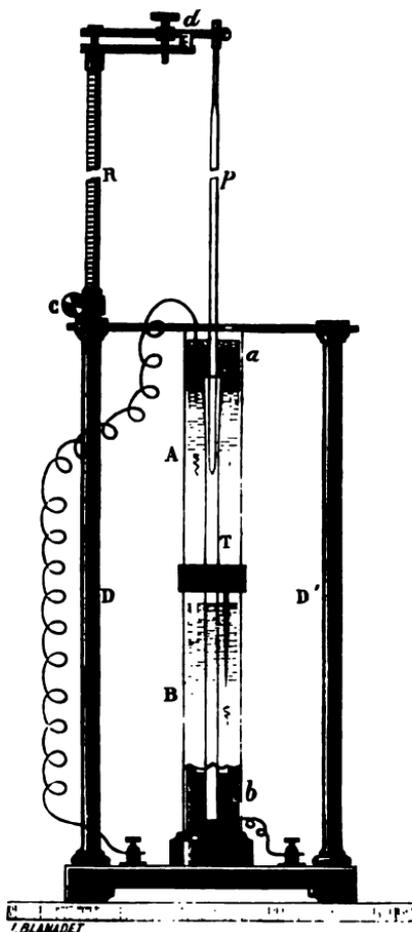
de longueur l , de section s et de conductibilité k que l'on mesurée une fois pour toutes. Mais la faible étendue de surface de l'électrode d laisse craindre que la polarisation des électrodes ne soit pas complètement éliminée dans ce pareil.

MM. Bouty et Foussereau (1) ont employé un rhéostate à grande résistance qui évite cet inconvénient. Il est formé (fig. 95) de deux éprouvettes de verre A , B , l'une au-dessus de l'autre par un bouchon de caout-

(1) BOUTY ET FOUSSEREAU, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 419;

repte la communication entre les éprouvettes. Les es de cuivre *a, b* sont fixées dans chacun de ces vases munissent à des bornes extérieures. Les deux vases

Fig. 95.



remplis de sulfate de cuivre; ils communiquent par un tube étroit *T*, dans lequel s'engage, comme un piston, un tube de verre pleine *p* qui le ferme presque exactement, ce qui empêche la continuité du liquide. Deux fortes vis *D, D'* assurent la stabilité du système.

En enfonçant plus ou moins le piston p , on substitue à la résistance de la colonne liquide cylindrique enfermée dans le tube la résistance beaucoup plus grande de la colonne cylindrique creuse comprise entre le tube et le piston. On peut donc faire varier la résistance de ce rhéostat dans des limites très larges. On peut produire les déplacements du piston p à l'aide du bouton à crémaillère C ou de la vis de rappel d ; on les évalue à l'aide des divisions portées par la tige B et la règle d . Cet appareil doit être gradué par comparaison.

2. *Méthode des courants alternatifs.* — Une électrode polarisée se dépolarise quand on dirige à travers l'auge électrolytique un courant de sens contraire; puis elle se polarise de nouveau en sens inverse. Nous savons d'ailleurs que la polarisation s'établit progressivement, et nous démontrerons qu'elle part d'une valeur nulle pour atteindre sa valeur maximum dans un temps d'autant plus long que l'intensité du courant est plus faible.

Cela posé, si on lance à travers un électrolyte des courants rapidement intervertis et d'intensité suffisamment faible, la polarisation ne pourra acquérir, à un moment quelconque, une valeur appréciable : on pourra en faire abstraction. Les phénomènes d'induction permettent de se procurer ces courants intervertis. Par exemple, M. F. Kohlrausch (1) a décrit, sous le nom d'*inducteur à sinus*, un électromoteur formé d'un barreau aimanté tournant rapidement au sein d'une spirale immobile; l'intensité des courants qu'il fournit est représentée par la formule

$$I = I_0 \sin \omega t,$$

dans laquelle ω désigne la vitesse angulaire de rotation. Ces courants oscillent entre les valeurs extrêmes $+ I_0$, $- I_0$ avec une période

$$T = \frac{2\pi}{\omega},$$

(1) F. KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, Jubelband, p. 290; 1874.

qu'on peut rendre aussi petite que l'on veut en augmentant de plus en plus la vitesse angulaire.

On dirige le courant de l'inducteur à sinus à travers un pont de Wheatstone, en remplaçant le galvanomètre par un électrodynamomètre ou un téléphone (1), appareils qui, comme nous le verrons, sont sensibles aux courants alternatifs; et l'on règle les résistances de manière à ramener l'électrodynamomètre au zéro ou le téléphone au silence; alors la relation

$$(1) \quad \frac{R}{R'} = \frac{r}{r'}$$

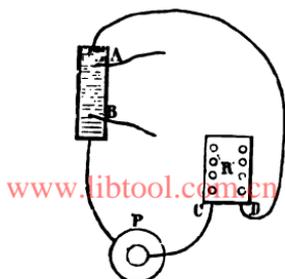
se trouve satisfaite. On forme l'une des branches du pont par la résistance liquide R à mesurer, les autres par trois résistances métalliques, dont deux r, r' fixes, et la troisième, R' variable, que l'on règle de manière à établir l'équilibre. On calcule R par la formule (1). C'est la méthode de M. Kohlrausch.

L'application de cette méthode est particulièrement délicate. Elle exige d'abord qu'on attribue aux électrodes la plus grande capacité de polarisation possible; M. Kohlrausch les constitue par des feuilles de platine platiné d'un décimètre carré de surface.

En second lieu, elle n'est praticable que si l'on possède des résistances métalliques *absolument dénuées d'induction*, et cette condition est rarement réalisée, surtout pour les grandes résistances. Il en résulte que, si l'on emploie, par exemple, le téléphone, il est pratiquement impossible de le ramener au silence; on n'observe qu'un minimum de bruit d'autant plus difficile à saisir exactement que les résistances employées sont plus grandes. On doit donc s'astreindre, soit, comme l'a fait M. Kohlrausch, à n'employer que des colonnes liquides de section assez grande et de très faible longueur, soit, comme l'ont proposé MM. Bouty et Foussereau (2), à constituer le pont de Wheatstone exclusivement avec des résistances liquides impolarisables, en prenant comme rhéostat l'appareil

(1) F. KOHLRAUSCH, *Wied. Ann.*, XI, p. 656; 1880.

(2) BOUTY et FOUSSEREAU, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 124; 1885.



proposée par Fuchs (¹). Elle n'exige pas l'emploi d'un galvanomètre pour la mesure de l'intensité du courant, mais seulement celle d'une résistance connue.

Soient A et B (fig. 96) les fils extrêmes déterminant les potentiels comprenant la résistance à mesurer, CD la résistance métallique auxiliaire, I l'intensité du courant. On mesure successivement les fils A et B, puis deux autres fils choisis en C et D en relation avec l'électromètre, et soient les forces électromotrices correspondantes; on a

$$E = IR,$$

$$E_1 = IR_1,$$

$$R = \frac{E}{E_1} R_1.$$

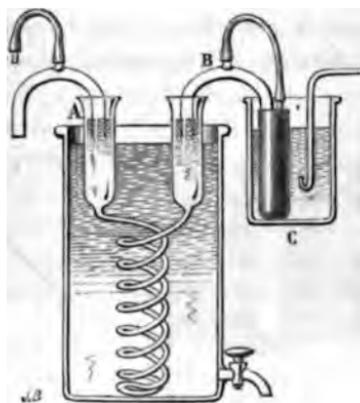
Pour que la mesure soit correcte, il suffit que l'intensité du courant n'ait pas varié pendant la durée des mesures.

M. Lippmann (²) a combiné la méthode de Fuchs et de Paalzow de la manière suivante : l'électrolyte dont on veut mesurer la résistance est enfermé dans un tube cylindrique portant à ses extrémités des électrodes de même métal. Deux trous capillaires A et B déterminent les surfaces

par des tubes de verre remplis du même électrolyte, avec deux électrodes de Paalzow. Cette disposition évite les polarisations accidentelles qui se développeraient dans les fils A et B (*fig. 96*) si leur circuit se trouvait momentanément fermé.

M. Bouty (¹) enferme la colonne liquide dont il veut mesurer la résistance dans un tube enroulé en spirale que l'on maintient à température constante dans un bain-marie et qui se termine par deux entonnoirs A, B (*fig. 97*). Des siphons

Fig. 97.



gros et courts sont communiquer le tube AB avec deux vases poreux pleins du même liquide. Ceux-ci sont placés dans des boccas C, D remplis d'une dissolution de sulfate de zinc et reçoivent le courant soit directement par de grandes électrodes de zinc amalgamé, soit par de gros siphons communiquant avec d'autres résistances liquides.

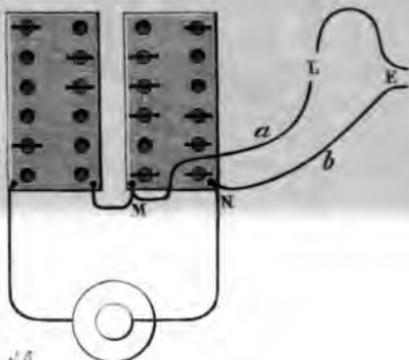
Pour la mesure de la résistance de AB on emploie de véritables électrodes de Paalzow, disposées comme le montre la *fig. 57* (p. 111*). Chacune d'elles consiste en une baguette de zinc amalgamé plongeant dans l'une des tubulures d'un flacon rempli d'une dissolution concentrée de sulfate de zinc; le tube adapté à la troisième tubulure de chaque flacon détermine, par son extrémité,

(¹) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 139; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 326, 1884; t. VI, p. 8, 1887.

l'une des surfaces équipotentiellles limitant la résistance liquide à mesurer; mais, pratiquement, la résistance de la colonne capillaire AB est si grande, par rapport à celle des gros siphons et des vases poreux, qu'elle se confond avec la résistance totale à moins de 0,001 près, et que la position attribuée à l'extrémité du tube est indifférente.

L'électromètre employé est celui de M. Lippmann; on le ramène au zéro, dans chaque mesure, à l'aide d'une dérivation variable, prise sur le circuit d'une pile de Daniell, et que l'on règle de façon à compenser la force électromotrice $E = IR$ que l'on veut mesurer. A cet effet, il est commode d'employer deux boîtes de résistances de 10 000 ohms chacune (fig. 98)

Fig. 98.



dont l'une MN constitue la dérivation et qui sont placées l'une à la suite de l'autre dans le circuit d'une pile Daniell; on en dispose les clefs de telle sorte que la résistance totale soit égale à 10000 ohms. Si toutes les clefs de MN sont fermées, la force électromotrice prise en dérivation sur le circuit de l'électromètre L est nulle. Si, maintenant, on enlève la clef 500 de la boîte MN pour la porter sur l'autre, la résistance totale du circuit P n'est pas changée, elle demeure égale à 10 000, mais la force électromotrice prise en dérivation sur L représente $\frac{500}{10000}$ de Daniell. Portant ainsi les clefs successives d'une boîte à l'autre, on arrive à compenser exactement la force élec-

romouice E, et on lit directement sur la botte MN le nombre de 10 000^{èmes} de daniell qui la représente.

S'il s'agit de mesurer en valeur absolue la résistance spécifique d'un liquide, on remplira successivement le tube AB de ce liquide et de mercure pur à 0°. Le rapport des deux résistances, multiplié par la résistance spécifique 94340 du mercure, donne en unités C.G.S la résistance spécifique cherchée. La résistance des électrolytes étant énorme, eu égard à celle des métaux, il est difficile de répondre de l'exactitude d'une mesure de cette espèce à plus de $\frac{1}{100}$ près.

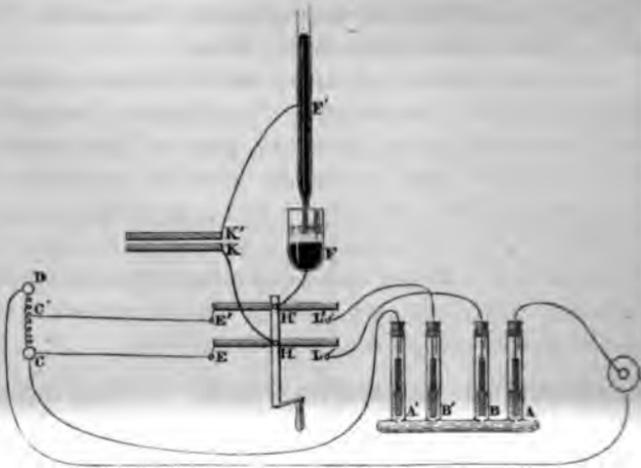
Si l'on veut seulement comparer entre elles les résistances spécifiques de deux électrolytes, l'exactitude des mesures peut être poussée beaucoup plus loin, parce qu'alors les deux nombres à comparer sont du même ordre de grandeur. Les résistances employées sont souvent très considérables, et l'on trouve en général plus avantageux de les comparer, non à une même résistance métallique, mais à une même résistance liquide d'une grandeur intermédiaire à celles que présentera le tube AB successivement rempli des deux électrolytes.

CONDUCTIBILITÉ DES ÉLECTROLYTES FONDUS. — Pour mesurer la résistance des sels fondus, M. Foussereau (1) emploie un tube en U à quatre branches ABA'B' (fig. 99), que l'on chauffe au bain-marie à une température suffisamment élevée pour le remplir de sel fondu. Les deux tubes extrêmes A, A' renferment les électrodes de platine qui amènent le courant; les intermédiaires B, B' renferment les électrodes parasites qui, dans le cas actuel, sont également en platine et plongent directement dans le sel fondu. Les quatre branches verticales communiquent avec le tube par des orifices capillaires. M. Foussereau s'est assuré que, dans la région moyenne comprise entre B et B', les surfaces équipotentielles sont des plans normaux à l'axe du tube, et que la résistance mesurée est celle d'un cylindre liquide ayant pour longueur la distance de l'axe des deux trous et pour section celle du tube. On en déduit la résistance spécifique.

(1) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 241; *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 189; 1885.

Pour rendre plus rapide la comparaison de la résistance électrolytique et d'une résistance métallique CC' comprise dans le même circuit, M. Foussereau dispose un commutateur L qui lui permet de substituer rapidement ces deux résistances l'une à l'autre dans le circuit de l'électromètre. Celui-ci comprend simplement un condensateur KK' (*fig. 99*) dont les di-

Fig. 99-



armatures se chargent jusqu'à ce que la force électromotrice qu'elles présentent équilibre celle qui existe entre les extrémités de la résistance. L'électromètre est alors au zéro, et, si son équilibre persiste quand on fait basculer le commutateur, c'est que les forces électromotrices, par conséquent les résistances à comparer, sont égales. La capacité du condensateur étant très petite par rapport à la capacité de polarisation ⁽¹⁾ des électrodes parasites, on évite par cette disposition le risque de faire passer à travers ces dernières une quantité d'électricité capable de leur communiquer une polarisation notable.

Le Tableau suivant résume les résultats obtenus par M. Foussereau.

(1) Voir ci-dessous au Chapitre de la Polarisation.

Sel.	Point de fusion.	Intervalle de température.	Résistance spécifique en ohms.
CaO°	359 ^o	359 ^o	4,19
AzO°	327	329 ^o à 355 ^o	6,088 — 0,01346t
AzO°	298	300 ^o à 356 ^o	11,158 — 0,1053t — 0,0001411t ²
$\text{AzO}^{\circ} + \text{NaO}, \text{AzO}^{\circ}$	219	219 ^o à 355 ^o	9,047 — 0,04213t — 0,00005399t ²
$\text{CaO}, \text{AzO}^{\circ}$	153	154 ^o à 188 ^o	5,745 — 0,007148t — 0,0000651t ²
$\text{AzO}^{\circ} + \text{NaO}, \text{AzO}^{\circ}$			
$\text{AzH}^{\circ}\text{O}, \text{AzO}^{\circ}$	146	140 ^o à 180 ^o	9,859 — 0,03571t
.....	156	158 ^o à 310 ^o	31,190 — 0,1646t — 0,0002366t ²

La résistance décroît quand la température s'élève et l'ordre de grandeur des résistances spécifiques des sels fondus est le même que pour les sels dissous de concentration moyenne.

CONDUCTIBILITÉ DES SELS NEUTRES EN DISSOLUTION TRÈS ÉTENDUE.

— On doit admettre que les diverses propriétés d'un même corps sont fonction les unes des autres. Si donc on veut découvrir des relations relatives à certaines propriétés, il faut placer les corps que l'on étudie dans des conditions qui les rendent comparables sous tous les autres rapports. Par exemple, les divers sels étudiés par M. Fousseureau ne fondent pas à la même température, leurs densités, leurs viscosités sont différentes; on ne peut s'attendre à trouver de relation simple entre leurs conductibilités.

Considérons au contraire les divers sels en dissolution aqueuse très étendue. Les propriétés générales de ces dissolutions sont presque identiques; elles ne diffèrent que par la constitution chimique du sel dissous. Mais il se trouve que la conductibilité électrique de ces dissolutions est énorme par rapport à celle de l'eau pure. On peut donc s'attendre à trouver une relation entre ces conductibilités et la composition chimique. C'est en effet ce qui a été démontré par M. Bouty (1).

Les conductibilités moléculaires des sels neutres dissous

(1) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 433, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 325, et t. VI, p. 5.

en fonction de la concentration par le facteur constant en la p
mesure de la concentration le rapport $\frac{P}{P}$ du poids de
poids de la dissolution. Toutes les résistances sont raj
à celle du chlorure de potassium de même concentrati

www.libtool.com.cn

SELS ANHYDRES.

207*

Formule du sel	Equivalent	$\frac{1}{20}$.	$\frac{1}{100}$.	$\frac{1}{1000}$.	P.
AzH ⁵ Cl.....	53,5	0,743	0,730	0,724	0,718
KC ² Az.....	65	"	0,948	0,917	0,872
AzH ⁵ O, SO ²	66	"	1,057	1,009	0,886
KO, CO ²	69	1,221	1,112	1,038	0,926
KCl.....	74,5	1,000	1,000	1,000	1,000
AzH ⁵ O, CrO ³	76,2	"	1,193	1,145	1,1023
AzH ⁵ O, AzO ⁵	80	1,203	1,134	1,156	1,074
KO, C ² AzO.....	81	"	1,231	1,238	1,087
KO, SO ²	87	1,107	1,338	1,357	1,169
KO, CrO ³	98	1,473	1,375	1,312	1,304
KO, AzO ⁵	101	1,555	1,431	1,371	1,356
KOSeO ³	110,75	"	1,658	1,557	1,487
KBr.....	119	1,472	1,536	1,531	1,597
KO, ClO ⁵	122,5	"	1,717	1,649	1,649
KO, ClO ⁷	138,5	"	1,898	1,867	1,859
AgO, SO ²	156	"	"	2,131	2,094
KO, Mn ² O ⁷	158	"	2,180	2,269	2,121
ZnI.....	160	"	2,055	2,333	2,148
PbO, AzO ⁵	165,5	3,721	2,834	2,530	2,221
KI.....	166	2,132	2,202	2,108	2,233
AgO, AzO ⁵	170	2,865	2,480	2,480	2,281
TiO, SO ²	260	"	4,044	3,611	3,382

de

Sels hydrates ou formant avec l'eau des combinaisons définies.

Formule du sel.	Équivalent.	Valeurs de ρ pour des concentrations de				
		$\frac{1}{20}$.	$\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{2000}$.	$\frac{1}{10000}$.
CaCl ₂	55,5	1,071	0,998	0,932	0,880	0,745
KFl.....	58	"	0,999	0,959	0,912	0,778
MnCl + 4HO.....	99	2,070	1,868	1,673	1,567	1,320
MgCl + 6HO.....	101,5	1,824	1,645	1,541	1,402	1,362
BaCl + 2HO.....	122	2,114	1,857	1,772	1,558	1,638
MgO, AzO ^s + 6HO.....	128	"	2,273	2,147	"	1,998
NaO, CO ² + 10HO.....	143	3,531	2,735	2,461	2,324	1,919
CuO, AzO ^s + 6HO.....	147,75	2,924	2,541	2,486	"	1,983
ZnO, AzO ^s + 6HO.....	149	2,842	2,569	2,533	2,345	2,000
CdO, AzO ^s + 4HO.....	155	3,144	2,796	2,701	2,559	2,081
BaO, S ² O ⁵ + 4HO.....	185	"	3,098	2,708	"	2,483
(UO ²)O, AzO ^s + 5HO.....	243	"	4,217	3,888	"	3,262
<i>Sulfates.</i>						
MgO, SO ³ + 7HO.....	123	4,585	3,103	"	"	2,663
CuO, SO ³ + 5HO.....	124,75	5,241	3,703	2,664	"	2,194
FeO, SO ³ + 7HO.....	139	"	3,797	3,019	"	2,560
NiO, SO ³ + 7HO.....	140,5	"	3,601	2,924	"	2,492
CoO, SO ³ + 7HO.....	140,5	"	3,752	2,945	"	2,447

www.libtool.com.cn

Les divergences, d'ailleurs assez médiocres, doivent être attribuées au défaut d'identité absolue dans la constitution chimique des différents sels en dissolution très étendue.

M. F. Kohlrausch a indiqué le premier que la variation de résistance de certains sels avec la dilution est proportionnelle au facteur

$$1 + \Lambda m^{\frac{1}{2}},$$

représentant le nombre d'équivalents de sel en grammes par litre de la dissolution. Cette loi, vérifiée par M. Bouty dans un grand nombre de cas, s'applique en particulier au chlorure de potassium. Soit ρ la résistance spécifique d'une dissolution contenant $73^{\text{sr}},5 \times m$ de chlorure de potassium par litre ; $= 15^{\text{ohms}},415$ la résistance spécifique à 0° de la dissolution normale contenant $73^{\text{sr}},5$ de chlorure de potassium par litre ; a , pour $m < 0,1$,

$$\rho = 0,8K \frac{1}{m} \frac{1 + 0,2976m^{\frac{1}{2}}}{1 + 0,0333t} = 12,332 \frac{1}{m} \frac{1 + 0,2976m^{\frac{1}{2}}}{1 + 0,0333t}.$$

Le coefficient de $m^{\frac{1}{2}}$ dans la formule (1) change d'un sel à l'autre ; le binôme relatif à l'effet de la température est au contraire le même pour tous les sels neutres, de sorte que, si la loi d'équivalents se trouve vraie à une température donnée, elle persiste sans modification à toute autre température. Quant au facteur $12,332$, il doit être exactement le même, pour tous les sels. C'est en effet ce que M. Bouty a vérifié pour le chlorure de potassium, le sulfate et le nitrate de potasse, le nitrate de plomb et le sulfate de zinc (1).

Voici, par exemple, les résultats relatifs à ce dernier sel, quant à la résistance spécifique ρ' , pour des valeurs de $m < 0,1$, représentée par la formule

$$\rho' = 12,332 \frac{1}{m} \frac{1 + 3,255m^{\frac{1}{2}}}{1 + 0,333t}.$$

(1) *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 5 ; 1887.

J. et B., *La pile*. — IV, 2^e fasc. (1^{er} édit., 1888.)

m.	$\frac{p'}{p}$		Différence.
	observé.	calculé.	
0,1.....	2,420	2,375	+ 0,045
0,05.....	2,159	2,091	+ 0,068
0,02.....	1,815	1,805	— 0,010
0,01.....	1,639	1,639	0,000
0,005.....	1,485	1,507	— 0,022
0,002.....	1,283	1,374	+ 0,091
0,001.....	1,269	1,297	— 0,030
0,00025.....	1,158	1,187	+ 0,031

On ne peut étendre les comparaisons à des dissolutions beaucoup plus étendues, car alors la conductibilité du sel dissous deviendrait comparable à celle que les impuretés qu'elle contient communiquent à l'eau distillée, et l'on n'aurait plus affaire à la dissolution d'un sel pur, mais à des mélanges de constitution inconnue.

RELATION ENTRE LA LOI DE FARADAY ET LA LOI DES CONDUCTIBILITÉS MOLÉCULAIRES. — La loi des conductibilités moléculaires des sels en dissolution très étendue doit être rapprochée de la loi de Faraday. Deux dissolutions salines qui s'équivalent, d'après la dernière, pour le transport de quantités égales d'électricité, s'équivalent aussi, d'après la première, pour la résistance offerte au courant. M. Bouty (1) a vérifié, par l'étude des phosphates de divers corps de la formule $M^n R^m$ et de sels doubles indécomposables par l'eau, que les corps dont la formule chimique représente plusieurs équivalents électrochimiques au point de vue de la loi de Faraday représentent le même nombre d'équivalents au point de vue de la loi des conductibilités moléculaires. Ainsi $PtCl_2$ représente $2^{eq} : Au^2Cl_2$; Fe^2O_3 , $3SO_3$; $3NaO$, PhO^5 en représentent trois, tandis que NaO , $2HO$, PhO^5 n'en représente qu'un seul. La même règle s'applique au bichromate de potasse KO , $2CrO_3$ et au ferrocyanure de potassium K^2FeCy^3 , dont l'électrolyse s'effectue.

(1) Bouty, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 459.

vant Hittorf, d'après les symboles



qui représentent respectivement 1^{er} et 2^{es} électrochimiques.

PHÉNOMÈNE DU TRANSPORT DES IONS. — L'électrolyse d'un certain nombre de sels dissous présente une particularité qui a beaucoup exercé la perspicacité des physiciens et sur l'interprétation de laquelle on est loin d'être d'accord. C'est le *phénomène du transport des ions*.

Considérons un voltamètre à lames de platine, dont nous proposerons les électrodes très écartées et la construction de laquelle on peut, après l'électrolyse, séparer les liquides qui forment le pôle positif et le pôle négatif, pour en faire l'analyse. Quand le voltamètre contient, par exemple, une dissolution de sulfate de potasse, on trouve qu'après une durée quelconque de l'électrolyse la liqueur s'est également appauvrie aux deux pôles. Si le voltamètre a été divisé en deux parties égales et si 1^{er} de sel a été décomposé, il manque $\frac{1}{2}$ équivalent de sulfate de potasse de part et d'autre et l'on trouve à la place 1^{er} d'acide sulfurique autour du pôle positif où s'est dégagé 1^{er} d'oxygène, 1^{er} de potasse au pôle négatif où s'est dégagé 1^{er} d'hydrogène : *c'est l'électrolyse normale*.

Si, au contraire, le voltamètre contient une dissolution de carbonate de soude, on trouve que la liqueur s'appauvrit surtout autour du pôle négatif. Quand 1^{er} de potasse a disparu au pôle négatif, la perte de concentration au pôle négatif est de 1,14 KO, AzO³, et au pôle positif de 0,386 KO, AzO³. Les nombres $n = 0,614$, $p = 0,386$ ont été désignés par Hittorf (1) sous le nom de *nombres de transport* (*Ueberführungszahlen*). Dans le cas des électrolyses normales, on a

$$n = p = 0,5.$$

(1) HITTORF, *Pogg. Ann.*, LXXXIX, p. 177; XCVIII, p. 1; CIII, p. 1; CVI, p. 137 et 513; 1853-59.

On verra par les Tableaux suivants : 1° que les sels anhydres dont les conductibilités, en dissolution étendue, obéissent à peu près à la loi des équivalents même pour les dilutions médiocres (*voir* p. 207*), offrent des valeurs de n voisines de l'unité; 2° que les sels hydratés qui s'écartent beaucoup de la loi des équivalents pour des dilutions médiocres, mais qui s'en rapprochent de plus en plus pour des dilutions croissantes, présentent des valeurs de n qui, d'abord très différentes de 0,5, s'en rapprochent à mesure que la dilution augmente. S représente le poids d'eau uni à 1^{er} de sel.

Résultats des expériences de Hittorf.

SELS ANHYDRES.

Nature du sel.	S.	n .
AzH ⁴ Cl.....	5,275-175,28	0,513
KCl ² Az.....	7,657	0,457
	104,75	0,47
KCl.....	4,845- 6,610	0,516
	18,41 -449,1	0,515
KO, SO ³	11,873- 2,032	0,500
	412,8	0,498
KO, CrO ³	9,535	0,511
KO, AzO ⁵	4,6216	0,479
	9,6255	0,487
	31,523	0,494
KBr.....	91,09	0,497
	2,359-116,5	0,493-0,51
KO, ClO ⁵	26,605	0,445
	114,967	0,462
KO, ClO ⁷	118,66	0,463
AgO, SO ³	123	0,5543
Kl.....	2,7227-170,3	0,492-0,51
	3,48	0,468
AgO, AzO ⁵	5,18	0,495
	10,38	0,510
	14,5-247,3	0,5256

SELS HYDRATÉS OU CONTRACTANT AVEC L'EAU DES COMBINAISONS DÉFINIES.

Nature du sel.	S.	n.
CaCl.....	1,6974	0,780
	2,0683	0,771
	2,3608	0,765
	2,739	0,749
	3,9494	0,727
	20,918	0,683
	138,26	0,673
MnCl + 4HO.....	229,2	0,683
	3,3061	0,758
MgCl + 6HO.....	190,41	0,682
	2,4826	0,806
	3,6442-3,8764	0,778
	22,1899	0,706
BaCl + 2HO.....	128,3	0,677
	241,314	0,678
	3,238- 3,777	0,662
	8,388	0,642
MgO, SO ³ + 7HO.....	79,6- 126,7	0,614
	5,2796	0,762
	309,58	0,656
CuO, SO ³ + 5HO.....	6,35	0,724
	9,56	0,712
	18,08	0,675
	39,67-148,3	0,645
ZnO, SO ³ + 7HO.....	2,5244	0,778
	4,0518	0,760
	267,16	0,636

Il semble donc bien établi que le double caractère d'obéir à la loi des équivalents au point de vue de la conductibilité et de présenter une électrolyse normale sont corrélatifs. Une nouvelle preuve en est fournie par certains sels, tels que le nitrate de soude, le chlorure de sodium, etc., qui, n'obéissant rigoureusement à la loi des équivalents, même à la limite, sentent une valeur de n différente de 0,5 et qui ne paraissent tendre vers la limite 0,5 quand S croît indéfiniment.

LA PILE.

Résultats des expériences de Hittorf.

Nature du sel.	S.	n.
NaO, AzO ⁵	2,0664	0,588
	2,994	0,600
	34,756-128,71	0,614
	3,472-5,542	0,648
NaCl.....	20,706	0,634
	104,76	0,628
	308,78	0,622
	20,33	0,617
BaO, AzO ³	16,231	0,641
	56,48	0,620
	133,62	0,602

Il est à remarquer que rien d'analogue au phénomène de transport des ions n'a été constaté jusqu'ici dans l'électrolyse des sels fondus.

INTERPRÉTATION DU PHÉNOMÈNE DU TRANSPORT DES IONS.

Deux interprétations différentes du phénomène du transport des ions ont été proposées par les physiciens. Hittorf pensa, cette opinion est très répandue en Allemagne, que les deux éléments dans lesquels le courant dédouble un électrolyte, se déplacent à travers la masse décomposée avec des vitesses différentes proportionnelles à p . Cette conception d'une nouvelle propriété spécifique des corps par rapport à l'électricité, admissible à la rigueur, est peu satisfaisante pour l'esprit ; elle offre l'inconvénient de ne s'appuyer que sur des faits observés dans le cas complet des dissolutions, cas dans lesquels la vraie nature de l'électrolyte est inconnue *a priori* et peut changer avec la dilution.

La deuxième interprétation du phénomène consiste à admettre que la molécule électrolytique véritable peut différer de la molécule saline des chimistes, et à déterminer la composition qu'il faut attribuer à cette molécule, pour que l'appauvrissement inégal de la liqueur aux deux pôles en soit la conséquence.

Les singularités que nous avons signalées à propos

Application de la loi de Faraday montrent déjà que les analyses chimiques ne suffisent pas toujours à révéler la vraie nature de l'électrolyte : ainsi l'eau dite *basique* des phosphates, loin d'être décomposée par le courant comme la base métallique, fait intégralement partie du radical électronégatif; d'où résulte qu'un excès d'eau se trouve transporté au pôle positif. En ce cas, si le voltamètre était séparé en deux parties égales par une cloison poreuse, la quantité de sel perdue de part et d'autre serait, il est vrai, la même; mais la concentration diminuerait davantage au pôle négatif.

On peut en outre supposer que les molécules salines possèdent, dans les dissolutions concentrées, des groupements complexes, qui se modifient et en général se détruisent par dilution. Ce n'est point là une hypothèse gratuite : c'est ce que les recherches calorimétriques tendent à établir dans un certain nombre de cas.

Considérons, par exemple, le cas d'une polymérie et soit MA molécule simple, M^2A^2 la molécule électrolytique. L'électrolyse de M^2A^2 peut avoir lieu suivant le symbole



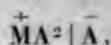
alors on pourra dire qu'en même temps qu'un équivalent A de sel a été décomposé par le courant, un autre équivalent MA a été transporté au pôle positif. Supposons toujours le voltamètre partagé en deux par une cloison poreuse. La perte de concentration étant 1 de part et d'autre, par le fait de l'électrolyse d'une molécule double, une quantité de sel égale à 1 se trouve en outre restituée au pôle négatif. La perte sera donc nulle de ce côté, et l'on aura $p = 0$, $n = 1$. Si la molécule double M^2A^2 est complètement dissociée en $2MA$, l'électrolyse aura pour symbole



l'on aura $p = 0,5$; $n = 0,5$. Entre ces deux limites on pourra avoir toutes les valeurs de n comprises entre 1 et 0,5; mais généralement la dissociation croît avec la dilution, et n

décroit à mesure que la dilution augmente, comme le montrent de nombreux exemples empruntés aux Tableaux ci-dessus.

Dans d'autres cas, l'électrolyse de la molécule double M^2A^2 peut avoir lieu suivant le symbole



ce qui rendra compte des observations où l'on trouve $p > n$.

Cette hypothèse, proposée par M. Svante Arrhenius ⁽¹⁾, possède l'avantage de s'appuyer sur des faits connus et d'expliquer en même temps les variations de la conductibilité moléculaire rattachées intimement à celle des nombres p et n par les recherches de M. Bouty. Si l'on admet que toutes les molécules électrolytiques possèdent la même conductibilité dans les liqueurs étendues, comme M. Arrhenius le veut *a priori*, on voit que la dissociation progressive des molécules doubles doit accroître cette conductibilité quand la dilution augmente, et c'est en effet ce qui résulte de l'expérience. La loi des conductibilités moléculaires signifierait alors que les molécules des sels neutres sont simples dans les dilutions extrêmes; les sels qui présentent l'électrolyse anormale ne rentrent pas dans la loi, parce qu'à la limite leurs molécules complexes ne sont pas complètement dissociées; ils possèdent moins de molécules électrolytiques que les sels normaux.

CONDUCTIBILITÉ DES ACIDES ET DES BASES EN DISSOLUTION ÉTENDUE. — Les acides et les bases susceptibles de s'hydrater en se dissolvant dans l'eau se comportent, tant au point de vue du transport des ions qu'à celui de la conductibilité, comme des sels fortement anormaux.

Voici, par exemple, les nombres de Hittorf pour l'acide sulfurique :

S. . . .	0,5574	1,4383	5,415	23,358	97,16	161,1
n. . . .	0,400	0,288	0,174	0,177	0,212	0,206

(1) SVANTE ARRHENIUS, Lettre à M. O. Lodge, insérée aux Rapports de l'Association britannique, 1887. Voir *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 43.

autre part, la résistance spécifique de l'acide sulfurique en solution très étendue est représentée, d'après M. Bouty (1), r la formule

$$S' = 3^{\text{ohms}}, 157 \frac{1}{m} \frac{(1 + 1,661 m^{\frac{1}{3}})}{1 + 0,02108 t},$$

il lui assigne à la limite une conductibilité moléculaire 906 fois plus forte que celle d'un sel neutre à la température de 0°, et 3,165 fois plus forte seulement à 32°. Les acides chlorhydrique et azotique très étendus possèdent à la limite sensiblement la même anomalie et la même conductibilité moléculaire que l'acide sulfurique, tandis que les acides chlorique et chromique et surtout les acides organiques (2) possèdent des conductibilités moléculaires très différentes. Les solutions des bases hydratées présentent des singularités analogues. Enfin on sait que les dissolutions des acides ou des bases non susceptibles de s'hydrater ne conduisent pas.

Il est naturel de conclure de cet ensemble de faits que les électrolytes contenus dans les dissolutions des acides ou des bases ne possèdent pas la composition des monohydrates, et que le nombre des molécules électrolytiques qu'ils contiennent varie d'une manière différente pour chacun d'eux, avec température et avec la dilution.

L'étude de la conductibilité des mélanges d'acides et de sels autres confirme ces conclusions (3).

CONDUCTIBILITÉ DES MÉLANGES. — Quand on mêle en proportion quelconque deux dissolutions salines étendues de même concentration moléculaire, c'est-à-dire contenant le même nombre d'équivalents de sel par litre *et non susceptibles d'exercer entre elles une action chimique*, la conductibilité spécifique du mélange est égale à la moyenne des conductibilités spécifiques de ses éléments, c'est-à-dire que, si l'on mêle p litres d'un sel

(1) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1611; 1887.

(2) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 477, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 343.

(3) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1701; 1887.

de conductibilité a et q litres d'un sel de conductibilité b , la conductibilité x du mélange est

$$(i) \quad x = \frac{pa + qb}{p + q}.$$

Cette loi expérimentale a été vérifiée par M. Bouty (1) pour divers sels normaux, de même acide ou de même base, et non susceptibles de se combiner pour former des sels doubles. Elle permet de calculer la conductibilité d'un mélange quelconque de deux sels sans action chimique, quand on connaît la loi de variation de la conductibilité de chacun d'eux avec la dilution (2). Il suffit, en effet, de supposer que chacune des dissolutions que l'on veut mêler a été concentrée ou diluée d'avance, de manière à posséder précisément la concentration moléculaire du mélange, de calculer leurs nouvelles conductibilités et leurs nouveaux volumes, puis d'appliquer la formule (1).

Le résultat x de ce calcul diffère de la moyenne μ des conductibilités d'une quantité ε positive ou négative, qui, en général, n'est pas négligeable. ε s'annule, d'après la loi énoncée, quand les deux dissolutions que l'on mêle ont la même concentration moléculaire (3).

Si, au lieu de mêler deux sels neutres normaux, par exemple du chlorure de potassium et du nitrate de potasse, on mêle de l'azotate de potasse et de l'acide azotique à concentrations moléculaires égales m , on constate que la conductibilité du mélange n'est plus égale à la moyenne des conductibilités des dissolutions séparées; ε n'est pas nul, mais il le devient pour une certaine concentration $m' < m$ de l'acide azotique. On doit en conclure que la dissolution de AzO_2 contient plus de molécules électrolytiques que celle de KO , AzO_2 .

Les mélanges des acides entre eux, et particulièrement des

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 17; 1887.

(2) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1699; 1887.

(3) L'expérience et le calcul montrent que, si l'on attribue une concentration fixe m à l'une des dissolutions et que l'on fasse varier la concentration m' de l'autre, ε peut s'annuler une seconde fois, pour une valeur de m' différente de m .

acides organiques, ont été étudiés par M. Svante Arrhenius (¹); ils offrent les mêmes phénomènes généraux; le mélange de leurs dissolutions équivalentes ne donne pas des valeurs nulles de ces dissolutions ne renferment pas un même nombre de molécules électrolytiques. Tous ces résultats sont en accord avec ceux auxquels nous a conduits la considération des conductibilités limites.

APPLICATION DE LA MESURE DES CONDUCTIBILITÉS A L'ÉTUDE DES ÉQUILIBRES CHIMIQUES. — Quand on sait calculer la conductibilité α d'un mélange, dans l'hypothèse où les dissolutions mêmes n'exercent pas d'action chimique, il suffit de mesurer la conductibilité réelle C pour reconnaître même une trace de réaction insensible au calorimètre. La différence $C - \alpha$ peut être prise pour mesure de l'intensité de la réaction, si elle est suffisamment faible; si elle est énergique, il faudra avoir recours, suivant l'espèce, à des procédés de calcul particuliers dont M. Bouty et M. Foussereau ont fourni, chacun de leur côté, plusieurs exemples. C'est ainsi que M. Foussereau a pu étudier la décomposition lente des chlorures par l'eau (²), où résultent des mélanges contenant de l'acide chlorhydrique libre; l'influence que la pression exerce sur ce phénomène (³); enfin divers phénomènes réversibles de décomposition de sels par l'eau (⁴). M. Bouty a montré comment on peut calculer le coefficient de partage des acides dans la réaction de deux sels neutres d'acide et de base différents (⁵); enfin, il a pu calculer soit la quantité de sulfate double connue dans un mélange de sulfate de potasse et de sulfate de

(¹) M. Svante Arrhenius, qui a étudié spécialement la conductibilité des mélanges d'acides, nomme deux dissolutions pour lesquelles α est nul, des dissolutions *isohydriques* (*Wied. Ann.*, XXX, p. 51; 1887). M. Bouty a établi (*Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 438) que cette notion est incomplète.

(²) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XI, p. 383; *Journal de Physique*, 2^e série, p. 349; 1887.

(³) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XII, p. 393, 387; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VII, p. 25.

(⁴) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XII, p. 553, 387; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VII, p. 30.

(⁵) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 19; 1887.

zinc, ou la quantité de bisulfate de potasse contenue dans un mélange quelconque d'acide sulfurique et de sulfate neutre, et sa variation avec la température (1). Les résultats de ces dernières expériences sont parfaitement d'accord avec ceux que M. Berthelot avait obtenus, à l'aide du calorimètre, sur des dissolutions plus concentrées.

Les méthodes mises en œuvre dans ces applications paraissent devoir être d'autant plus fécondes que la mesure électrométrique des conductibilités se réalise sans difficulté, soit avec des dissolutions trop étendues pour que leur mélange développe un phénomène calorifique sensible, soit à des températures très éloignées de la température ambiante. Elles permettront de résoudre une série de problèmes inaccessibles jusqu'ici à l'analyse chimique ou calorimétrique.

CONDUCTIBILITÉ DE L'EAU ET DE L'ALCOOL ; APPLICATION DE LA MESURE DES CONDUCTIBILITÉS A L'APPRECIATION DE LA PURETÉ D'UNE SUBSTANCE. — Les liquides, tels que l'eau, l'alcool, qui par leur constitution chimique ne peuvent être rapprochés des sels, possèdent cependant une conductibilité électrique appréciable. Celle de l'eau distillée commune, étudiée avec grand soin par M. Foussereau (2), est parfaitement mesurable par les procédés déjà décrits, mais elle est variable d'un échantillon à un autre, suivant que cette eau a été conservée plus ou moins longtemps dans des vases de verre fermés, etc. Ces variations ne peuvent être attribuées qu'à des traces de matières salines, acides ou basiques, inappréciables aux réactifs chimiques les plus délicats, et que l'eau distillée a empruntées, soit aux appareils de distillation, soit à l'air des laboratoires, soit aux vases dans lesquels on la conserve. De l'eau distillée avec des précautions spéciales dans des vases de platine et recueillie dans des vases de porcelaine ne s'est pas montrée moins conductrice que certains échantillons d'eau distillée commerciale.

Les résistances spécifiques mesurées par M. Foussereau.

(1) BOUTY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1789 et 1839; 1887.

(2) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 338.

vers la température de 15°, ont varié, suivant les échantillons, de $1,289 \cdot 10^5$ ohms à $7,125 \cdot 10^5$, c'est-à-dire à peu près comme 1 et 6. M. F. Kohlrausch (1) a obtenu une eau distillée à laquelle il attribue une résistance encore plus forte de $3,109 \cdot 10^6$ à 15°, près de 25 fois supérieure à celle de l'échantillon le plus conducteur de M. Foussereau. Si l'on supposait l'eau chimiquement pure *absolument dénuée de conductibilité*, il suffirait, d'après les formules des pages 209* et 217*, de 0,64 millièmes de chlorure de potassium ou d'environ 0,1 millièmes d'acide chlorhydrique (un dixième de milligramme par litre) pour expliquer la conductibilité de l'eau la plus résistante de M. Foussereau, et de 0,02 millièmes de ce même acide pour l'eau distillée de M. Kohlrausch. Il est impossible d'affirmer que des quantités aussi faibles de matières étrangères ne puissent exister dans l'eau, dissolvant si actif de la plupart des matières salines; on pourrait donc, à la rigueur, révoquer en doute la conductibilité propre de l'eau distillée. En tout cas, cette conductibilité, si elle existe, est inférieure à toutes les valeurs numériques qu'on lui a attribuées jusqu'ici; elle est incomparablement moindre que celle des électrolytes.

L'alcool absolu, étudié par M. Foussereau (2), a donné, suivant les échantillons des résistances spécifiques comprises entre $2,47 \cdot 10^6$ et $7,031 \cdot 10^6$ ohms à la température de 15°. L'alcool paraît donc encore plus résistant que l'eau; mais, comme elle, il s'altère par son séjour dans le verre, et sa résistance peut ainsi descendre jusqu'à $2,78 \cdot 10^5$ ohms. On doit faire, relativement à la valeur et même à l'existence de sa conductibilité propre, les mêmes réserves que pour l'eau.

On peut être assuré que la plupart des liquides organiques de constitution non saline offriraient des phénomènes analogues (3). Ils sont d'autant plus résistants qu'ils sont plus purs et qu'ils se trouvent moins aptes à dissoudre des sels, des acides ou des bases. L'étude des conductibilités fournit donc un procédé très délicat pour vérifier la pureté de quel-

(1) F. KOHLRAUSCH, *Berichte der Akad. der Wissenschaften zu Berlin*, 1884; $r = 3,773 \cdot 10^6$ à 8°.

(2) FOUSSEREAU, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 450; 1885.

(3) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. III, p. 476; 1884.

ques-uns d'entre eux ou pour mesurer certaines altérations qu'ils subissent. Ainsi l'urée, en dissolution dans l'eau, est isolante, mais peut donner naissance à des sels ammoniacaux bons conducteurs, etc.

CONDUCTIBILITÉ DES DIÉLECTRIQUES. — MÉTHODES DE MESURE. —

Peu de corps sont assez isolants pour qu'un électromètre placé dans le circuit d'une pile ne se charge pas lentement à travers une couche mince de ces substances. On peut donc évaluer leur conductibilité, mais les méthodes précédemment décrites doivent être modifiées. Il suffira parfois de diminuer la résistance à mesurer en la constituant par une couronne cylindrique d'assez grande longueur, comprise entre deux électrodes cylindriques concentriques ⁽¹⁾, et de substituer aux résistances métalliques étalonnées, servant de terme de comparaison, des résistances de graphite, obtenues en traçant des traits au crayon sur une plaque d'ébonite bien sèche ⁽²⁾. Chacun de ces traits de graphite aboutit à deux pinces métalliques, fixées une fois pour toutes, auxquelles on attache les fils conducteurs. De telles résistances augmentent d'abord rapidement par la chute spontanée d'une partie de la poussière de graphite; mais, au bout de quelques mois, elles demeurent sensiblement invariables. M. Foussereau a construit de ces résistances valant de 4 à 22 mégohms (un mégohm = 10^6 ohms).

Quand les résistances spécifiques à mesurer dépassent 10^{10} ohms, M. Foussereau ⁽³⁾ se borne à déterminer le temps t qu'il faut pour charger l'électromètre à mercure de M. Lippmann FF', associé en surface à un condensateur LL', jusqu'à ce que la force électromotrice entre les deux mercures atteigne une faible valeur donnée, de $0^{v01},01$ par exemple. On dispose la masse diélectrique entre deux électrodes affectant la forme de cylindres concentriques A et A' (*fig. 100*).

Si la capacité du système est de C farads, la quantité d'électricité qui a passé, évaluée dans le système électroma-

(1) Voir p. 57*.

(2) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 241 et 317; 1885.

(3) FOUSSEREAU, *loc. cit.*

gnétique, est de 0,01 C coulombs, et l'intensité moyenne du courant qui l'a transportée, de $\frac{0,01 C}{\theta}$ ampères.

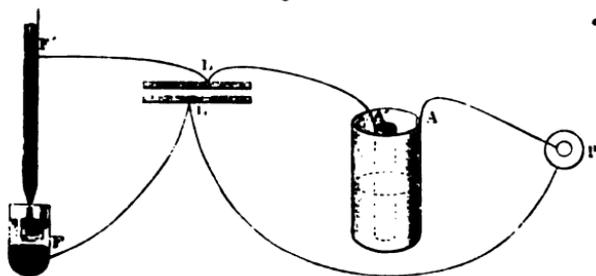
Soient E la force électromotrice de la pile, que l'on a dû choisir très grande par rapport à 0^{volt},01, afin que cette intensité puisse être considérée comme constante; x la résistance à mesurer, évaluée en ohms; on aura

$$x = \frac{E\theta}{0,01 C}.$$

Cette méthode exige la connaissance de la capacité électromagnétique de l'électromètre. Pour la mesurer, on développe entre les deux armatures d'un condensateur étalonné, de capacité C , une différence de potentiel connue V , puis on partage la charge ainsi obtenue entre le condensateur et l'électromètre, en reliant les deux mercures aux armatures du condensateur. La différence de potentiel prend une valeur plus petite V' , et l'on a, en désignant par C' la capacité inconnue de l'électromètre

$$CV = (C + C')V'.$$

Fig. 100.



On a pu mesurer ainsi des résistances spécifiques atteignant jusqu'à 10¹⁷ ohms.

RÉSULTATS.

A. *Sels solides*. — D'après M. Foussereau (1), la résistance des sels solides pris à leur point de fusion est en général plu-

(1) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 365; 1885.

sieurs milliers de fois plus grande que celle du liquide correspondant.

www.libtool.com.cn

DÉSIGNATION DES SELS.	SELS SOLIDES.		SELS LIQUIDES.	
	Tempé- ratures.	Résistance sp. en ohms.	Tempé- ratures.	Résistance sp. en ohms.
Chlorate de potasse	352	79800	359	4,19
Azotate de soude	289	64600	300	2,27
Azotate de potasse.....	320	7100	329	1,66
KO Az O ³ + Na O, Az O ³	212	2920	219	2,40
Azotate d'ammoniaque.....	130	2840	154	3,09
2 (Az H ³ O Az O ³) + KO, Az O ³ + Na O, Az O ³	125	1530	140	4,80
Chlorure de zinc	230	139	258	4,47

Les résistances des sels solides croissent rapidement quand la température s'abaisse. Elles sont représentées par des formules de la forme

$$\log k = a - bt + ct^2.$$

Le Tableau suivant donne les valeurs des constantes a, b, c .

NATURE DES SELS.	a .	b .	c .
Chlorate de potasse.....	18,366	0,040735	+ 0,00006864 ⁵
Azotate de soude	13,713	0,02948	- 0,00001729
Azotate { au-dessus de 130°	9,793	0,006348	- 0,00003818
de potasse { au-dessous de 106°	13,525	0,03382	+ 0,00000899 ⁶
KO Az O ³ + Na O, Az O ³	10,793	0,04001	+ 0,00002625
Azotate d'ammoniaque.....	8,781	0,04129	- 0,00000257
2 Az H ³ O, Az O ³ + KO, Az O ³ + Na O, Az O ³	11,863	0,09933	+ 0,0000239 ⁷
Chlorure de zinc	13,258	0,07304	+ 0,0001112

B. *Verre et porcelaine* (1). — Le verre et la porcelaine

(1) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 371; 1885.

entrent dans la catégorie des sels solides. Leur résistance diminue très vite quand la température s'abaisse et peut être représentée par des formules

$$\log k = a - bt + ct^2.$$

elle diminue beaucoup par la trempe. Cette diminution dépasse parfois le rapport de 10 à 1.

	a.	b.	c.
Verre de Bohême.....	13,783	0,049530	+ 0,0000711
Verre ordinaire.....	15,00507	0,052664	+ 0,000,373
Cristal.....	19,2237	0,088014	+ 0,00008072
Porcelaine.....	17,73408	0,051969	+ 0,000077133

La résistance spécifique du verre ordinaire à -17° serait, près ces formules, à peu près deux fois celle d'un fil de cuivre de 1^{mm} de section, allant de la Terre à Sirius.

Au point de vue pratique, on voit que les meilleurs isolateurs en verre sont donnés par les vases à base de plomb, et qu'il conviendra de recuire avec beaucoup de soin les pièces quand ils sont formés.

2. *Glace* (*). — L'eau distillée, en se solidifiant, devient très résistante. Une eau dont la résistance spécifique, à l'état liquide, était $3,231 \cdot 10^3$, a augmenté de résistance en se congelant dans un rapport égal à 12340.

Cette résistance croît quand la température s'abaisse, d'après la formule

$$\log k = 9,6006 - 0,008797 t - 0,001272 t^2.$$

La glace d'eau commune s'est montrée 65 fois plus conductrice que la glace d'eau distillée.

Ces observations, confirmant ce que nous savons déjà, semblent bien démontrer que l'eau liquide doit la plus grande

*) FOUSSERAC, *ibid.*, p. 350.

partie de sa conductibilité aux matières salines qu'elle ne ferme.

www.libtool.com.cn

Le phénomène de la congélation augmente donc la résistance de l'eau à peu près dans le même rapport que celle des sels. Sa résistance à l'état solide est représentée par la formule générale qui convient aux sels. Enfin, plus l'eau liquide saline, plus la glace elle-même conduit.

D. *Phosphore* (1). — Le phosphore pur du commerce, desséché, offre, à l'état liquide, une résistance représentée de 100° à 25°, par la formule

$$\log k = 6,5035 - 0,005231t - 0,00004339t^2.$$

Le passage par la température normale de fusion n'est marqué par aucune discontinuité.

La résistance spécifique du phosphore solide, de 42° à 25°, est donnée par la formule

$$\log k = 11,2103 - 0,01475t - 0,0002255t^2.$$

À température égale, les résistances du phosphore solide sont de 10000 à 20000 fois plus grandes que celles du phosphore liquide.

L'addition d'une trace d'eau rend le phosphore liquide 50 à 60 fois plus conducteur.

On sait avec quelle facilité le phosphore s'oxyde, et l'on en droit de supposer que le phosphore liquide doit la grande partie de sa conductibilité à des produits d'oxydation qu'il dissout (acides phosphoreux ou phosphorique). Cette opinion est d'autant plus vraisemblable, que l'augmentation de résistance due à la solidification est tout à fait du même ordre que pour l'eau distillée.

E. *Soufre* (2). — Étant donnée la complication que présentent les divers états allotropiques du soufre, on peut se contenter à ce que les mesures de conductibilité en reflètent diverses circonstances.

(1) FOUSSEREAU, *loc.cit.*, p. 331.

(2) *Ibid.*, p. 319.

Le soufre octaédrique natif, fondu entre deux électrodes de zinc concentriques, s'est toujours montré identique à lui-même sous le rapport de la conductibilité, mais des traces de sulfure de carbone (soufre octaédrique artificiel) peuvent multiplier sa conductibilité par 100; des traces d'iode produisent un effet analogue, sans doute par suite de la formation de composés électrolytiques solubles dans le soufre.

Quand on chauffe le soufre octaédrique fondu de $112^{\circ},5$ à $147^{\circ},5$, sa résistance devient 6,43 fois plus faible. A $112^{\circ},5$, elle a été trouvée égale à $9,94 \cdot 10^{10}$.

Au-dessus de 150° apparaissent les changements de coloration et de consistance qui signalent la production du soufre insoluble et du soufre mou. En même temps, on constate une altération profonde de la résistance électrique; elle passe par un minimum un peu au delà de 150° , puis elle croît, prend entre 168° et 182° une valeur de 2 à 40 fois plus grande que sa valeur minima, enfin recommence à décroître et revient à 250° , inférieure à cette première valeur minima. Si ensuite on le refroidit, on constate des variations inverses, mais avec un certain retard; et le soufre, au-dessous de 150° , conserve, d'une manière permanente, une résistance supérieure à celle qu'il possédait pendant la période d'échauffement; il reste donc chargé de soufre mou. Toutes les particularités des nombreuses transformations du soufre sont accusées par des variations correspondantes de la conductibilité.

En se solidifiant en prismes vers 111° , du soufre neuf est devenu 78 fois plus résistant; quand on abaisse ensuite la température du soufre solide, il devient environ 10 fois plus résistant pour chaque 10° ou 12° d'abaissement de la température, de telle sorte qu'à la température ordinaire sa résistance cesse d'être mesurable par l'électromètre. Les cristaux octaédriques de soufre natif paraissent encore plus isolants, tandis que le soufre mou est plus conducteur, l'effet de la solidification étant beaucoup moindre pour cette variété.

Le soufre est moins oxydable que le phosphore; aussi la résistance du soufre pur sous ses divers états est-elle incomparablement plus grande que celle du phosphore. Toutefois, et malgré la variation de résistance accompagnant les change-

ments d'état allotropiques du soufre, on ne peut affirmer en toute sécurité que c'est bien réellement *la conductibilité propre* du soufre qu'on mesure; si cette conductibilité était due à des matières électrolytiques dissoutes, elle devrait, en effet, varier avec tous les changements d'état du dissolvant et en particulier avec sa viscosité.

En résumé, *la conductibilité de tous les diélectriques que nous avons étudiés présente les caractères généraux de la conductibilité des sels, à l'état liquide ou solide*. En aucun cas, on n'est en droit d'affirmer que la plus grande part de la conductibilité que l'on mesure n'est pas due exclusivement à la présence de traces d'électrolytes dissous. *Cette conductibilité croît toujours quand la température s'élève*, contrairement à ce qui a lieu pour les corps qui présentent la conductibilité métallique.

ÉLECTROLYSE DU VERRE. — La conductibilité des électrolytes dissous ou fondus est liée au fait de leur décomposition par le courant. Il y a lieu de se demander s'il en est de même dans le cas des sels solides, et en général des diélectriques étudiés ci-dessus.

La question a été résolue, dans le cas du verre, grâce aux recherches de M. Warburg (1). Ce savant a montré que, vers 300°, le verre se laisse d'abord traverser par des courants assez intenses, mais qui vont en s'affaiblissant rapidement. Ainsi, le courant de 30 éléments Bunsen, d'abord très sensible au galvanomètre, devient, en une heure, 1000 fois moins intense qu'au début. L'explication de ce curieux phénomène est liée à la production, à l'électrode positive, d'une couche isolante de silice, résultant de l'électrolyse du silicate de potasse.

Dans ces expériences, M. Warburg employait un tube de verre à essai, en contact, par ses deux faces, avec des masses de mercure constituant les électrodes. Si l'on remplace le mercure positif par un amalgame contenant de $\frac{1}{2}$ à 1 pour 100 de sodium, le courant ne s'affaiblit plus; il ne se produit pas de

(1) WARBURG, *Berichte der naturforschenden Gesellschaft zu Friburg*, VIII, 2, 1884; *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 452.

couche isolante de silice. Le verre emprunte à l'amalgame une certaine quantité de sodium qu'il transporte à l'électrode négative; le verre solide se comporte donc comme une dissolution de sulfate de cuivre entre deux électrodes de cuivre; la masse du sel demeure inaltérée, malgré le transport de l'un des ions d'une électrode à l'autre.

On ne possède jusqu'ici aucune expérience analogue ni sur les sels proprement dits ni sur les diélectriques solides ou liquides; mais, dans tous les cas connus, les électrodes se polarisent si le circuit est fermé. Nous verrons bientôt qu'à cette polarisation correspond la dépense d'une certaine quantité de travail électrique employé à modifier les surfaces des électrodes, à leur communiquer temporairement de nouvelles propriétés chimiques. Si, dans ces conditions, le conducteur du courant (électrolyte ou diélectrique) ne subit pas une décomposition complète, tout au moins il éprouve aux surfaces de contact une modification accomplie avec absorption de chaleur: c'est, si l'on veut, *un commencement de décomposition*. Quels pourraient bien en être les produits dans le cas de nos corps simples, soufre ou phosphore, par exemple, si ces corps possèdent une conductibilité propre indépendamment de leur mélange à des électrolytes composés?

CONDUCTIBILITÉ DES GAZ CHAUDS. — En 1853, M. Ed. Becquerel (1) découvrit que les gaz chauds donnent passage au courant électrique. Cette expérience a servi de point de départ à un remarquable travail de M. R. Blondlot (2) sur la conductibilité des gaz. Les fig. 101 et 102 représentent la disposition employée par ce dernier expérimentateur.

C et C' sont deux disques en platine de 3^{cm} de diamètre, supportés par des colonnes creuses en platine, auxquelles ils sont fixés par des anneaux de même métal, rivés à leurs faces postérieures. Ils sont maintenus verticalement dans une cloche en porcelaine vernissée, contenue elle-même dans une cloche en fer forgé, que l'on porte à une température élevée, à l'inté-

(1) E. BECQUEREL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. XXXIV, 1852.

(2) R. BLONDLOT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 109; 1887.

rieur d'un four Pérot modifié à cet effet. On forme un circuit comprenant les deux disques, un élément de pile et un électromètre, et l'on constate qu'aussi longtemps que la température, dans l'espace occupé par les disques, est au-dessous du

Fig. 101.

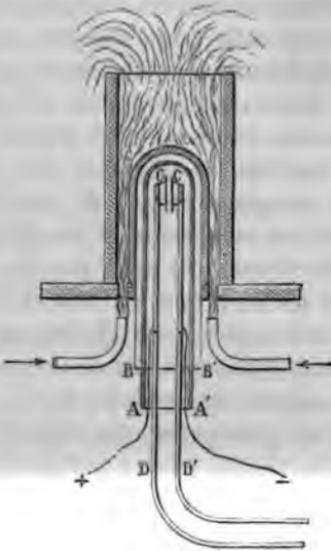


Fig. 102.



rouge, l'électromètre reste au zéro; mais, une fois le rouge atteint, l'électromètre dévie, lentement d'abord, puis de plus en plus rapidement à mesure que la température s'élève. L'air chauffé au-dessus du rouge se laisse donc traverser par l'électricité : il se comporte comme le verre, qui, très isolant à la température ordinaire, acquiert une conductibilité de plus en plus grande à mesure que la température s'élève davantage.

M. Blondlot a cherché si, dans cette expérience, les disques de platine se polarisent, c'est-à-dire qu'il a disposé un commutateur permettant de supprimer du circuit soit la pile, soit l'électromètre. Après avoir maintenu, même pendant plusieurs heures, la communication des disques de platine avec la pile, il n'a pu constater de courant de décharge sensible

des disques sur l'électromètre. Il n'y a donc pas de polarisation appréciable.

Reste à savoir si la loi de Ohm est applicable aux colonnes d'air chaud, c'est-à-dire si la quantité d'électricité qui passe entre les deux électrodes est proportionnelle à la différence de potentiel qu'elles présentent. S'il était possible de maintenir la température rigoureusement constante dans la cloche, il suffirait de comparer l'intensité des courants produits par des piles de force électromotrice connue, ou, ce qui revient au même, de mesurer les durées qu'emploie l'électromètre pour se charger à une différence de potentiel donnée, très faible par rapport à celle de la pile. Mais, cette condition étant très difficile à remplir, M. Blondlot a tourné la difficulté par un artifice fort ingénieux que nous ne décrirons pas. Il a trouvé que *la proportionnalité exigée par la loi de Ohm n'existe pas. Les gaz chauds n'ont donc pas, à proprement parler, de résistance électrique.* Une part, sinon la totalité du transport de l'électricité à travers leur masse, doit être attribuée à la *convection*, c'est-à-dire à un mécanisme essentiellement différent de l'électrolyse.

RELATION SUPPOSÉE ENTRE LA RÉSISTANCE DES ÉLECTROLYTES ET LE FROTTEMENT INTÉRIEUR. — M. G. Wiedemann ⁽¹⁾ remarqua, le premier, que la résistance d'une même dissolution saline entre 0° et 20° varie à peu près comme son coefficient de frottement. M. Grossmann ⁽²⁾ a généralisé cette observation en faisant usage des expériences de MM. Kohlrausch et Grotrian ⁽³⁾ sur la conductibilité de divers chlorures et du sulfate de zinc en dissolution dans l'eau, et de celles de M. Grotrian ⁽⁴⁾ sur le frottement intérieur des mêmes électrolytes.

La loi énoncée par MM. Wiedemann et Grossmann a reçu récemment un certain nombre de vérifications. Pour les di-

(1) WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, t. XCIV, p. 329; 1856.

(2) GROSSMANN, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 119; 1883.

(3) KOHLRAUSCH et GROTRIAN, *Pogg. Ann.*, CLIV, p. 1 et 215; 1875.

(4) GROTRIAN, *Pogg. Ann.*, CLVII, p. 130, 237, 1876; CLX, 238, 1877; *Wied. Ann.*, VIII, p. 529; 1879.

lutions extrêmes étudiées par M. Bouty (1), l'énoncé de Grossmann devient : *Le produit de la conductibilité d'une dissolution saline par le frottement intérieur de l'eau est indépendant de la température.* M. Bouty a reconnu, en effet, que la conductibilité des différents sels normaux en solution très étendue varie, entre 0° et 20°, proportionnellement au facteur

$$1 + 0,0333t,$$

indépendant de la nature du sel. D'autre part et d'après les expériences classiques de Poiseuille, le frottement intérieur varie, de 0° à 30°, en raison du facteur

$$1 + 0,033679t + 0,000209936t^2.$$

On voit que le coefficient du terme en t est le même dans les deux expressions. M. Foussereau (2) a trouvé que la variation de la conductibilité de l'eau distillée liquide avec la température est *exactement proportionnelle* au facteur de Poiseuille.

M. Foussereau (3) a mesuré par la méthode de Poiseuille le frottement intérieur η des sels fondus, dont il avait mesuré la résistance spécifique k . Le Tableau suivant résume le résultat de ses expériences. Les rapports $\frac{\eta}{k}$ sont exprimés en unités arbitraires.

	t .	$\frac{\eta}{k}$.
KOClO ₃	359 ^u	0,611
AzH ⁺ O, AzO ⁵	262	0,887
	185	0,907
2AzH ⁺ O, AzO ⁵ + KO, AzO ⁵ + NaO, AzO ⁵ ...	138	1,471
	172	1,522

(1) BOUTY, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série t. III, p. 494; 1884.

(2) FOUSSEREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. V, p. 349; 1885.

(3) *Ibid.*, p. 359.

www.libtool.com.cn

	<i>t.</i>	$\frac{\eta}{K}$
KO, AzO ₂	334 ^o	1,158
	340	1,155
	338	1,197
KCl.....	262	11,95
	301	11,35
	305	1,218
NaO, AzO ₂	320	1,251
	329	1,223
	340	1,202
	355	1,179
	232	1,871
KO, AzO ₂ + NaO, AzO ₂	242	1,903
	266	1,986
	287	2,005
	304	1,894
	313	1,926
	332	1,826
	348	1,922
359	1,886	

La concordance des valeurs de $\frac{\eta}{K}$ pour un même sel est aussi satisfaisante qu'on peut l'espérer, eu égard à la difficulté des mesures. Mais il n'y a aucune relation entre les valeurs de $\frac{\eta}{K}$ relatives aux différents sels.

Ainsi que l'a démontré M. E. Wiedemann (1), il n'y a non plus aucune relation entre les valeurs de $\frac{\eta}{K}$ pour un même électrolyte dissous dont on augmente artificiellement le frottement intérieur par l'addition d'une matière étrangère. K croft, il est vrai, en même temps que η , mais d'une manière moins rapide.

Ces diverses expériences portent à penser que la résistance électrolytique résulte du frottement des ions entraînés en sens inverse à travers la masse liquide immobile; mais, comme on ne peut assimiler un tel frottement à celui que le liquide

(1) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, XX, p. 537; 1883.

exerce sur lui-même en s'écoulant à travers un tube capillaire, il n'est pas surprenant que la proportionnalité rigoureuse de η et de K ne se vérifie pas, sauf dans des circonstances très particulières.

TABLEAUX DE RÉISTANCES SPÉCIFIQUES. — Nous terminerons ce Chapitre par des données pratiques sur les résistances de quelques électrolytes et de quelques diélectriques, choisis parmi ceux qu'on a le plus souvent à employer; nous ne les indiquerons, bien entendu, qu'à titre de renseignement approximatif.

Sulfate de cuivre à 10° (1).

Densité de la dissolution.	Résistance spécifique C. G. S.
1,0167.....	164,4.10 ⁹ = 164 ^{ohms} ,4
1,0216.....	134,8
1,0318.....	98,7
1,0622.....	59,0
1,0858.....	47,3
1,1174.....	38,1
1,1386.....	35,0
1,1432.....	34,4
1,1679.....	31,7
1,2051 (liq. saturée)..	29,3

Sulfate de zinc à 10° (2).

Densité de la dissolution.	Résistance spécifique C. G. S.
1,0410.....	182,9.10 ⁹ = 182 ^{ohms} ,9
1,0187.....	140,5
1,0278.....	111,1
1,0540.....	63,8
1,0760.....	50,8
1,1019.....	42,1
1,1582.....	33,7
1,1845.....	32,1
1,2186.....	30,3

(1) EWING et MAC GREGOR, *Trans. of the Royal Society of Edinburg*, XXVII: 1873.

(2) EWING et MAC GREGOR, *Trans. of the Royal Society of Edinburg*, XXVII: 1873.

TABLEAUX DE RÉSISTANCES SPÉCIFIQUES. 235*

Densité de la dissolution.	Résistance spécifique C. G. S.
1,2562.....	29,2
1,2709.....	28,5
1,2891.....	28,3 (minimum)
1,2987.....	28,7
1,3288.....	29,2
1,3530.....	31,0
1,4053.....	32,1
1,4174.....	33,4
1,4220 (liq. saturée)..	33,7

Eau acidulée par l'acide sulfurique (1).

DENSITÉ.	RÉSISTANCE SPÉCIFIQUE.			
	0°	8°	16°	25°
.....	1,37.10 ⁹	1,04.10 ⁹	0,845.10 ⁹	0,737.10 ⁹
.....	1,33	0,926	0,666	0,486
.....	1,31	0,896	0,634	0,434
.....	1,36	0,94	0,662	0,472
.....	1,69	1,30	1,05	0,896
.....	2,74	2,13	1,72	1,52
.....	4,82	3,62	2,75	2,21
.....	9,41	6,25	4,23	3,07

Diélectriques (2).

NATURE DU CORPS.	RÉSISTANCE SPÉCIFIQUE	TEMPÉRATURE.
	C. G. S.	
.....	8,4.10 ²²	20°
ta-percha.....	4,5.10 ²²	24°
me laque.....	9,0.10 ²¹	28°
ia Rubber de Hoopel.....	1,5.10 ²²	14°
nite.....	2,8.10 ²²	46°
ffine.....	3,4.10 ²²	46°

BECKER, *Annalen der Chemie und Pharmacie*, 1850-51.

LYNCH et PERRY, *Proceedings of the Royal Society*, 21 mars 1878.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE VIII.

THERMO-ÉLECTRICITÉ DANS LES ÉLECTROLYTES.

Phénomènes thermo-électriques à la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte. — Phénomène de Peltier à la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte. — Phénomènes mécaniques exercés par les dépôts métalliques. — Interprétation de ces résultats.

Forces électromotrices thermo-électriques et phénomène de Peltier au contact de deux électrolytes.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES A LA SURFACE DE CONTACT D'UN MÉTAL ET D'UN ÉLECTROLYTE. — Nous avons constaté que l'application de la chaleur à la surface de contact de deux conducteurs métalliques développe une force électromotrice thermo-électrique. La surface de contact d'un métal et d'un électrolyte jouit-elle de la même propriété ?

Walker ⁽¹⁾ paraît être le premier qui ait constaté l'existence d'une force électromotrice développée par le contact de deux lames de platine inégalement chaudes avec un liquide quelconque ; on doit à Nobili ⁽²⁾, Faraday ⁽³⁾, Henrici ⁽⁴⁾ et à MM. Bleekrode ⁽⁵⁾, Gore ⁽⁶⁾, du Moncel ⁽⁷⁾, Hellesen ⁽⁸⁾, Pacinotti ⁽⁹⁾ des recherches qualitatives ana-

(1) WALKER, *Ann. de Pogg.*, IV, p. 327; 1825.

(2) NOBILI, *Schweigg. Journal*, LIII, p. 273; 1828.

(3) FARADAY, *Exp. researches*, série XVII: 1840.

(4) HENRICI, *Pogg. Ann.*, LXXIX, p. 171 et 473; 1850.

(5) BLEEKRODE, *Pogg. Ann.*, CXXXVIII, p. 571; 1869.

(6) GORE, *Phil Mag.*, 4^e série, t. XIII, p. 1, 1857, et *Proceedings of the Royal Society*, XXVII, p. 513; 1878.

(7) DU MONCEL, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, LXXV, p. 958, 1100 et 1504; 1872.

(8) HELLESEN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIV, p. 83; 1877.

(9) PACINOTTI, *Nuovo Cimento*, t. XIX, p. 234; 1865.

logues réalisées avec différents métaux. Tous ces observateurs ont constaté l'existence de forces électromotrices croissant avec la différence des températures des deux électrodes : tantôt c'est le métal chaud et tantôt le métal froid qui est à l'extérieur le pôle positif du couple thermo-électrique ainsi formé.

La nature purement thermo-électrique des courants ainsi produits a été nettement indiquée dès 1866 par M. Edm. Becquerel (1). Ce savant a mesuré la force électromotrice d'un élément cuivre-sulfate de cuivre entre 0° et 100° et lui a assigné pour valeur 0^m, 054.

Pour mesurer les forces électromotrices développées par la chaleur entre un métal et un liquide, M. Bouty (2) a eu recours à la méthode de compensation décrite précédemment, en se servant d'un électromètre de M. Lippmann au lieu de galvanomètre. Pour obtenir des résultats bien concordants, il est indispensable de n'employer que des liquides récemment bouillis et de vernir les électrodes métalliques sauf à leur extrémité.

Les résultats les plus intéressants ont été fournis par des électrodes plongeant dans la dissolution d'un sel du métal dont l'électrode est formée : les causes perturbatrices sont alors réduites au minimum et l'on reconnaît que, quand le métal n'est pas attaqué par sa dissolution, la force électromotrice, dans les limites des expériences, croît proportionnellement à la différence des températures. Au degré d'approximation qu'elles comportent, cette force électromotrice est en général indépendante de la concentration de la dissolution, pourvu que la liqueur ne soit pas trop diluée, et elle est la même pour les divers sels d'un même métal. Le Tableau suivant résume les résultats fournis par les sels de zinc avec des électrodes de zinc amalgamé : ils sont rapportés à une différence de température de 1°.

(1) EDM. BECQUEREL, *Ann. de Chimie et de Physique*, 4^e série, VIII, p. 192; 1866.

(2) BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 386; 1880.

NATURE du sel.	DENSITÉ de la dissolution.	FORCE ÉLECTROMOTRICE moyenne en daniells.
Sulfate de zinc pur	1,17	0,0007187
	1,32	0,0006777
	1,40	0,0006919
Azotate de zinc pur	1,145	0,0006837
	1,28	0,0006991
	1,41	0,0006932
Chlorure de zinc desséché du commerce (1)	1,082	0,0006895
	1,19	0,0006949
	1,35	0,0006692
	1,50	0,0006845
	1,59	0,0007297
		Moyenne 0,0006947

Le métal chaud est à l'extérieur le pôle positif, et il paraît en être de même pour tous les métaux qui ne sont pas affectés par leurs dissolutions (2).

Les forces électromotrices thermo-électriques, rapportées à une différence de température de 1°, ont les valeurs suivantes :

(1) Quand la densité du chlorure de zinc dissous dépasse 1,6, on trouve des forces électromotrices décroissantes et qui paraissent tendre vers une limite très petite, ou vers 0, quand la solution est la plus concentrée possible. On sait que cette dernière solution, dont la densité est supérieure à 1,6, est excessivement visqueuse; elle s'écarte beaucoup des propriétés ordinaires des solutions salines.

(2) Les sels de peroxyde de fer dissolvent le fer métallique, et, quand on les chauffe, ils donnent une force électromotrice inverse des précédentes. Le métal chaud est à l'extérieur le pôle négatif; mais ici, et dans tous les cas analogues, le travail chimique n'est pas nul et les phénomènes ne sont pas réversibles, car la force électromotrice ne revient pas à zéro quand on ramène les deux électrodes à la même température.

La différence que présentent les sels de protoxyde et de peroxyde de fer est d'une telle netteté que l'on reconnaît aisément la présence d'une trace de peroxyde dans un sel de protoxyde par l'observation des phénomènes thermo-électriques produits au contact d'électrodes de fer.

MÉTAL.	SELS.	FORCE ÉLECTROMOTRICE moyenne en daniells.
Cuivre.....	Sulfate et azotate.	0,000696
Zinc amalgamé.....	Chlorure (D = 1,05 à 1,06)	0,000710
	Sulfate, azotate, acétate.	
Cadmium.....	Chlorure, sulfate, azotate.	0,000616
Mercure.....	Azotate de sous-oxyde.	0,000140
Fer.....	Sels de protoxyde.	0,000002

Dans le cas le plus général d'un métal et d'un sel d'un autre métal, la force électromotrice thermo-électrique est tantôt positive, tantôt négative ; c'est-à-dire que le métal chaud est tantôt le pôle positif, tantôt le pôle négatif du couple. Par exemple, la force électromotrice est pour le platine de $-0^{\text{m}},00074$ environ par degré dans le sulfate de cuivre et de $+0^{\text{m}},00166$ dans l'azotate de cuivre.

PHÉNOMÈNE DE PELTIER A LA SURFACE DE CONTACT D'UN MÉTAL ET D'UN ÉLECTROLYTE. -- Nous avons vu (p. 149* et suiv.) que l'existence d'une force électromotrice thermo-électrique à la surface de séparation de deux conducteurs entraîne la production du phénomène de Peltier à la même surface, et réciproquement. Les raisonnements que nous avons faits à ce sujet sont rigoureusement applicables aux circuits qui comprennent un électrolyte, pourvu que les électrodes soient formées du métal contenu dans le sel.

Reprenons en effet le raisonnement de la page 149* ; aux phénomènes dont le circuit purement métallique était le siège, il faut joindre les phénomènes chimiques accomplis au sein de l'électrolyte. Une certaine quantité de sel dissous est décomposée suivant le symbole



le métal M se dépose sur l'électrode négative ; mais, en vertu d'une action secondaire, le radical électronégatif A dissout à l'électrode positive une quantité M égale de métal. Le sel

conserve donc sa concentration et le travail chimique de la décomposition est nul : tout se réduit au transport horizontal d'une quantité M de métal d'une électrode à l'autre. Au reste, le phénomène est réversible et le principe de Carnot est applicable. On est donc en droit d'écrire sans modification les équations (1) et (9) du Chapitre V. On en déduit les formules (5) et (11)

$$(5) \quad \Sigma(E) = -J[\Sigma(\Pi) + \Sigma(fHdt)],$$

$$(11) \quad \Pi = -\frac{T}{J} \frac{dE}{dT},$$

sous la seule condition que le travail chimique soit bien rigoureusement nul, comme nous l'avons supposé.

M. Bouty (1) a démontré par l'expérience que, dans ces circonstances, le phénomène de Peltier se produit en effet aux deux électrodes; il a même pu en mesurer la valeur absolue.

Prenons deux thermomètres sensibles au $\frac{1}{100}$ de degré; argentons, par le procédé Martin, les réservoirs de ces thermomètres, puis déposons galvaniquement à leur surface une couche peu épaisse de cuivre. Ces thermomètres pourront être employés comme électrodes dans la décomposition de l'azotate de cuivre, par exemple, et voici alors ce que l'on observe : pour des courants d'intensité moyenne donnant un beau dépôt métallique, le thermomètre attaché au pôle négatif *baisse*, le thermomètre positif *monte*.

Quand on emploie des courants d'intensité variable, on reconnaît que la variation de température de chacune des électrodes se compose d'un même terme proportionnel au carré de l'intensité du courant et qui provient de la chaleur dégagée au voisinage immédiat de l'électrode en vertu de la résistance du liquide, et d'un terme proportionnel à l'intensité du courant et qui change de signe avec sa direction : ce dernier cor-

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 311, et t. IX, p. 506: 1879-1880.

respond à l'effet Peltier (1). Il est à remarquer que c'est le pôle négatif qui se refroidit, c'est-à-dire que le courant qui produit un abaissement de température de l'électrode est dirigé du liquide vers le métal : c'est précisément le sens du courant qui se produit quand on chauffe l'électrode, puisque le métal chaud est à l'extérieur le pôle positif du couple thermo-électrique cuivre-azotate de cuivre (2).

Nous avons aussi remarqué que la force électromotrice thermo-électrique est la même pour un métal donné et tous les sels d'un même oxyde du métal, quelle que soit la concentration. L'expérience établit que les variations de température d'un même thermomètre-électrode sont toujours représentées par les formules

$$p = ai + bi^2,$$

$$n = -ai + bi^2,$$

et que le coefficient b varie seul, avec la nature ou la concen-

(1) L'expérience suivante se rapporte à l'azotate de cuivre de densité 1,36; la force électromotrice employée est de $7^{\text{volts}},97$: les variations de température indiquées sont celles que l'on observe au bout de deux minutes sur le thermomètre négatif n et le thermomètre positif p .

RÉSISTANCE totale en ohms.	n			p		
	observé.	calculé.	Différence.	observé.	calculé.	Différence.
13.....	0,025	0,010	+0,015	+0,750	+0,706	-0,044
21.....	0,075	0,080	-0,005	+0,387	+0,367	-0,020
29.....	0,065	0,086	-0,021	+0,237	+0,234	-0,003
45.....	0,060	0,074	-0,014	+0,140	+0,141	-0,001

Les nombres calculés sont obtenus par les formules

$$\begin{cases} p = 4^{\text{e}},62i + 62^{\text{e}},32i^2, \\ n = -4^{\text{e}},62i + 62^{\text{e}},32i^2; \end{cases}$$

en prenant pour unité d'intensité celle qui est produite dans la résistance de 1^{ohm} par la force électromotrice employée ($7^{\text{volts}},97$).

(2) Voir p. 238*.

tration du sel, dans le même sens que la résistance spécifique du liquide employé. Le coefficient α , caractéristique de l'effet Peltier, est invariable. Donc, dans les conditions où la force électromotrice thermo-électrique demeure la même, le phénomène de Peltier conserve aussi une valeur constante.

En faisant usage de la formule (11), on a pu calculer la valeur théorique de l'effet Peltier en fonction de la force électromotrice thermo-électrique correspondante; il restait à comparer le résultat du calcul à celui des mesures directes. Pour cela, il était nécessaire de transformer les indications du thermomètre-électrode en mesures calorimétriques, ce qui exige la détermination de la quantité absolue de chaleur qu'il faut verser à la surface du réservoir du thermomètre, placé au sein du liquide, pour en élever la température de 1°. On y parvient en entourant le réservoir d'une spirale isolée de résistance connue, que l'on échauffe, à l'aide d'un courant, par une quantité de chaleur connue et pendant une durée égale à celle des observations du phénomène de Peltier. Ces expériences, réalisées pour les sels de cuivre, de zinc et de cadmium, ont donné des résultats satisfaisants. Par exemple, pour les sels de cuivre, dans lesquels on peut considérer le travail chimique résultant comme très sensiblement nul, l'expérience directe donne pour valeur absolue de l'effet Peltier $0^{\text{cal}}, 5078$, et le calcul fondé sur la formule (11) $0^{\text{cal}}, 528$. Il n'y a aucune relation entre cette quantité de chaleur et celle qui correspond à la précipitation du cuivre de son azotate ou de son sulfate.

Il est à remarquer que la grandeur de l'effet Peltier comme celle des forces électromotrices thermo-électriques est beaucoup plus considérable pour les surfaces de contact métal-électrolyte que pour les soudures de deux métaux.

PHÉNOMÈNES MÉCANIQUES EXERCÉS PAR LES DÉPÔTS MÉTALLIQUES.

— Les dépôts galvaniques exercent sur les moules sous-jacents des effets mécaniques considérables de pression ou de traction qui ont été découverts par M. Ed.-J. Mills (1) et étudiés sur-

(1) E.-J. MILLS, *Proceed. of the Royal Society*, XXVI, p. 304; 1877.

tout par M. Bouty (1). On prend un thermomètre à réservoir bien cylindrique que l'on argente par le procédé Martin, et que l'on emploie ensuite comme électrode négative dans l'électrolyse d'un sel métallique. En dehors de l'effet thermique immédiat, toujours assez faible, que nous venons d'étudier, le thermomètre est soumis à une action mécanique progressive qui peut devenir extrêmement considérable. Par exemple, avec le sulfate de cuivre commercial et pour une densité de courant moyenne, la colonne thermométrique, qui a reculé tout d'abord de quelques centièmes de degré en vertu de l'effet Peltier, remonte bientôt, non par suite d'un échauffement, mais grâce à une pression énergique exercée par le dépôt sur le réservoir du thermomètre. Cet effet est permanent, c'est-à-dire que si, après avoir déposé une couche métallique d'une certaine épaisseur, on interrompt le courant, l'excès apparent E que présente le thermomètre métallisé par rapport au thermomètre nu persiste indéfiniment ; pour le supprimer, il faut enlever le métal, en le dissolvant, par exemple, dans l'acide azotique, et alors le thermomètre est redevenu exact (2).

La loi que suivent les excès E pour une densité invariable du courant qui produit le dépôt est représentée par la formule empirique

$$(1) \quad E = \frac{A t}{B + t},$$

où t représente la durée pendant laquelle le courant a passé. La constante B varie en raison inverse de la densité du courant à la surface du thermomètre.

La signification de la formule (1) est facile à établir; considérons un cylindre de verre C de volume extérieur V, enveloppé d'un cylindre métallique C', et supposons que la matière

(1) E. BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 289; 1879, et t. X, p. 241; 1881.

(2) Pour obtenir un effet considérable, on peut soutenir le thermomètre électrode au centre d'un élément Daniell de hauteur légèrement supérieure à celle du réservoir et dont le thermomètre forme le pôle positif; l'élément doit être fermé sur lui-même sans résistance auxiliaire. L'excès apparent du thermomètre peut, après quelques jours, atteindre une dizaine de degrés.

du cylindre C' éprouve un retrait uniforme d'une fraction a de son volume. Si le cylindre C' était libre, sa capacité intérieure deviendrait $V(1-a)$; mais gêné par le cylindre C, il exerce sur celui-ci une pression P, diminue son volume de mPV et diminue lui-même, non de aV , mais de $(a-m'P)V$. Les deux variations de volume doivent être égales : on a donc

$$(a - m'P)V = mPV, \quad P = \frac{a}{m + m'}$$

Le coefficient m dépend des rayons intérieur et extérieur du thermomètre et du coefficient de compressibilité de la matière dont il est formé; m' dépend du rayon extérieur du thermomètre et de l'épaisseur du dépôt; soient R_0 le rayon intérieur, R le rayon extérieur de la couche métallique, α le coefficient de compressibilité cubique du métal, on a (1)

$$m' = \frac{3}{11} \alpha \frac{R^2}{R^2 - R_0^2}$$

Soient Q le poids de métal déposé par unité de temps sur l'unité de surface du cylindre, D sa densité, on a aussi

$$2\pi R_0 Q t = \pi(R^2 - R_0^2)D,$$

d'où

$$m' = \frac{3}{11} \alpha \frac{R_0^2 D + 2 R_0 Q t}{2 R_0 Q t};$$

$$(2) \quad P = \frac{2 a R_0 Q t}{\left(m + \frac{11}{3} \alpha\right) 2 R_0 Q t + \frac{11}{3} \alpha R_0^2 D} = \frac{A_1 t}{B_1 + t}$$

avec

$$A_1 = \frac{a}{m + \frac{11}{3} \alpha}, \quad B_1 = \frac{\frac{11}{3} \alpha R_0 D}{\left(m + \frac{11}{3} \alpha\right) 2 Q}$$

La pression P exercée par le métal est donc représentée

(1) Voir Tome I^{er}, 2^e fascicule, au Chapitre de l'Élasticité.

par la formule (2). Les excès E du thermomètre doivent être proportionnels à la diminution de volume du réservoir, c'est-à-dire à la pression P. La formule (1) donnée par l'expérience se trouvera donc justifiée si l'on admet que le métal se contracte, immédiatement après son dépôt, d'une fraction α de son volume primitif. Le coefficient A de cette formule (1) est proportionnel au coefficient A₁ de la formule (2), c'est-à-dire à la contraction α subie par le métal après son dépôt.

M. Bouty a étudié la manière dont varie, pour un même thermomètre, le coefficient A, c'est-à-dire la contraction α du métal, quand on fait varier la densité du courant : il a reconnu d'abord que les plus grandes contractions correspondent aux plus grandes densités de courant que l'on puisse produire sans décomposer l'eau, mais que α diminue rapidement avec l'intensité, s'annule et enfin change de signe : c'est-à-dire qu'avec des courants très faibles le métal se dilate au lieu de se contracter et qu'au lieu de comprimer le moule il exerce sur celui-ci une traction dirigée de dedans en dehors. Le *point neutre* pour lequel il n'y a ni contraction ni dilatation ne peut être fixé d'une manière bien précise : toutefois on peut indiquer les résultats approximatifs suivants.

NATURE DE L'ÉLECTROLYTE.	DENSITÉ de la solution.	INTENSITÉ NEUTRE en ampères par centimètre carré.
Sulfate de cuivre.	1,20	amp < 0,0005
Azotate de cuivre.	1,38	0,0035
Chlorure de cadmium.	1,37	0,0019
Sulfate de zinc.	1,38	0,0168

INTERPRÉTATION DE CES RÉSULTATS. — D'après ce qui précède, la contraction des dépôts galvaniques est une fonction variable de l'intensité du courant. Il est naturel de supposer qu'elle a pour origine un changement de température subi par le métal immédiatement après son dépôt. En effet, si l'on suppose le métal plus chaud que le moule, il doit le comprimer en se refroidissant après coup ; s'il est plus froid, il doit, en s'é-

chauffant, exercer sur lui une traction dirigée vers l'extérieur. www.libtool.com.cn

Le phénomène de Peltier, se superposant au dégagement de chaleur produit dans le liquide en vertu de sa résistance, fait varier la température, au voisinage de l'électrode négative (*voir* p. 241*), précisément dans le sens qui convient pour interpréter le résultat des expériences. Remarquons de plus que le siège du dégagement ou de l'absorption de chaleur n'est pas dans les molécules de l'eau, laquelle ne conduit pas le courant, mais dans les molécules de l'électrolyte : la température du cuivre qui se dépose est donc, à l'instant de sa précipitation, inférieure à la température moyenne du liquide dans le cas où l'on observe un refroidissement de l'électrode, c'est-à-dire pour les faibles densités du courant, et alors il doit y avoir dilatation après le dépôt : elle est supérieure à la température moyenne du liquide quand on observe un échauffement, c'est-à-dire pour les grandes densités, et alors il y a contraction.

FORCES ÉLECTROMOTRICES THERMO-ÉLECTRIQUES ET PHÉNOMÈNE DE PELTIER AU CONTACT DE DEUX ÉLECTROLYTES. — En résumé, les

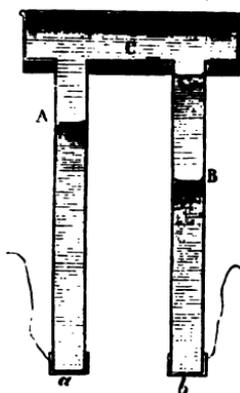
surfaces de contact des métaux et des électrolytes sont en général le siège de forces électromotrices thermo-électriques, comme les soudures de deux métaux, et quand le travail chimique est nul, le phénomène de Peltier s'y produit d'après les mêmes lois. On constate aussi la production de courants thermo-électriques par l'échauffement inégal des surfaces de contact de deux liquides. M. Wild (1), qui a étudié cette question, employait l'appareil représenté par la *fig.* 103. Deux tubes A et B, communiquant par le haut, sont fermés à leur partie inférieure par des lames de zinc auxquelles viennent aboutir les deux pôles d'une pile. Ils contiennent une solution saturée de sulfate de zinc ; au-dessus, on verse avec précaution un liquide moins dense qui remplit le haut des tubes et la cuvette qui les réunit : soit, par exemple, une solution de sulfate de magnésie ; enfin on échauffe la surface de contact des deux liquides dans l'un des tubes, par exemple le

(1) WILD, *Pogg. Ann.*, CIII, p. 353 ; 1858

tube B, à l'aide d'un courant de vapeur d'eau, tandis que l'on maintient l'autre surface de contact à la température ordinaire. Dans ces conditions, les électrodes *a* et *b* demeurent à une température égale, et le courant thermo-électrique, dont on constate la production, ne peut avoir son origine ailleurs qu'en B.

M. Wild a reconnu que les forces électromotrices ainsi développées sont sensiblement proportionnelles à la différence

Fig. 103.



des températures des surfaces A et B (*). Il a aussi observé des forces électromotrices thermo-électriques entre deux solutions d'un même sel, de densités différentes. Toutes ces forces électromotrices sont faibles par rapport à celles que nous avons constatées entre les liquides et les métaux.

La production du phénomène de Peltier à la surface de contact de deux liquides a été mise en évidence à diverses reprises, mais sans donner lieu à des mesures bien certaines.

Quant au phénomène de Thomson, son existence dans les électrolytes n'a jamais été constatée.

(*) D'après M. Donle (*Wied. Ann.*, XXVIII, p. 574; 1876), ce n'est que pour une certaine concentration des liqueurs que cette proportionnalité est rigoureuse.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE IX.

DE L'ÉNERGIE DANS L'ÉLECTROLYSE.

Piles. — Application de la loi de Faraday aux piles. — Électrolyses endothermiques et exothermiques. — Expériences de Favre. — Chaleur dégagée dans la pile. — Propriété du zinc amalgamé. — Effet des couples locaux.

Application du principe de la conservation de l'énergie aux électrolytes. Piles réversibles. — Application du principe de Carnot. — Vérifications. — Maximum de polarisation. — Force électromotrice minimum nécessaire pour produire l'électrolyse. — Piles secondaires.

PILES. — On peut désigner sous le nom générique de *pile* toute combinaison d'électrodes et d'électrolytes qui présente une force électromotrice entre ses électrodes terminales.

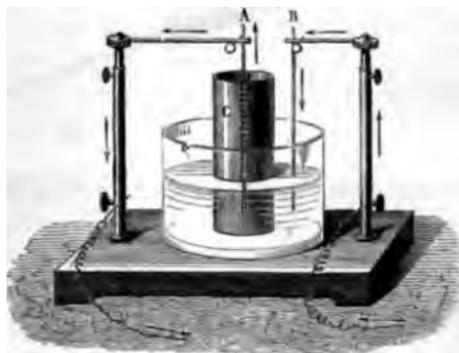
La condition nécessaire et généralement suffisante pour que cette force électromotrice existe, c'est que le système présente une dissymétrie. Ainsi, une auge électrolytique contenant un seul liquide et deux électrodes *parfaitement identiques* ne présente aucune force électromotrice; mais il suffit de produire artificiellement la dissymétrie en frottant la surface de l'une des électrodes, en ajoutant à sa surface quelques traces d'une matière étrangère, ou même en étendant d'eau l'électrolyte au voisinage de cette électrode. Aussitôt le système accuse une force électromotrice qui persiste autant que la dissymétrie elle-même.

On peut encore prendre deux fils d'or aussi identiques que possible, E et F; on les plonge dans l'acide azotique et on les y laisse jusqu'à ce que l'aiguille d'un galvanomètre placée dans le circuit, toujours déviée au commencement par suite du défaut d'identité absolue des surfaces, revienne au zéro du cadran, alors la symétrie est établie et la force électromotrice entre les deux fils est nulle. Ensuite on verse avec une pipette

quelques gouttes d'acide chlorhydrique autour du fil E; il est immédiatement attaqué, et l'aiguille est instantanément déviée. Au bout de quelque temps, l'action chimique s'épuise et le courant cesse; mais on peut les reproduire l'un et l'autre en sens opposé, en mettant de nouvel acide chlorhydrique au voisinage du fil F. En ce cas, la dissymétrie se trouve liée à la production d'une action chimique connue, et la force électromotrice de la pile se conserve autant que dure cette action chimique. Nous rencontrerons le même caractère dans toutes les dispositions susceptibles de fournir un courant de quelque durée.

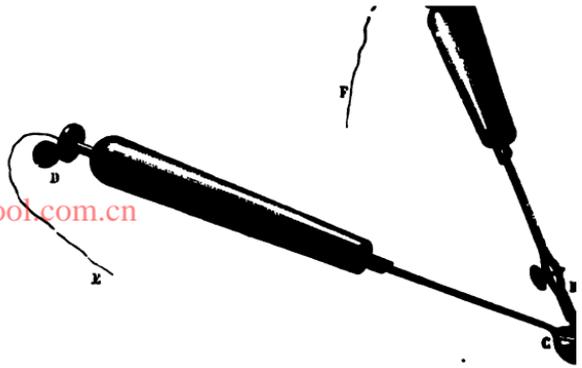
Plaçons dans un bocal de verre un vase de terre cuite poreuse C (*fig. 104*). Versons un acide dans ce vase et une solu-

Fig. 104.



tion de potasse à l'extérieur, puis mettons les deux liquides en communication avec un galvanomètre par deux tiges de platine A et B et par les supports de l'appareil. Le système est dissymétrique, puisque les électrodes identiques dont il est formé plongent dans des liquides différents. L'acide et la potasse se combinent peu à peu à travers la paroi poreuse, et l'on constate l'existence d'un courant énergétique allant dans le sens des flèches, de l'acide vers l'alcali.

L'expérience peut être exécutée d'une autre manière avec une petite cuiller de platine C remplie d'acide (*fig. 105*), dans laquelle on plonge, au moyen d'une pince B également de



tasse est peu conductrice ; mais comme, à chaque im-
l'aiguille reçoit une impulsion dans le même sens, o
et l'on soulève la pince alternativement, de manière
coïncider les immersions et les interruptions avec les
ments d'aller et de retour que l'aiguille effectue per
oscillations.

La dissymétrie qui caractérise une pile est temp
permanente, suivant que les actions chimiques, doi
est nécessairement le siège dès que son circuit est
détruisent ou la laissent subsister. Il en est de mêm
force électromotrice, liée à la dissymétrie.

On produit une dissymétrie temporaire dans une a
trolytique primitivement symétrique en la faisant trav

courant inverse traverse pendant quelques instants l'électrolyte; les produits de l'électrolyse se recombinent, la symétrie est rétablie et la force électromotrice est réduite à zéro.

Beaucoup de combinaisons dissymétriques constituent des piles tout aussi éphémères; c'est même, en général, ce qui a lieu quand l'action chimique que la force électromotrice de la pile tend à produire n'est pas accompagnée d'un dégagement de chaleur. Ainsi, l'on n'obtient pas de pile durable en plongeant une lame de platine et une lame d'argent ou de cuivre dans le sulfate de zinc; la seule action chimique que l'on puisse ici concevoir serait la substitution de l'argent ou du cuivre au zinc dans le sulfate de zinc, et l'on sait que cette substitution est accompagnée d'une absorption de chaleur considérable.

Nous laisserons de côté pour le moment les piles de cette espèce et les phénomènes auxquels elles donnent lieu quand on ferme leur circuit. Nous ne nous occuperons dans ce Chapitre que des piles permanentes et des courants constants qu'elles produisent.

APPLICATION DE LA LOI DE FARADAY AUX PILES. — Dès qu'on réunit les deux électrodes d'une pile constante par un circuit extérieur, le circuit est traversé par un courant. Les électrolytes que contient la pile éprouvent, sans modification aucune, le phénomène de l'électrolyse, tel que nous l'avons décrit antérieurement : le métal de chaque électrolyte se transporte dans le sens du courant; et, puisque celui-ci est dirigé, à l'extérieur, du pôle positif au pôle négatif, il se ferme, à l'intérieur de la pile, en allant du pôle négatif au pôle positif; c'est donc vers ce pôle positif que le métal se dirige : le radical acide se rend au pôle négatif.

Admettons que la pile se compose d'un nombre quelconque d'éléments de Volta, formés chacun d'une lame de zinc et d'une lame de cuivre plongées dans l'eau acidulée par l'acide sulfurique. Le zinc de chaque élément est réuni au cuivre du suivant, le dernier cuivre est le pôle positif, le premier zinc le pôle négatif de la pile. Nous supposerons que dans le circuit extérieur on a placé un voltamètre quelconque.

Voici ce qui se passe dans chaque élément de pile à partir du moment où le circuit est fermé. L'acide sulfurique



est décomposé; l'hydrogène, entraîné dans le sens du courant, se dégage sur la lame de cuivre; en vertu d'une action secondaire, le radical électronégatif dissout une quantité de zinc équivalente, de telle sorte qu'en définitive 1^{er} de sulfate de zinc se trouve substitué à 1^{er} d'acide sulfurique.

La loi de Faraday est applicable aux actions électrolytiques dont la pile est le siège. Le premier, Matteucci énonça la loi suivante : « Quand une quantité d'électricité suffisante pour décomposer 1^{er} d'un électrolyte dans le circuit extérieur a été produite, 1^{er} de zinc a été dissous dans chacun des couples de la pile; il en est de même si l'on remplace le zinc par un autre métal susceptible d'être attaqué par le liquide. » Depuis lors, Daniell (1) reprit ce sujet et développa cette loi par les expériences que nous allons rapporter.

Il disposa une pile formée de platine, de zinc et d'eau acidulée de manière à pouvoir recueillir l'hydrogène qui se dégage sur la lame de platine (*fig. 106*).

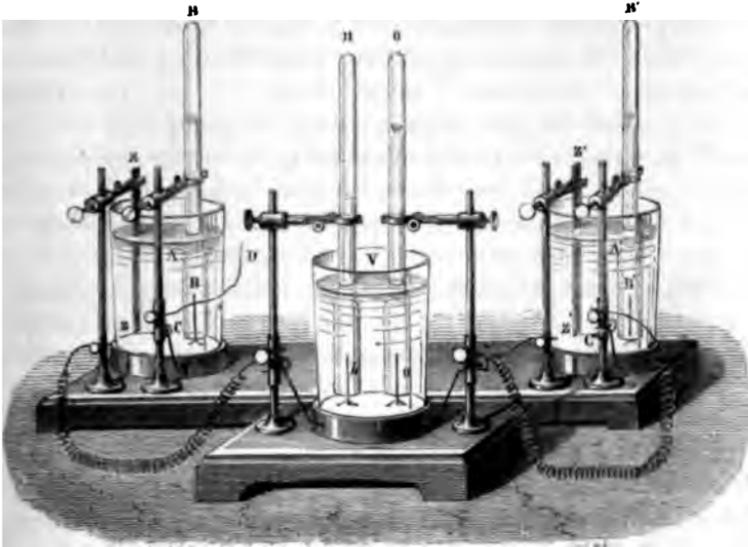
Le premier élément de cette pile est plongé dans le vase A; il se compose d'une lame de zinc ZZ qui est le pôle négatif et d'un fil de platine B; ce fil est recouvert d'une cloche BB et communique au zinc suivant par CD. Tous les couples sont liés entre eux de la même manière, jusqu'au dernier A'. On ferme le circuit en réunissant les deux pôles avec les deux électrodes *o* et *h* d'un voltamètre V, et au bout d'un certain temps on peut mesurer les quantités de gaz dégagées. Or Daniell a reconnu qu'elles étaient égales, soit dans les cloches des couples, soit dans celles du voltamètre.

Ensuite il changea la disposition de la pile : au lieu de placer les couples à la suite dans une série linéaire, il les groupa en dérivation de manière à former plusieurs piles distinctes égales ou inégales; puis il réunit tous les rhéophores positifs

(1) DANIELL, *Philosophical Transactions*, 1836 et 1839.

en un seul et à l'un des fils du voltamètre, et tous les rhéophores négatifs à l'autre fil, de façon que chaque pile partielle était traversée par son propre courant, et le voltamètre par la somme des courants; il trouva dans ce voltamètre une quantité d'hydrogène égale à la somme de celles qui étaient dégagées dans chaque élément des diverses piles.

Fig. 106.



Les couples pouvaient être amorcés avec des liquides plus ou moins acidulés, ou différents en nature, ce qui permettait de leur donner une force électromotrice plus ou moins inégale; mais, quand on les réunissait en série linéaire, ils dégagèrent tous des volumes d'hydrogène égaux entre eux et à celui du voltamètre, parce que, étant alors traversés à la fois par le courant résultant, ils éprouvaient une égale électrolyse.

Voulant généraliser cette épreuve, Daniell imagina de placer plusieurs éléments orientés dans le même sens à la suite les uns des autres et d'y ajouter un dernier couple dirigé inversement. L'action dans ce dernier élément étant contraire à celle des premiers, le courant total devait être et fut en effet affai-

bli; mais ce qu'il y eut d'important, c'est que l'action demeura la même dans tous les couples et que l'électrolyse fut renversée dans l'élément retourné : l'hydrogène se dégagait sur le zinc et l'oxygène sur le platine.

Enfin Daniell prépara une pile avec des éléments tout à fait dissemblables par la grandeur et la nature des métaux, ainsi que par la composition des liquides, qui étaient, ou de l'eau acidulée, ou du sulfate de zinc, ou des sels de cuivre, et il reconnut que dans tous les cas il y avait 1^{er} de liquide décomposé dans les couples, en même temps que 1^{er} d'hydrogène dégagé dans le voltamètre extérieur.

En général, on peut imaginer une pile composée, comme on le voudra, de couples absolument quelconques orientés les uns dans un sens, les autres en sens opposé, et l'on peut réunir les pôles de cette pile par une chaîne de voltamètres contenant tous les électrolytes possibles. Quand on ferme le circuit, « l'électrolyse se fera dans tous les liquides d'après l'intensité et la direction du courant résultant qui sont partout les mêmes; et, quand une quantité d'électricité convenable aura parcouru le circuit total, il y aura 1^{er} d'électrolyte décomposé, soit dans chacun des voltamètres, soit dans chacun des couples actifs ». C'est là précisément l'énoncé auquel Matteucci était arrivé depuis 1834 et qui a été surabondamment vérifié depuis par les expériences de MM. Buff ⁽¹⁾, Soret ⁽²⁾ et Despretz ⁽³⁾; il exprime la loi générale du travail chimique accompli dans les piles : cette loi, établie par l'expérience seule, est indépendante de toute considération théorique. Nous allons maintenant en chercher l'interprétation.

ÉLECTROLYSES ENDOTHERMIQUES ET EXOTHERMIQUES. — L'électrolyse est toujours accompagnée d'un travail chimique, positif ou négatif. Par exemple, la décomposition de l'eau acidulée de concentration convenable dans un voltamètre à lames de pla-

(1) BUFF, *Licbig's Annalen*, LXXXV.

(2) SORET, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLII, p. 257; 1854.

(3) DESPRETZ, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLII, p. 707; 1856.

tine, effectuée avec dégagement d'oxygène et d'hydrogène, absorbe 34500 calories par équivalent; celle du sulfate de cuivre en cuivre métallique, acide sulfurique hydraté et hydrogène libre, 28200 calories; l'électrolyse analogue du sulfate de zinc, 52400 calories. Ces électrolyses sont *endothermiques*. Il est évident que le courant qui les accomplit doit emprunter ailleurs une quantité d'énergie équivalente.

Considérons maintenant l'électrolyse de l'eau acidulée entre une lame de zinc et une lame de cuivre, c'est-à-dire dans la pile de Volta. L'électrolyse de l'eau acidulée absorbe 34500 calories par équivalent; mais l'action secondaire exercée sur le zinc en dégage 52400. En somme, le travail chimique résultant correspond au dégagement de $52400 - 34500 = 17900$ calories. L'électrolyse est *exothermique*. Le courant qui la produit n'a besoin d'emprunter aucune énergie extérieure.

Il y a plus, et l'expérience nous a montré que le système dissymétrique formant la pile de Volta a pour pôle positif le cuivre, pour pôle négatif le zinc, c'est-à-dire que le courant fourni par cette pile est précisément dirigé de manière à produire l'électrolyse exothermique considérée. Toutes les piles hydro-électriques permanentes nous fourniraient des phénomènes analogues. Si cette condition n'est pas remplie, la force électromotrice de la pile est éphémère, il n'y a pas de courant permanent.

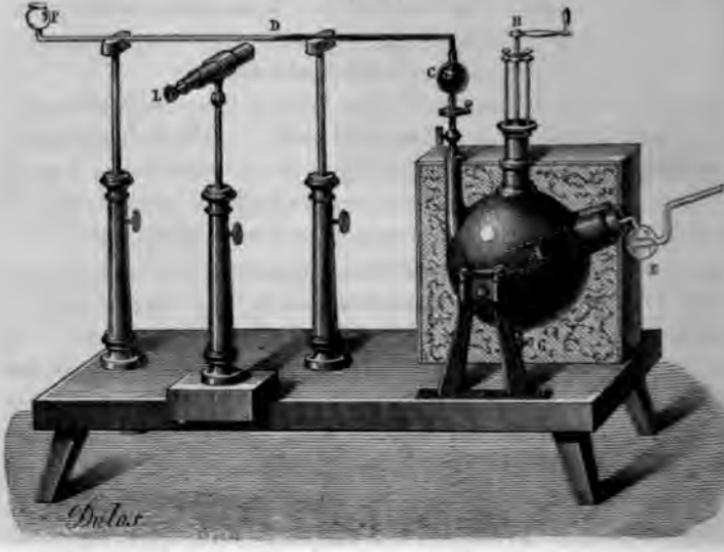
EXPÉRIENCES DE FAVRE. — Quand le circuit d'une pile est fermé, la chaleur dégagée par le courant, en vertu de la loi de Joule, est empruntée à l'énergie de la pile. La démonstration expérimentale de ce fait, pour ainsi dire évident *a priori*, a été donnée de la manière la plus complète par Favre. A cet effet, il employait le calorimètre à mercure qui a été décrit au tome II de cet Ouvrage. Rappelons que cet appareil (*fig. 107*) n'est rien qu'un thermomètre dont le réservoir de fonte est très gros, et dont la tige CD, qui est de verre, est très fine, de façon qu'il est très sensible. Toutes les fois qu'on cède au mercure qu'il contient une quantité de chaleur égale à 1^{ca}, le

(¹) FAVRE, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XL, p. 293; 1851.

sommet D s'avance dans la tige d'un nombre de divisions qui a été déterminé par des expériences préliminaires; et inver-

www.libtool.com.cn

Fig. 107.



sement, on peut conclure du mouvement de la colonne mercurielle la quantité de calories que l'appareil a gagnées.

Deux moufles en fer A pénètrent dans le réservoir. On introduit dans l'un un tube de verre A (*fig. 108*), qui contient un couple voltaïque P formé d'eau acidulée par l'acide sulfurique de zinc amalgamé et de cuivre platiné. La chaleur développée dans ce couple est cédée à l'appareil, qui la mesure. En même temps, on recueille par un tube de verre *d* la quantité d'hydrogène dégagée : on mesure ainsi la quantité Q d'électricité produite.

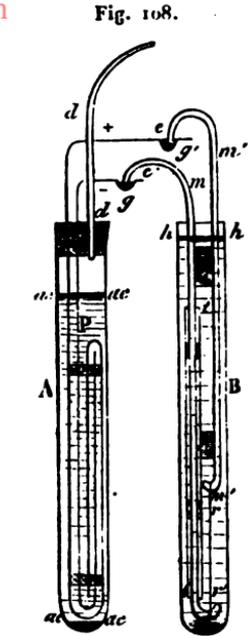
On place dans le second moufle un tube B semblable au premier, et dans lequel est tendu un fil de platine très fin *rr'*, qui est parcouru par le courant du couple et dont la résistance R diminue ou augmente suivant que son diamètre est plus ou moins grand. La chaleur dégagée dans ce fil *rr'* est également cédée au calorimètre, qui la mesure aussi.

on peut faire trois déterminations successives : 1° on place le deuxième tube B dans le calorimètre et le premier A à l'extérieur; alors on mesure la quantité de chaleur

$$RI^2 \theta \frac{1}{j} = Q_1$$

due au fil en vertu de la loi de Joule; on introduit le couple P dans l'appareil en laissant la résistance R au dehors; on recueille pendant le même temps une quantité de chaleur Q_2 ; enfin 3° on plonge deux fois le couple P et le fil rr' dans les deux mouffles, et l'on recueille pendant le même temps une quantité de chaleur égale à $Q_1 + Q_2$: c'est une simple expérience de vérification dont on peut se passer. Favre préféra éviter la première et obtenir Q_1 par différence.

Voici les résultats qui ont été trouvés en employant successivement des résistances R croissantes, lorsque le poids



d'hydrogène dégagé

est égal à 15^g:

	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$
Sans résistance.....	0	18137	18137
1 ^{re} résistance.....	4265	13121	18092
2 ^e résistance.....	6557	11690	18247
3 ^e résistance.....	7746	10439	18185
4 ^e résistance.....	9030	8992	18022
Moyenne.....			18136

On voit : 1° que la quantité de chaleur Q_2 dégagée dans la pile croît en même temps que la quantité de chaleur Q_1 dégagée dans le fil croît, et cela de telle sorte que la somme $Q_1 + Q_2$ demeure constante. L'énergie développée dans le fil par le passage du courant est donc empruntée à l'énergie de la pile.

On voit encore que la quantité de chaleur $Q_1 + Q_2$ est constante et qui correspond aux actions chimiques dont la pile est le siège. (Favre, *La pile*. — IV, 2^e fasc. (1^{er} édit., 1888). 17

siège. La moyenne de toutes les expériences exécutées à ce sujet par Favre donne $Q_1 + Q_2 = 18124$, peu différent de la moyenne 18136 des expériences indiquées ci-dessus et du nombre 18444 déduit des expériences de MM. Favre et Silbermann (1) pour la substitution du sulfate de zinc à l'acide sulfurique, sans dégagement extérieur d'électricité.

Si l'on emploie le courant à produire des décompositions chimiques, l'énergie absorbée par ces décompositions est encore empruntée à la pile. On pourrait le démontrer en adoptant exactement les dispositions des expériences que nous venons de décrire. Il suffira de réunir dans le moufle A plusieurs éléments de pile et de remplacer B par un voltamètre; on trouvera pour la somme $Q_1 + Q_2$ des quantités de chaleur dégagées dans la pile et le voltamètre un nombre inférieur à la quantité de chaleur Q dégagée par la même pile quand le circuit ne comprend que des résistances métalliques. La différence $Q - Q_1 - Q_2$ est précisément égale à la quantité de chaleur absorbée par l'électrolyse exothermique dont le voltamètre est le siège. Ainsi, avec une pile de 5 couples et un voltamètre à eau acidulée et à lames de platine, on trouverait

$$Q_1 + Q_2 = 5.18137 - 34500 = 56185$$

ou un nombre qui ne différerait de celui-là que dans les limites des erreurs d'expériences.

CHALEUR DÉGAGÉE DANS LA PILE. — Plusieurs questions intéressantes sont soulevées par ces expériences. La première et la plus importante se rapporte à la quantité de chaleur dégagée dans la pile. La *totalité de la chaleur chimique* d'une pile, telle que nous venons de l'évaluer, est-elle rendue disponible pour être dépensée, soit dans la pile, soit dans le circuit, conformément à la loi de Joule, ou encore pour produire dans le circuit des décompositions chimiques?

Cette question, longtemps discutée, est aujourd'hui résolue dans le sens de la négative. On peut mesurer avec exactitude

(1) FAVRE et SILBERMANN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. XXXVI, p. 33; 1852.

la résistance des liquides électrolytiques d'une pile, et calculer la quantité de chaleur Q_1 qu'un courant d'intensité donnée y dégage d'après la loi de Joule. La quantité de chaleur Q_2 , effectivement recueillie dans un calorimètre où l'on plonge la pile, est en général supérieure; quelquefois elle est inférieure à Q_1 ; rarement on peut constater une égalité parfaite entre Q_1 et Q_2 .

Plusieurs causes concourent à produire cette inégalité, constatée d'abord par Favre (2) et, depuis, par MM. Bosscha (2), F. Braun (3) et A. Wright (4). En premier lieu, il faut tenir compte des dégagements et des absorptions de chaleur correspondant aux phénomènes de Peltier qui se produisent dans la pile à toutes les surfaces de contact des électrolytes entre eux ou des électrolytes et des électrodes. En second lieu, des couples locaux peuvent se constituer sur les électrodes mêmes, et la chaleur correspondant aux réactions dont ils sont le siège se dépense sur place, en dehors du circuit principal. Nous allons en fournir un exemple.

PROPRIÉTÉ DU ZINC AMALGAMÉ. — Quand on plonge dans l'acide sulfurique étendu une lame de zinc ordinaire, elle est immédiatement attaquée et dégage à sa surface un courant continu d'hydrogène en bulles très petites. Si l'on fait la même épreuve avec une lame de zinc pur ou amalgamé, elle n'éprouve aucune altération sensible, si ce n'est qu'elle se revêt de bulles d'hydrogène qui ne se dégagent qu'avec une extrême difficulté.

Nous allons chercher quelles sont les conséquences de cette différence d'action au point de vue de la production des courants et de la chaleur dégagée dans les piles. A cet effet, nous préparerons deux couples identiques (*fig. 109*) que nous plongerons dans deux vases égaux, contenant la même eau acidulée, et nous ferons en sorte qu'il n'y ait aucune différence entre eux, si ce n'est que le zinc de l'un sera amalgamé

(1) FAVRE, *Mémoires des Savants étrangers*, t. XXV.

(2) BOSSCHA, *Pogg. Ann.*, CIII, 178 (1858), et CVIII, 312 (1860).

(3) F. BRAUN, *Wied. Ann.*, t. V, p. 182 (1878); t. XVI, p. 561 (1882); t. XVII, p. 593 (1882).

(4) A. WRIGHT, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XIV, p. 188 (1882).

et que l'autre ne le sera point. A l'instant où l'on ferme le circuit, on a de part et d'autre un courant à peu près identique; mais les phénomènes dont les deux bords sont le siège présentent une différence très marquée.

Fig. 109.



Étudions d'abord le cas où le zinc est amalgamé.

Au moment même où l'on ferme le circuit, l'eau acidulée commence à être décomposée, mais avec des circonstances particulières. L'hydrogène se dégage, non contre le zinc, mais en bulles serrées sur la surface du cuivre, et le zinc amalgamé, qui jusqu'alors était inactif, se dissout peu à peu sans changer aucunement d'aspect, sans cesser d'être recouvert des mêmes bulles adhérentes qui signalaient la première phase de l'expérience. Toutes les fois qu'on ouvre le circuit, le dégagement d'hydrogène sur le cuivre et la dissolution de zinc s'arrêtent; toutes les fois qu'on le

ferme et que le courant se rétablit, les deux actions recommencent.

Répetons les mêmes épreuves avec une lame de zinc ordinaire. Elle dégageait de l'hydrogène quand le circuit était ouvert; elle en dégage encore tout autant et pas plus lorsqu'on le ferme. Cette action est donc permanente et sans relation avec le courant produit par le couple. Mais, si l'on fait abstraction de cette décomposition anormale que rien n'active ou n'empêche, on retrouve, en fermant le circuit, tous les phénomènes qu'offrait le zinc amalgamé, c'est-à-dire un courant qui traverse de C à Z un galvanomètre introduit dans le circuit et une nouvelle décomposition de l'eau qui transporte l'hydrogène sur le cuivre et l'oxygène sur le zinc, dont la dissolution s'accélère, décomposition qui naît quand le contact s'établit et qui s'arrête quand on le détruit.

Les deux espèces de zinc offrent donc : 1^o des phénomènes

communs dans un circuit fermé, un courant et une action chimique qui a tous les caractères d'une électrolyse déterminée par ce courant ; 2° des phénomènes individuels, savoir : le zinc amalgamé, des bulles d'hydrogène qui restent adhérentes ; le zinc ordinaire, un dégagement continu du même gaz à sa propre surface. Mais ces derniers phénomènes n'ont rien de commun avec la production du courant extérieur.

Pour expliquer le dégagement continu de l'hydrogène sur le zinc du commerce, on se fonde sur ce que ce métal est impur ; il contient notamment du plomb qui n'est pas attaqué par l'acide sulfurique et qui doit jouer ici d'une manière permanente le rôle que joue la lame de platine par rapport au zinc amalgamé dans l'expérience précédente à l'instant qu'on ferme le circuit. Soit, par exemple (fig. 110), un globule de plomb en H, un fragment de zinc pur en O. Ces deux corps étant réunis par la masse du métal, le zinc doit se dissoudre en O, l'hydrogène se dégager en H d'une manière permanente. Deux faits justifient cette manière de voir : le premier est la difficulté qu'on éprouve à attaquer le zinc distillé pur et homogène qui se comporte comme s'il était amalgamé ; le second est qu'on voit en effet à la surface du zinc ordinaire des points sur lesquels naissent les bulles et qui ne s'attaquent pas, tandis que les parties voisines se creusent et ne dégagent rien ; ces points changent d'ailleurs de place quand la corrosion du métal en découvre d'autres qui les remplacent.

Fig. 110.



Il n'y a donc plus rien d'anormal dans les faits observés. L'action chimique de l'acide sulfurique sur le zinc du commerce est liée à la production de courants continus, et si nous ne recueillons au dehors ni électricité ni chaleur disponibles, c'est que les courants produits se ferment au sein du liquide, et dégagent la totalité de la chaleur correspondant à l'action chimique dans leurs circuits locaux, c'est-à-dire à la surface même du métal attaqué.

EFFET DES COUPLES LOCAUX. — Les propriétés que nous venons d'analyser dans le couple zinc-cuivre se retrouvent dans beau-

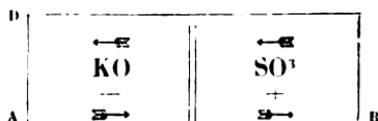
coup d'autres. Il y a souvent lieu d'y distinguer deux actions chimiques, dont l'une est essentiellement liée à la production du courant, sensible à l'extérieur du couple, et dont l'autre consume son énergie en courants locaux, et demeure sans effet au dehors.

1° On plonge du zinc et du platine dans le sulfate de cuivre: tant que le circuit est ouvert, on voit le zinc se couvrir d'un dépôt de cuivre, comme il se couvrirait d'hydrogène dans l'acide sulfurique étendu. C'est, à l'origine, l'effet de la même action locale. Quand on ferme le circuit, ce dépôt change de place et se fait sur le platine pendant que le zinc se dissout; ces phénomènes sont ceux du cas précédent, avec cette différence que le sulfate de cuivre SO^4Cu est électrolysé, au lieu de l'acide sulfurique étendu $\text{SO}^2\text{H} + n\text{HO}$.

2° Deux lames, l'une de platine, l'autre de zinc, sont placées dans le sulfure de potassium: une action locale lente se remarque pendant que le circuit est ouvert; quand il est fermé, le courant marche du platine au zinc à l'extérieur, du zinc au platine dans le liquide, et celui-ci se sépare en soufre qui attaque le zinc et en potassium qui se rend sur le platine où, par une action secondaire, il dégage de l'hydrogène.

3° Quand l'acide sulfurique et la potasse, séparés par une cloison poreuse, sont réunis par un fil de platine BCDA (fig. 111), un courant suit ce conducteur et revient dans le liquide de A en B.

Fig. 111.



Ce courant doit transporter en A l'acide sulfurique et l'oxygène, et en B le potassium qui se transforme en potasse et hydrogène: c'est en effet ce qu'on observe. Mais, quand le circuit reste ouvert, les deux liquides se mêlent lentement par endosmose, sans qu'il y ait aucun dégagement de gaz, et se combinent sans effet utile au dehors.

4° On met dans l'intérieur d'un vase poreux du sulfate de

fer et une lame de fer A, et à l'extérieur du sulfate de cuivre avec une lame de platine B ; aucune action ne se produit tant que le circuit est ouvert ; quand on le ferme, on voit le fer se dissoudre, ce qui prouve que l'acide sulfurique suroxygéné SO^3 se porte sur lui, et en même temps le platine se recouvre de cuivre. Si l'on ajoutait un excès d'acide sulfurique dans le sulfate de fer, une action permanente dégagerait de l'hydrogène sur le fer ; ce phénomène local se superposerait à l'électrolyse sans la modifier.

Il serait superflu de multiplier ces exemples. Bornons-nous à en tirer une conclusion pratique : c'est que les piles usuelles doivent être constituées de manière à supprimer ces actions locales qui produisent une dépense d'énergie sans aucun profit. C'est pourquoi on remplacera toujours dans les modèles de pile courants le zinc commercial par du zinc amalgamé.

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE AUX ÉLECTROLYTES. — Ces préliminaires bien établis, nous sommes maintenant en mesure d'étudier théoriquement les relations qui existent entre l'énergie chimique évoluée dans les piles constantes et l'intensité des courants qu'elles produisent. Quand un circuit comprend des électrolytes, le passage d'une quantité d'électricité $dQ = I d\theta$ à travers le système produit dans chacun d'eux des réactions électrolytiques, d'où résulte un accroissement total dU de l'énergie potentielle du système, proportionnel à la quantité d'électrolytes décomposée, et par conséquent à dQ . On peut donc poser

$$(1) \quad dU = \Lambda dQ = AI d\theta.$$

Quand l'électrolyse est exothermique, dU , et par conséquent Λ , est négatif ; quand elle est endothermique, Λ est positif.

Le principe de la conservation de l'énergie exige que l'énergie totale des corps qui constituent le circuit demeure invariable. Or le passage de la quantité d'électricité $I d\theta$ dégage dans les résistances du circuit, d'après la loi de Joule, une quantité de chaleur équivalente à $I^2 d\theta \Sigma R$, et aux surfaces de contact, en vertu du phénomène de Peltier, une quantité équivalente à $I d\theta \Sigma \Pi$. C'est donc un accroissement d'énergie

actuelle $I^2 d\theta \Sigma R + I d\theta \Sigma \Pi$, auquel il faut encore ajouter celui qui correspond au phénomène de Thomson, c'est-à-dire $I d\theta \Sigma (f H dt)$. On a donc

$$\Sigma dU + I^2 d\theta \Sigma R + I d\theta \Sigma \Pi + I d\theta \Sigma (f H dt) = 0,$$

ou, en tenant compte de (1),

$$(2) \quad I d\theta [\Sigma \Lambda + I \Sigma R + \Sigma \Pi + \Sigma f (H dt)] = 0$$

Cette équation peut être satisfaite en posant, soit

$$(3) \quad I = 0$$

ou

$$(4) \quad \Sigma \Lambda + I \Sigma R + \Sigma \Pi + \Sigma f (H dt) = 0.$$

Remarquons que $I^2 \Sigma R$ est une quantité essentiellement positive. On doit donc avoir

$$I [\Sigma \Lambda + \Sigma \Pi + \Sigma f (H dt)] < 0;$$

en particulier, si tous les points du circuit sont à la même température, *ce que nous supposons désormais*, on doit avoir

$$(5) \quad I (\Sigma \Lambda + \Sigma \Pi) < 0.$$

La somme de l'accroissement d'énergie des électrolytes et des dégagements de chaleur correspondant aux phénomènes de Peltier doit être négative, sans quoi l'on aura $I = 0$, et la somme des forces électromotrices comprises dans le circuit sera nulle.

Supposons l'inégalité (5) vérifiée; alors, d'après (4), le système est traversé par un courant d'intensité

$$I = \frac{-\Sigma \Lambda - \Sigma \Pi}{\Sigma R}.$$

Cette formule s'identifie avec celle qui exprime la loi de Ohm,

$$I = \frac{\sum E}{\sum R},$$

en posant

$$(7) \quad \Sigma E = - (\Sigma A + \Sigma \Pi).$$

L'équation (7) donne donc l'expression de la force électromotrice résultante dans le circuit.

Le premier terme $-\Sigma A$ de la force électromotrice se rapporte aux actions chimiques liées à la production du courant : celles-ci consistent : 1° dans la séparation de l'électrolyte suivant le symbole



2° dans l'ensemble des réactions que nous avons désignées sous le nom de *réactions secondaires*. Ainsi, dans l'électrolyse du sulfate de potasse entre des électrodes de platine, l'énergie qui entre en jeu est la somme de celles qui correspondent à la séparation



et à la réaction du potassium sur l'eau à l'électrode négative, d'où résultent la formation de potasse et le dégagement d'hydrogène ; de même, dans l'électrolyse du sulfate de cuivre avec une électrode négative de cuivre, il faut comprendre dans le calcul de l'énergie la réaction de SO_3 sur le cuivre de l'électrode, d'où résulte du sulfate de cuivre, etc. Mais, s'il s'agit de l'électrolyse de l'eau acidulée avec une électrode négative de zinc du commerce, l'énergie qui entre en jeu ne comprend pas celle qui correspond à l'attaque du zinc par l'acide sulfurique, d'où résulte le dégagement d'hydrogène indépendant du passage du courant.

Le deuxième terme $-\Sigma \Pi$ de la force électromotrice comprend, outre les phénomènes de Peltier relatifs aux soudures des conducteurs, les phénomènes beaucoup plus intenses relatifs aux surfaces de contact des électrodes et des électrolytes,

et ceux qui peuvent se produire aux surfaces de contact de deux électrolytes.

Il est à remarquer que, pour un circuit qui ne comprend que des conducteurs, $\Sigma\Pi$ est nécessairement nul quand tous les points du circuit sont à la même température : c'est une conséquence de la loi de Volta. Mais cette loi n'est pas applicable aux circuits contenant des électrolytes. Nous verrons, en effet, qu'en général $\Sigma\Pi$ n'est pas nul; dans certains cas, il est même loin d'être négligeable par rapport à ΣA .

Quand on connaît la nature des réactions dont une pile est le siège, on sait calculer ΣA , mais, en général, il n'en est pas de même de $\Sigma\Pi$; on ne peut donc déterminer, *a priori*, la valeur absolue de la force électromotrice de la pile. Cette lacune a été comblée par M. Helmholtz (*), pour le cas particulier des piles réversibles.

PILES RÉVERSIBLES. — APPLICATION DU PRINCIPE DE CARNOT. —

On nomme *pile réversible* une pile telle que les phénomènes chimiques et les phénomènes de Peltier dont elle est le siège changent de signe en conservant leur grandeur absolue, quand on renverse le sens du courant.

Pour constituer une pile réversible, on place dans les deux compartiments d'une auge à cloison poreuse deux sels de même acide, et l'on prend pour électrode, dans chaque compartiment, une lame du métal pur correspondant au sel. Soit, par exemple, une lame de zinc pur ou amalgamé dans le sulfate de zinc, et une lame de cuivre électrolytique dans le sulfate de cuivre (pile de Daniell); ou encore une lame d'argent dans l'azotate d'argent et une lame de plomb dans l'azotate de plomb; ou même deux lames de cuivre dans deux dissolutions différemment concentrées de sulfate de cuivre. Ces piles sont réversibles, car l'électrolyse, s'exerçant dans un sens ou dans l'autre, ne dépose sur les électrodes négatives que le métal pur dont elles sont formées, et ne produit, par l'attaque des électrodes positives, que le sel même dans lequel elles bai-

(*) HELMHOLTZ, *Ber. Berl.*, p. 22 et 825; 1882. Voir *Journal de Physique*, 2^e série, t. III, p. 396.

gnent. Quand on renverse le courant, les phénomènes de Peltier changent donc de signe, mais sans être altérés. Quant aux actions chimiques, elles se renversent : d'endothermique qu'elle était d'abord, l'électrolyse devient exothermique ou inversement; elle met en jeu la même quantité d'énergie, mais celle-ci est positive ou négative suivant qu'une même quantité d'électricité traverse la pile dans un sens ou dans l'autre.

Pour appliquer le principe de Carnot à un élément de pile, nous exprimerons à l'aide de deux variables indépendantes la quantité de chaleur dQ qu'il faut fournir à l'élément pour produire une transformation infiniment petite; puis nous exprimerons que $\frac{dQ}{T}$ est une différentielle exacte. Nous prendrons comme variable indépendante la température T et la quantité d'électricité Q qui a traversé la pile.

Soit E la force électromotrice de la pile. La quantité de chaleur dQ qu'il faut lui fournir pour augmenter de dQ la quantité d'électricité qui a passé dans le sens déterminé par la force électromotrice, et de dt la température, correspond à un accroissement dU de l'énergie potentielle de la pile, et à un accroissement $E dQ$ de l'énergie électrique. Désignant par J l'équivalent mécanique de la chaleur, on a donc

$$(8) \quad dQ = \frac{1}{J} (dU + E dQ).$$

La variation d'énergie dU dépend, nous le savons, de la quantité d'électricité dQ , mais elle peut dépendre aussi de la température. Posons

$$(9) \quad dU = \frac{\partial U}{\partial t} dt + \frac{\partial U}{\partial Q} dQ,$$

et substituons à dU sa valeur dans l'équation (1), il vient

$$(10) \quad dQ = \frac{1}{J} \left[\frac{\partial U}{\partial t} dt + \left(\frac{\partial U}{\partial Q} + E \right) dQ \right];$$

d'où l'expression de l'entropie

$$(11) \quad dS = \frac{dQ}{T} = \frac{1}{J} \left[\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial t} dt + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial Q} + E \right) dQ \right].$$

Il reste à exprimer que dS est une différentielle exacte. Il faut pour cela que l'on ait

$$\frac{\partial \left(\frac{1}{T} \frac{\partial U}{\partial t} \right)}{\partial Q} = \frac{\partial \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial Q} + E \right) \right]}{\partial t},$$

c'est-à-dire, toutes simplifications faites, que

$$(12) \quad \frac{\partial U}{\partial Q} + E = T \frac{dE}{dt}.$$

Cela posé, l'expression (3) de dQ devient

$$(13) \quad dQ = \frac{1}{J} \frac{\partial U}{\partial t} dt + \frac{T}{J} \frac{dE}{dt} dQ.$$

L'équation (13) exprime que, pour maintenir invariable température de la pile ($dt = 0$), quand la quantité dQ d'électricité la traverse en produisant un courant d'intensité infiniment petite (¹), il faut lui fournir une quantité de chaleur

$$(14) \quad dQ_1 = \frac{T}{J} \frac{dE}{dt} dQ$$

proportionnelle : 1° à la quantité d'électricité qui passe, c'est-à-dire à l'intensité du courant et au temps; 2° à la température absolue; 3° à $\frac{dE}{dt}$, c'est-à-dire à la variation thermique de la force électromotrice de la pile rapportée à 1°. Si $\frac{dE}{dt}$ positif, la pile considérée dans son ensemble tend à se refroidir, quand un courant la traverse dans le sens déterminé par sa force électromotrice; il faut lui fournir de la chaleur.

(¹) Condition de réversibilité.

ur maintenir sa température constante. Quand $\frac{dE}{dt}$ est négatif, elle tend à s'échauffer, il faut lui enlever de la chaleur. Nous avons représenté par

$$\int \Sigma \Pi I d\theta = \int \Sigma \Pi dQ$$

quantité de chaleur *dégagée* par l'ensemble des effets Peltier. Cette quantité est égale et de signe contraire à la quantité de chaleur dQ , *absorbée* dont nous possédons maintenant l'expression (14); il en résulte (1) (15),

$$\Sigma \Pi = - \int \frac{dE}{dt}.$$

Connaissant l'expression de $\Sigma \Pi$, nous pouvons désormais calculer, *a priori*, la force électromotrice d'une pile réversible faisant usage de la formule (7).

VÉRIFICATIONS. — Divers travaux ont été entrepris récemment pour soumettre les formules (7) et (15) au contrôle de l'expérience (2). Les meilleurs résultats ont été obtenus par Jahn (3).

Pour mesurer $\frac{dE}{dt}$, ce savant oppose deux éléments identiques, l'un, maintenu dans la glace fondante; l'autre, porté à une température quelconque. Dans les limites des expériences, la force électromotrice résultante ϵ est proportionnelle à t , et l'on a

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\epsilon}{t}.$$

étant connu, on s'en sert pour calculer $\Sigma \Pi$.

1) La formule (15) est identique à celle que nous avons trouvée p. 153, et qui représente le phénomène de Peltier à la surface de contact de deux métaux.

2) CZAPSKI, *Wied. Ann.*, XXI, p. 309 (1881); *Journal de Physique*, 2^e série, V, p. 578. GOCKEL, *Wied. Ann.*, XXIV, p. 618 (1885); *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, p. 529.

3) JAHN, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 21 et 191 (1886); *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 575.

Pour déterminer ΣA , on pourrait se fonder sur la connaissance des réactions dont la pile est le siège, emprunter les déterminations calorimétriques que l'on possède sur les chaleurs moléculaires de combinaison, et calculer la chaleur absorbée Q_c rapportée à un équivalent d'action chimique. On sait qu'un équivalent d'électrolyte exige 96000 coulombs pour sa décomposition. Pour une quantité d'électricité $Q = 1$ coulomb, la quantité de chaleur absorbée se réduira à $\frac{Q_c}{96000}$

et pour $Q = 1 \text{ C. G. S.} = 10$ coulombs à $\frac{Q_c}{9600}$;

$$(16) \quad \Sigma A = J \frac{Q_c}{9600} = 4,17 \cdot 10^7 \frac{Q_c}{9600}.$$

Mais il est préférable d'obtenir ΣA par des expériences directes, réalisées sur l'élément même qu'on étudie. L'équation (2) exprimant le principe de la conservation de l'énergie appliquée à un circuit à température uniforme, traversé pendant le temps θ par un courant constant d'intensité I , devient

$$(17) \quad -I\theta\Sigma A = I\theta\Sigma\Pi + I^2\theta\Sigma R.$$

Le deuxième terme du second membre est relatif à l'énergie dépensée suivant la loi de Joule : une partie P_1 , relative au circuit extérieur, se calcule aisément si l'on connaît la résistance de ce circuit et s'il comprend une boussole des tangentes ; le reste se dépense dans la pile, en même temps que l'énergie $I\theta\Sigma\Pi'$ relative aux phénomènes de Peltier dont elle est le siège : on recueille l'équivalent en chaleur de l'énergie P_2 due à cette double cause, et on la mesure en plongeant la pile dans un calorimètre. Enfin on pourra négliger la résultante $I\theta\Sigma\Pi''$ des effets de Peltier, toujours très faibles, relatifs aux soudures métalliques du circuit. En étendant l'expérience à un temps θ tel que l'unité C. G. S. d'électricité (10 coulombs) ait traversé le circuit ($I\theta = 1$), la somme $P_1 + P_2$ donnera $-\Sigma A$. C'est à ce mode de mesure que s'est arrêté M. Jahn.

Connaissant séparément $\Sigma\Pi$ et ΣA , il ne reste plus qu'à mesurer directement la force électromotrice de la pile et à re-

Itre si elle vérifie la formule

$$E = -l(\Sigma A + \Sigma II).cn$$

force électromotrice doit être exprimée en unités absolues. Si l'on a mesuré sa valeur en volts, il faudra multiplier le second membre par 10^{-8} avant de l'égaliser au premier.

Tableau suivant résume les résultats obtenus par l'expérience :

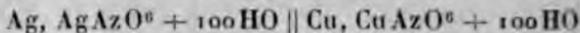
DE L'ÉLÉMENT.	$\frac{dE}{dt}$ en volts.	$-\Sigma II.10^{-3}$.	$-\Sigma A.10^{-3}$.	E_0 (en volts)	
				calculé.	observé.
+ 100 HO	+0,000634	-0,0093	1,0882	1,0975	1,0962
- 100 HO					
O ⁺ Aq.	+0,000385	+0,1052	0,3588	0,4940	0,4764
O ⁺ - 100 HO					
.....					
100 HO	-0,000409	-0,1118	1,1547	1,0429	1,0306
.....					
50 HO.	-0,000210	-0,0574	1,0659	1,0085	1,0171
.....					
25 HO	-0,000203	-0,0552	1,0239	0,9687	0,9740
.....					
25 HO.	-0,000106	-0,0290	0,8673	0,8383	0,8409
.....					
+ 100 HO	-0,000639	-0,1707	1,1043	0,9336	0,9320
- 100 HO					
- 100 HO	-0,000708	-0,1937	0,6524	0,4587	0,4580
- 100 HO					

l'accordance entre les valeurs calculées et observées de la force électromotrice E_0 (à la température de 0°) est aussi bonne qu'on peut l'espérer, eu égard à la multiplicité et à la précision des mesures d'où elles résultent.

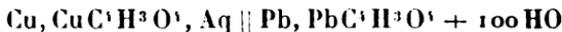
On remarquera que, pour l'élément Daniell, ΣII est très négatif. C'est ce que l'on pouvait prévoir d'après les résultats du tableau précédent. La force électromotrice thermo-électrique, et, par conséquent, aussi le phénomène de Peltier ont

des valeurs sensiblement égales pour les surfaces de contact du cuivre ou du zinc avec les sels correspondants (*voir* p. 238* et 241*), et, comme le courant de la pile de Daniell traverse ces deux surfaces en sens contraire, ils se retranchent et leur somme algébrique $\Pi - \Pi'$ est sensiblement nulle; la force électromotrice thermo-électrique et le phénomène de Peltier Π'' correspondant à la surface de contact des deux sulfates sont des quantités extrêmement petites (*voir* p. 247*); la somme $\Pi - \Pi' + \Pi''$ doit donc être faible, comme l'a montré l'expérience directe.

Dans le cas particulier de la pile de Daniell, l'énergie électrique de la pile est donc sensiblement égale à l'énergie chimique; mais, en généralisant, comme on l'avait fait à tort, cette proposition, accidentellement vérifiée par le couple le plus usuel, on s'exposerait, même dans le cas des piles réversibles, à des erreurs parfois importantes. On attribuerait, par exemple, au couple



une force électromotrice de 42 pour 100 trop forte, au couple



une force électromotrice de 25 pour 100 trop faible.

Les résultats auxquels nous venons d'arriver ne supposent nullement que le courant traverse la pile réversible dans le sens déterminé par sa force électromotrice. Le sens et l'intensité du courant qui traverse un système quelconque d'éléments de piles réversibles sont déterminés par le signe et la grandeur de la force électromotrice résultante, conformément à la loi de Ohm.

Dans les cas qui nous restent à examiner, la réversibilité n'existe pas, et l'on ne peut appliquer que le principe de la conservation de l'énergie.

MAXIMUM DE POLARISATION. — Quand une auge électrolytique à lames de platine est traversée par un courant d'inten-

sité I supérieure à une certaine limite, on ne remarque plus d'accroissement de sa force électromotrice de polarisation p . A cette force électromotrice, dirigée en sens inverse du courant, correspond une dépense d'énergie électrique $pI\theta$ dont l'équivalent se retrouve dans l'auge : 1° sous forme d'accroissement d'énergie potentielle résultant de la décomposition électrolytique accomplie ; 2° sous forme de chaleur en vertu du phénomène de Peltier, et parfois aussi par suite de la formation de couples locaux à la surface des électrodes.

Soit, par exemple, une auge électrolytique à sulfate de cuivre et à lames de platine. L'électrode négative se recouvre d'une couche de cuivre, tandis que le radical SO_4 , se portant à l'électrode positive, modifie progressivement la composition de la liqueur autour de l'électrode. Si la couche de cuivre qui se dépose est bien adhérente et imperméable, il ne peut se former de couples locaux à l'électrode négative ; mais, si le cuivre est pulvérulent, par suite de la présence d'une petite quantité d'oxyde ou de traces de métaux étrangers, le platine à nu sur certains points et le cuivre qui le recouvre forment une quantité de couples locaux où se dépense une quantité d'énergie plus ou moins importante.

Les phénomènes présentés par l'auge électrolytique considérée ne sont pas réversibles. Si nous renversons le courant au bout d'un temps assez long, le nouveau pôle négatif en platine se recouvre aussitôt de cuivre et l'électrolyse a lieu, non plus comme tout à l'heure entre une lame de platine et une lame de cuivre, mais entre deux lames de cuivre, et il en sera ainsi jusqu'à ce que tout le cuivre précédemment déposé soit dissous. Pendant cette seconde période la force électromotrice E qu'offrira l'auge différera de la force électromotrice de polarisation p qu'elle présentait pendant la première.

On peut comparer expérimentalement le maximum de polarisation p et le coefficient A d'énergie de la réaction électrolytique, ou, ce qui revient au même, les quantités de chaleur $\frac{1}{j} p I \theta$, $\frac{1}{j} A I \theta$, relatives à la quantité $I \theta$ d'électricité (96 000 coulombs), qui met en liberté 1^{er} d'électrolyte.

Voici les résultats obtenus par M. Jahn (*). La dernière colonne du Tableau donne l'excès $W_s = \frac{1}{J} I \theta (p - A)$ fréquemment désigné sous le nom de *chaleur secondaire*. C'est celle qui est consommée par les phénomènes de Peltier et par les couples locaux, s'il s'en produit.

SUBSTANCES.	p EN VOLTS à 0°.	$\frac{1}{J} p I \theta$.		$\frac{1}{J} A I \theta$. Thomson.	W _s .
		Jahn.	FAYRE (†).		
Cu SO ⁴	1,660	38259	38030	27980	10275
Zn SO ⁴	2,715	62570	66490	53045	9525
Cd SO ⁴	2,364	54480	54570	44940	9540
Cu C ⁺ H ⁺ O ⁺	1,511	34825	"	25170	9655
Zn C ⁺ H ⁺ O ⁺	2,624	60475	"	50355	10120
Cu Az O ⁴	1,636	37705	37770	26205	11500
Ag Az O ⁴	1,220	28115	"	8390	19775
Pb Az O ⁴	2,143	49390	"	34035	15355
Pb C ⁺ H ⁺ O ⁺	2,048	47085	"	32885	14200
H SO ⁴ + Aq.....	2,388	55035	54740	34180	20850
Na SO ⁴	3,130	72135	"	50200 (‡)	(21935)
K SO ⁴	3,118	71860	"	50350 (‡)	(21510)

Dans tous les cas, W_s est positif et varie en valeur absolue de 10000^{cal} à 20000^{cal}; en valeur relative, de moins de $\frac{1}{3}$ à plus de deux fois $\frac{1}{J} A I \theta$. Ces résultats sont d'ailleurs susceptibles de varier avec l'intensité du courant.

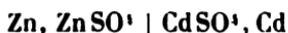
(*) JAHN, *Hied. Ann.*, t. XXVIII, p. 498; *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 576.

(†) Valeurs obtenues par la méthode calorimétrique [*Comptes rendus*, t. LXIII, p. 369 (1866); LXVI, p. 252 (1868); LXXIII, p. 293 et 300 (1871)].

(‡) Ces nombres représentent, d'après M. Berthelot, la chaleur absorbée par la décomposition de l'eau acidulée en oxygène et hydrogène libres, augmentée de la chaleur de combinaison de l'acide et de la base alcaline. Ces nombres, ainsi que ceux entre parenthèses, qui en découlent, diffèrent d'environ 15 000 unités des nombres admis à tort par M. Jahn.

LE MINIMUM NÉCESSAIRE POUR PRODUIRE L'ÉLECTROLYSE. — Toutefois si, au lieu de chercher l'énergie fournie par l'auge électrolytique dans l'acte de la décomposition continue, on veut seulement savoir *quelle est la force électromotrice minimum qu'il faut introduire dans le circuit pour amorcer l'électrolyse*, en produisant le premier commencement de gaz ou dépôt métallique appréciable à la surface de fils de platine très courts soudés à l'extrémité de tubes en verre, on peut obtenir des résultats très différents, ainsi que nous l'avons établi les expériences de M. Berthelot (¹). Au premier commencement de l'électrolyse se produit entre des électrodes de *platine modifiées*, l'auge électrolytique est parfaitement symétrique, les phénomènes de Peltier aux deux électrodes se passent *rigoureusement*, et il ne peut y avoir d'autre chaleur absorbée que celle qui correspond à l'action chimique. Cependant, quand l'électrolyse est amorcée, la symétrie disparaît et la chaleur secondaire entre en ligne de compte. Les observations et expériences faites en vue de constater le commencement d'une *électrolyse visible* ne comportent aucune précision absolue, et nous ne pouvons nous attendre à établir en toute rigueur la proposition, évidente *a priori*, que nous venons d'énoncer.

Berthelot employa soit des éléments Daniell dont la force électromotrice était de 1^{vol},064, ou des éléments



à 0^{vol},360; ou enfin des éléments zinc-platine eau acidulée dont la force électromotrice *initiale* est évaluée à 0^{vol},825. Dans ces conditions on trouve que la décomposition du sulfate de potasse ne se produit pas avec 2 éléments Daniell (2^{vol},128), qu'elle s'amorce avec 1 Daniell + 1 élément au cadmium ou 1 élément zinc-platine (2^{vol},249). La chaleur de décomposition du sulfate de potasse (50200^{cal}) correspond à 2^{vol},180, qui est compris entre les forces électromotrices très voisines des deux combinaisons de couples. Tous les autres cas

¹ BERTHELOT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. 1, p. 5; 1882.

étudiés par M. Berthelot fournissent des résultats analogues. Ainsi l'eau acidulée exigera 1^{vol}t, 484 entre deux lames de platine (34180^{cal}), et 0^{vol}t, 269 seulement (34180-27980^{cal}) entre deux lames de cuivre. En général, on calculera la force électromotrice minimum en volts, en multipliant la chaleur chimique $\frac{1}{j} AI\theta$ par $\frac{4,17}{96000}$ (voir p. 270* et 271*).

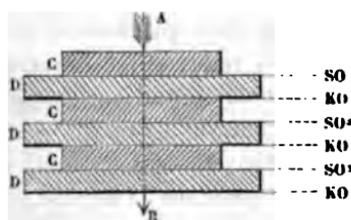
Le résultat le plus intéressant des recherches de M. Berthelot se rapporte au cas où l'électrolyse peut s'effectuer de plusieurs manières : il établit alors que les plus petites forces électromotrices produisent la réaction qui absorbe la plus petite quantité de chaleur possible ; la réaction qui en absorbe davantage n'apparaît que pour des forces électromotrices plus considérables. Ainsi l'électrolyse du sulfate ferreux en fer, acide sulfurique et oxygène, absorbe 34000^{cal}, tandis que la décomposition en acide et oxyde accompagnée de la décomposition de l'eau exige 47000^{cal}. Le fer apparaît pour des forces électromotrices inférieures à 1^{vol}t, 476, tandis que l'eau est décomposée pour des forces électromotrices plus grandes.

Le sulfate manganéux donne un résultat plus curieux encore : avec les plus faibles forces électromotrices qui produisent un courant permanent, il y a formation de bioxyde de manganèse au pôle positif (37000^{cal} ou 1^{vol}t, 607) et il se dégage de l'hydrogène au pôle négatif, tandis que, pour des forces électromotrices supérieures, on obtient du manganèse métallique au pôle négatif (69000^{cal} ou 2^{vol}t, 997) et un dégagement d'oxygène au pôle positif. Toutefois, avec des courants énergiques, la formation de bioxyde au pôle positif et le dégagement d'hydrogène au pôle négatif ne sont pas suspendus : les deux réactions se produisent simultanément.

PILES SECONDAIRES. — Quand l'électrolyse se produit dans une auge sans dégagements de gaz, de telle sorte que les produits de l'électrolyse restent entièrement dans l'auge combinés soit aux électrodes, soit à l'électrolyte, la polarisation développée est persistante, et la pile créée par l'électrolyse peut donner un courant constant de durée analogue à celui des piles communes.

La première en date des *piles secondaires*, imaginée par Ritter (¹), ne remplit pas exactement ces conditions; elle n'est propre à fournir qu'une expérience curieuse de laboratoire. Ritter empilait des disques de cuivre C, C, C (fig. 112), séparés

Fig. 112.



par des draps D, D, D imbibés d'une dissolution saline, par exemple de sulfate de potasse, et il les soumettait pendant un certain temps à l'action d'un courant AB; il se dégagait de l'oxygène et de l'hydrogène, mais alors, l'acide sulfurique se portant à la partie supérieure de tous les draps, la potasse à la partie inférieure, demeuraient séparés; chacun de ces draps devenait un couple actif séparé du suivant par un conducteur métallique, et leur ensemble constituait une pile dont le pôle positif était en A et le négatif en B. En réunissant ces pôles par un conducteur, on avait par conséquent un courant opposé à AB, pendant tout le temps que l'acide et la potasse mettaient à se recombinaison. Mais l'énergie développée par la pile secondaire était évidemment très inférieure à l'énergie absorbée pendant sa formation.

Cet inconvénient n'existe qu'à un degré beaucoup moindre dans les piles secondaires ou *accumulateurs* imaginés d'abord par M. G. Planté (²), et qui, sous des formes perfectionnées diverses, sont aujourd'hui d'un emploi courant dans les laboratoires et dans l'industrie.

Quand on décompose de l'eau acidulée entre des électrodes de plomb recouvertes d'une couche épaisse d'oxyde, l'oxygène qui se porte au pôle positif y transforme le protoxyde en

(¹) RITTER, *Vogel's Neues Magazin*, VI; 1803.

(²) PLANTÉ, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. I, p. 640; 1860.

bioxyde, tandis qu'au pôle négatif l'hydrogène ramène le protoxyde à l'état de plomb réduit. Si l'on interrompt alors le courant et qu'on réunisse directement les électrodes par un arc conducteur, le couple créé par l'électrolyse fournit un courant de sens contraire; le bioxyde de plomb est réduit, le plomb métallique oxydé; les surfaces du couple passent en sens inverse par tous les états qu'elles ont traversés, et, quand les deux électrodes sont redevenues identiques, le couple se trouve épuisé. Un cycle d'opérations fermé a été accompli; l'énergie potentielle du couple est revenue à sa valeur initiale. L'énergie accumulée dans le couple pendant la charge a été restituée intégralement pendant la décharge. Il n'y a d'autres pertes que celles qui résultent de la chaleur non réversible dégagée dans le couple pendant la charge, en vertu de la loi de Joule, ou encore de la recombinaison lente des éléments séparés qui s'effectue toujours à la longue dans le couple ouvert. On remédiera dans la mesure du possible à ce double inconvénient, en donnant au couple la plus faible résistance possible et en l'employant de suite après sa formation.

Pour préparer un couple secondaire, on peut, comme le faisait d'abord M. Planté, employer deux lames de plomb métallique et avoir recours à une série répétée d'électrolyses et de fermetures du couple sur lui-même; par les oxydations et réductions successives qu'elles éprouvent, les deux lames se désagrègent superficiellement et se recouvrent d'une couche plus ou moins épaisse d'oxyde.

Voici la disposition donnée par M. Planté à ses éléments :

Deux grandes feuilles de plomb, d'un peu plus d'un mètre carré de surface, sont enroulées en spirale et séparées l'une de l'autre par une feuille de gutta-percha (*fig.* 113); elles plongent dans l'eau acidulée au $\frac{1}{10}$ (*fig.* 114). On forme l'élément en y faisant passer alternativement en sens contraire, jusqu'à ce qu'il commence à se dégager des gaz, le courant de 2^é ou 3^é de Bunsen ou de Grove; les alternatives doivent être de plus en plus écartées. Quand l'élément est formé, on le charge toujours dans le même sens, et l'on utilise à l'extérieur le courant de décharge.

M. C. Faure (1) a supprimé l'opération très longue de la formation des éléments Planté ; il les constitue à l'aide de

Fig. 113.



Fig. 114.



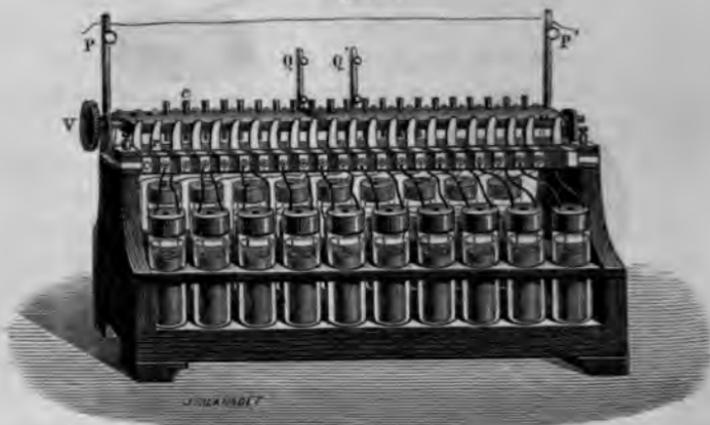
deux lames de plomb recouvertes de minium ou d'un autre oxyde de plomb insoluble, puis entourées d'un cloisonnement en feutre, retenu par des rivets de plomb. Ce système étant placé dans l'eau acidulée, il suffit, pour former le couple, d'y faire passer une seule fois un courant qui amène le minium de l'une des lames à l'état de peroxyde et celui de l'autre à l'état de plomb réduit.

On peut, à l'aide des batteries secondaires de M. Planté ou des *accumulateurs* Faure, obtenir des courants d'une très grande puissance : une disposition très simple permet en effet de charger les éléments en les réunissant en quantité, de les décharger en les réunissant en tension. M. Planté emploie à cet effet un commutateur représenté par la *fig. 115*. Une règle de bois horizontale *Va* est munie de deux bandes de cuivre qui la recouvrent dans toute son étendue sur deux faces opposées : elle est traversée par des fiches de cuivre *e* en nombre

(1) REYNIER, *Pile secondaire de M. Faure* (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences. t. CXII, p. 951; 1881).

égal à celui des éléments à réunir, mais qui sont dirigées dans un plan parallèle aux lames. Le pôle positif de chaque élément communique à un ressort isolé placé en avant du com-

Fig. 115.



mutateur, son pôle négatif avec un ressort isolé placé en arrière. Cela posé, quand les bandes de cuivre touchent les ressorts, tous les pôles positifs communiquent entre eux par la bande antérieure, tous les négatifs entre eux par la bande postérieure ; mais, quand on tourne le commutateur de 90° , chacune des fiches transversales dirigées horizontalement fait communiquer le pôle positif de l'un des éléments avec le pôle négatif du suivant. Les pôles Q, Q' en relation avec les bandes de cuivre servent à charger la pile ; les pôles P, P' communiquent avec les fiches extrêmes et avec le circuit extérieur dans lequel on veut décharger la pile.

De ces piles secondaires on peut rapprocher la pile à gaz imaginée par Grove et sur laquelle nous reviendrons quand nous nous serons livrés à l'étude de la polarisation.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE X.

DE LA POLARISATION DES ÉLECTRODES.

Comment la polarisation se produit. — Conductibilité métallique et électrolytique. — Comment la polarisation se détruit. — Nature de la polarisation. — Cas des mélanges d'électrolytes. — Passivité du fer. — Cas du platine. — Pile à gaz. — Résistance au passage. — Analogie d'une électrode polarisée et d'un condensateur. — Capacité de polarisation. — Couches électriques doubles.

COMMENT LA POLARISATION SE PRODUIT. — Nous savons par ce qui précède : 1° que la polarisation des électrodes se manifeste par une force électromotrice en sens inverse du courant qui la produit ;

2° Que la valeur maximum p de cette force électromotrice pour un électrolyte et des électrodes données est telle, que le travail électrique absorbé pQ est, en général, supérieur à l'accroissement correspondant AQ d'énergie potentielle de l'auge électrolytique $p > A$;

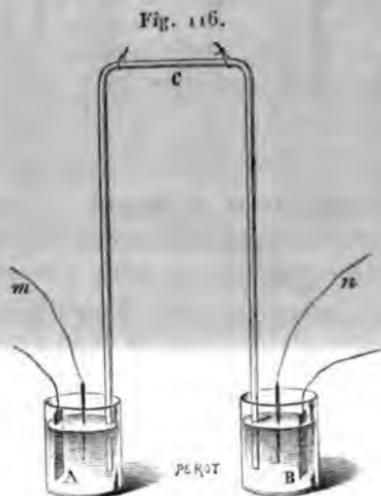
3° Que la force électromotrice minimum E que le circuit doit comprendre pour que la décomposition électrolytique commence à se manifester par un dégagement de gaz ou un dépôt métallique infiniment petit est $E = A$: cette force électromotrice E fait équilibre à la force électromotrice de polarisation des électrodes, à l'instant où la décomposition commence. Il n'y a donc de décomposition sensible que pour

$$p > A.$$

Qu'arrive-t-il si, dans un circuit comprenant une auge électrolytique, on intercale une pile de force électromotrice $E < A$? On sait depuis longtemps que, dans ces conditions, les électrodes de l'auge se polarisent, et que la valeur maximum de la

force électromotrice de polarisation est sensiblement égale à E. Aucune trace de gaz ou d'autre produit électrolytique libre n'apparaît aux électrodes.

Analysons de plus près ce qui se passe dans cette expérience. A cet effet, nous aurons recours à la méthode électrométrique et nous mesurerons simultanément la polarisation individuelle de chaque électrode et la conductibilité de l'électrolyte, en ayant soin de donner au circuit une résistance totale très grande. Par exemple, s'il s'agit de la polarisation



d'électrodes de platine dans l'eau acidulée, on prendra une pile de force électromotrice inférieure à 1^{vol}, 484 (voir p. 276^a), par exemple un élément Daniell ou un élément zinc-cadmium ; on intercalera dans le circuit une résistance métallique de 200 000 ohms et l'auge électrolytique disposée comme le montre la *fig. 116* (¹). Les électrodes A et B sont des lames de platine assez larges plongeant dans deux vases remplis d'eau acidulée et communiquant par un long siphon capillaire C plein du même liquide. Deux fils de platine *m* et *n*,

(¹) BOUTY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 346 ; 1882.

verniss, sauf à leurs extrémités, plongent dans chacun des deux vases www.libtool.com.cn

On remarquera que les résistances ρ , ρ' , comprises entre les électrodes m ou n et les fils correspondants, sont absolument négligeables par rapport à la résistance totale R du circuit ; d'ailleurs, l'intensité i du courant est très faible et les produits $i\rho$, $i\rho'$ sont négligeables. Les forces électromotrices entre A et m , B et m , mesurées à l'électromètre, se réduisent donc aux valeurs p_e , p_e' des polarisations de A et de B . D'autre part, la résistance r de la colonne liquide comprise dans le siphon est énorme, et la force électromotrice entre m et n donne la valeur de ir . Pour obtenir r et i , on sait qu'il suffit de mesurer, en même temps que ir , la force électromotrice ir' entre les extrémités d'une résistance métallique r' connue et comprise dans le circuit.

En opérant ainsi, M. Bouty a obtenu les résultats suivants :

1° Dans les premiers instants qui suivent la fermeture du circuit, la polarisation des électrodes est très faible, et le courant possède une intensité très peu inférieure à celle que l'on calculerait d'après la force électromotrice de la pile et la résistance totale du circuit.

2° La polarisation augmente avec une rapidité inégale aux deux électrodes ; elle atteint son maximum d'abord au pôle négatif, beaucoup plus tard au pôle positif. Avec les courants les plus faibles, ce dernier maximum peut n'être atteint qu'au bout de plusieurs jours.

3° Toutes choses égales d'ailleurs, l'établissement de la polarisation est d'autant plus rapide que les électrodes sont plus petites.

4° La polarisation maximum est plus forte à l'électrode positive qu'à l'électrode négative ; le rapport des deux polarisations limites dépend de toutes les circonstances de l'électrolyse.

5° La somme des valeurs limites des polarisations des deux électrodes est toujours inférieure à la force électromotrice de la pile, quelque faible que soit celle-ci. Il y a donc un courant permanent qui traverse l'électrolyte, quelle que soit la force

électromotrice employée. Ce dernier résultat était connu depuis longtemps.

6° Enfin la force électromotrice entre les fils m et n décroît à mesure que la polarisation des électrodes croît ; sa variation est proportionnelle à l'intensité du courant. En d'autres termes, la colonne liquide du siphon C offre au courant une résistance constante et bien déterminée.

En résumé, *la polarisation des électrodes est toujours le résultat du passage d'un courant à travers l'électrolyte : la polarisation initiale est nulle.*

La polarisation à chaque électrode croît à partir de zéro avec la quantité d'électricité qui traverse l'unité de surface de l'électrode ; on est donc porté à en conclure qu'elle est l'effet d'une altération superficielle des électrodes déterminée par l'accumulation à leur surface de produits qui y sont amenés par le courant.

CONDUCTIBILITÉ MÉTALLIQUE ET ÉLECTROLYTIQUE. — Dans l'expérience que nous venons de décrire, il n'y a pas de dégagement de gaz aux électrodes, et cependant il s'établit un courant permanent d'intensité mesurable, quoique très faible. Les premiers physiciens qui ont observé ce phénomène l'expliquaient en attribuant aux électrolytes une certaine conductibilité résiduelle qu'ils supposaient très petite par rapport à la conductibilité ordinaire, celles qu'ils présentent en s'électrolysant.

On attribuait donc aux électrolytes deux sortes de conductibilité : l'une dite *métallique*, persistant en dehors du phénomène de l'électrolyse ; l'autre *électrolytique*, conséquence nécessaire de leur décomposition, à laquelle on la supposait liée.

S'il en était ainsi, la mesure de la résistance r du siphon C (*fig. 116*) devrait donner des résultats différents suivant qu'on intercalerait dans le circuit une force électromotrice inférieure ou supérieure à 1^{re},484 ; dans le premier cas, on mesurerait la résistance métallique, dans le second une résistance beaucoup plus faible, puisque la conductibilité métallique et la conductibilité électrolytique se trouveraient superposées.

Or, en faisant varier la force électromotrice de 0^{vol},365 à 11^{vol},76 et la résistance métallique extérieure dans les limites les plus larges, M. Bouty (1) n'a pu constater aucune différence entre les valeurs de la résistance r ; elle est la même soit pour des courants dont l'intensité correspondrait à la mise en liberté de 1^{er} d'hydrogène en trois ans et demi, soit pour des courants qui produisent un dégagement gazeux nettement perceptible aux deux électrodes.

Des épreuves analogues, réalisées sur d'autres liquides, ont établi qu'un liquide de composition déterminée n'a qu'une seule manière de conduire l'électricité, quelles que soient l'intensité du courant et la force électromotrice placée dans le circuit, quelles que soient, par conséquent, les polarisations des électrodes et les réactions électrolytiques qui s'y développent. Les termes de *conductibilité électrolytique* et de *conductibilité métallique* d'un même électrolyte ne correspondent à aucune réalité. Ils doivent disparaître de la science.

COMMENT LA POLARISATION SE DÉTRUIT. — A. Quand on supprime le courant qui a polarisé les électrodes, et qu'on réunit celles-ci par un arc conducteur, il se produit un courant temporaire de sens contraire au courant polarisateur, et dont l'intensité I est régie par la loi de Ohm, c'est-à-dire que l'on a à chaque instant

$$I = \frac{E}{R},$$

R représentant la résistance totale du circuit, E la force électromotrice qui subsiste à cet instant entre les électrodes.

Si la polarisation est liée à l'accumulation sur les électrodes de quantités considérables de produits électrolytiques, E demeurera sensiblement constant pendant un temps assez long, et le système polarisé jouira des propriétés d'une pile constante. C'est le cas des accumulateurs, étudiés précédemment (voir p. 277*).

(1) BOUTY, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. I, p. 316; 1882.

Si, au contraire, la polarisation n'est accompagnée d'aucune modification *visible* des surfaces, E tendra rapidement vers zéro. En général, le passage d'une quantité d'électricité $I dt$ sera lié à une variation $-dE$ de la force électromotrice, de telle sorte que l'on ait

$$-dE = KI dt.$$

Le cas le plus simple qui puisse se présenter est celui où K est constant. Remplaçant alors I par $\frac{E}{R}$, on a

$$\frac{dE}{E} = -K \frac{1}{R} dt,$$

d'où

$$(1) \quad E = E_0 e^{-\frac{Kt}{R}};$$

E_0 est la valeur initiale de la polarisation pour $t = 0$. Mais ce n'est que dans des cas très particuliers que la perte de polarisation obéit à la formule (1). K est une fonction complexe dépendant de circonstances qu'on n'a encore analysées que très imparfaitement.

B. Si, après avoir supprimé le courant polarisateur, on abandonne à elle-même l'auge électrolytique ouverte, la polarisation se perd peu à peu, sans que l'on soit bien fixé sur la manière dont elle disparaît. Cette perte spontanée de la polarisation est, en général, extrêmement lente. On peut admettre que les procédés par lesquels elle s'opère demeurent invariables, que l'auge soit ou non traversée par un courant.

Le faible courant permanent qui subsiste dans un circuit quand la force électromotrice qu'il contient est insuffisante pour produire la décomposition d'un électrolyte n'a d'autre effet que de maintenir la polarisation constante, en lui donnant à chaque instant un accroissement égal à la perte qui résulte de la dépolarisation spontanée.

L'idée qui se présente le plus naturellement à l'esprit pour rendre compte de la dépolarisation spontanée, c'est de l'attribuer à des couples locaux constitués à la surface des élec-

trodes polarisées, et dans le circuit desquels se dépense l'énergie correspondant à la perte de la polarisation.

C. Si l'on extrait les électrodes de l'auge et qu'on détruit la couche superficielle modifiée, soit par des lavages acides, soit par des actions mécaniques convenables, on détruit plus ou moins complètement la polarisation.

Mais il ne suffirait pas de transporter les électrodes polarisées dans un liquide électrolytique neuf, même après leur avoir fait subir un premier lavage à l'eau distillée. C'est ce qui a été constaté en particulier par Becquerel et par Faraday, pour le platine polarisé dans l'eau acidulée.

NATURE DE LA POLARISATION. — En dehors des cas où la polarisation est liée à la production en quantité finie de composés chimiques connus, on est assez mal fixé sur la nature des modifications dont l'électrode polarisée est le siège ; on sait seulement qu'elles résultent d'un courant à travers l'électrolyte, et que cet électrolyte se comporte de la même manière, au point de vue de sa résistance, quelque faible que soit la force électromotrice comprise dans le circuit. *Il y a donc réellement électrolyse dans la masse du liquide* : le radical électropositif est transporté à l'électrode négative, le radical électronégatif à l'électrode positive, où ces éléments vont nécessairement se trouver en excès. Doit-on admettre qu'ils restent en dissolution dans le liquide électrolytique, ou dans la matière même de l'électrode, en produisant une modification *purement physique* de la surface de contact ? Faut-il supposer qu'ils réagissent chimiquement sur l'électrode en produisant, en quantité très faible, un composé défini ? Il n'est nullement certain *a priori* que la polarisation soit due à une cause unique, et l'étude attentive des divers cas particuliers peut seule apporter quelque lumière sur cette question controversée.

CAS DES MÉLANGES. — Si l'on électrolyse du sulfate de cuivre pur entre deux électrodes de cuivre électrolytique, la polarisation est nulle pour des courants peu intenses ; alors, en effet, l'électrolyse n'apporte aucune modification dans l'état

des surfaces. C'est le cas le plus simple que l'on puisse envisager.

Un cas plus compliqué nous est offert par l'électrolyse des mélanges. Si l'on ajoute au sulfate de cuivre soit de l'acide sulfurique, soit le sulfate d'un métal plus oxydable que le cuivre, on n'obtient à l'électrode négative qu'un dépôt de cuivre brillant, tant que la densité du courant est très faible. On en conclurait à tort que le sel de cuivre transmet seul le courant, car l'addition d'acide sulfurique ou de sulfate de zinc augmente dans un rapport très sensible la conductibilité du sulfate de cuivre. Il faut donc admettre que les molécules des sels mêlés prennent toutes part au transport de l'électricité, alors même qu'un seul des métaux dissous se dépose, et que le phénomène observé n'est que le résultat d'une réaction secondaire opérée à la surface même de l'électrode.

Quand on augmente peu à peu la densité du courant, au dépôt métallique brillant succède un dépôt boueux rouge ou noir contenant de l'oxyde de cuivre. En même temps, on constate que l'électrode négative s'échauffe. La densité de courant pour laquelle se produit ce phénomène est d'autant plus faible que la dissolution est plus étendue et plus pauvre en sulfate de cuivre. Pour des intensités encore plus fortes, l'aspect et la nature du dépôt peuvent changer de nouveau. Ainsi, dans une dissolution saturée de sulfate de zinc, pauvre en sulfate de cuivre, on finit par obtenir un dépôt noir adhérent formé presque exclusivement de zinc (1). Il était intéressant d'étudier dans ce cas la marche de la polarisation.

M. Bouty a trouvé : 1° que la polarisation de l'électrode positive est toujours extrêmement faible ; 2° que la polarisation de l'électrode négative croît avec l'intensité du courant, mais demeure assez faible tant que le dépôt reste métallique et brillant ; pour une certaine densité critique, la polarisation augmente rapidement avec le temps, et cet accroissement coïncide avec le changement d'aspect du dépôt. Enfin, pour des intensités plus fortes, la polarisation augmente encore et

(1) БУТЫ, *Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 346; 1882.

tend vers une limite que l'on peut toujours évaluer, *a priori* et par excès, d'après la nature du dépôt. *Quant à la conductibilité du mélange, elle demeure invariable, malgré la variété des réactions électrolytiques dont les électrodes sont le siège.*

On peut aisément s'expliquer la marche des polarisations, telle que nous venons de la décrire. Soit, par exemple, un mélange de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc; le cuivre se déposant seul par un mécanisme que nous n'avons pas d'abord à examiner, la liqueur s'appauvrit en cuivre au voisinage de l'électrode négative, et le voltamètre se rapproche progressivement d'une pile dont les éléments seraient : cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, cuivre. Cette pile a pour pôle positif le cuivre plongé dans le sulfate de cuivre, c'est-à-dire que sa force électromotrice (0^m11, 086 environ) est opposée au courant traversant le voltamètre : elle agit donc comme une polarisation. Or, tant que le dépôt de cuivre reste brillant, M. Bouty a observé que la polarisation totale demeure inférieure à la force électromotrice de cette pile; c'est ce qui doit avoir lieu si notre interprétation est exacte.

La diffusion entre couches inégalement concentrées d'un même sel limite l'altération du liquide autour de l'électrode négative. Mais, quand l'intensité du courant croît indéfiniment, il arrive un moment où la diffusion ne suffit plus à amener la quantité de cuivre nécessaire pour réparer les pertes de la liqueur : alors le zinc commence à se déposer. Le voltamètre se rapproche d'une pile dont les éléments seraient cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, zinc, c'est-à-dire d'une pile de Daniell disposée en sens inverse du courant. La polarisation doit donc augmenter rapidement, mais tout en demeurant inférieure à 1^{dm}, ce que l'expérience a vérifié.

Au reste, dès que le zinc apparaît, il est bien clair qu'il forme avec le cuivre sous-jacent une infinité de couples locaux dans lesquels le zinc est l'élément attaqué, et se redissout dans la liqueur en précipitant une quantité de cuivre équivalente. La chaleur correspondante se dégage dans le circuit des couples locaux, c'est-à-dire à la surface de l'électrode

quant chacun pour leur part au transport de l'élect
soit cependant le cuivre seul qui se dépose.

Le travail absorbé est, toutes choses égales d'aille
portionnel au nombre des couples locaux. Quand le
est faible, un petit nombre de ces couples suffiront à
le cuivre nécessaire au dépôt, et la polarisation, parta
pour une intensité nulle, croîtra d'après une loi qui
à la fois du nombre des couples et de leur résistan
à-dire de la densité du courant principal et de la con
du liquide au contact immédiat de l'électrode.

Une dissolution de sulfate de cuivre pur est :
exempte d'acide en excès ; et, s'il n'y en a pas tout
elle ne tarde pas à en contenir, par suite de l'éle
C'est ce qui résulte, en particulier, des expériences
meida (1).

Considérons donc un mélange de sulfate de cuivre
acidulée. Les phénomènes généraux produits par le
du courant sont analogues à ceux que vient de nous
mélange de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc. D
courant est assez intense pour faire apparaître l'hy
la polarisation de l'électrode négative augmente beau
cuivre recouvert d'hydrogène forme, avec le cuivre l
couples locaux dans lesquels le cuivre est l'éléme
quable, et s'oxyde sans se dissoudre entièrement da
sulfurique. La limite de la polarisation serait o^uit,
c'est-à-dire, la même, soit complète, soit égale à

La remarque de M. Berthelot, relative à l'électrolyse d'un sel simple (*voir p. 276*), est applicable aux mélanges. La réaction électrolytique qui apparaît aux électrodes pour les plus faibles densités de courant est celle qui absorbe le moins de chaleur. Ainsi le Tableau suivant, dans lequel les métaux sont rangés dans l'ordre des chaleurs de formation décroissantes de leurs principaux sels, permet de prévoir quel est le métal qui sera déposé par des courants de très faible densité. Le métal qui suit dans la liste se dépose toujours avant celui qui précède :

Métaux.	Nitrates.	Sulfates.	Chlorures.
Zinc.....	51600	53500	56400
Cadmium.....	43300	45100	41800
Plomb.....	34400	»	»
Cuivre.....	25500	28200	31300
Argent.....	8700	10700	»
Or.....	»	»	27300

Au reste, quand on fait croître la densité du courant, les deux métaux du mélange peuvent se déposer à la fois comme nous l'avons constaté pour le cuivre et le zinc. Depuis longtemps déjà, M. Becquerel avait observé que, dans une série de mélanges de nitrate d'argent et de nitrate de cuivre de plus en plus pauvres en argent, on obtient, pour une densité de courant déterminée, des dépôts qui d'abord sont de l'argent pur (1^{er} d'azotate de cuivre, 1^{er} d'azotate d'argent dans 100^{es} d'eau) et qui, pour les liqueurs les plus pauvres, renferment des proportions de plus en plus grandes de cuivre.

Dans tous les cas, les variations de la polarisation suivront celles des dépôts, et l'on peut dire que son mécanisme n'offre plus rien d'obscur à l'esprit.

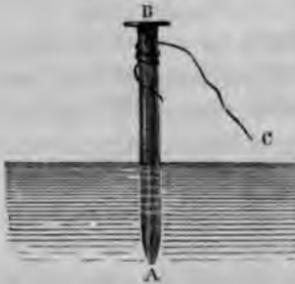
PASSIVITÉ DU FER (1). — Un autre exemple de polarisation est donné par les couples impropres à fournir un courant permanent. Soit, par exemple, le couple platine, acide azo-

(1) Voir dans le *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X (1881), une Note de M. Bibart qui contient un historique à peu près complet de la question.

tique quadrihydraté, fer, dans lequel le platine est le pôle positif : on le reconnaît immédiatement par des expériences électrométriques. Si l'on ferme le circuit de ce couple, il se polarise aussitôt ; mais on remarque en même temps que le fer a perdu la propriété de se dissoudre dans l'acide azotique : il est devenu *passif*.

Pour faire l'expérience, on peut prendre un clou de 6^{cm} à 7^{cm} de long, attaché par sa tête à un fil de platine BC (fig. 117). On

Fig. 117.



plonge la pointe dans l'acide et aussitôt après le fil de platine : on parvient ainsi à arrêter l'attaque du fer sans le toucher. Si l'on retire alors un peu le clou, de manière que le fil de platine émerge de nouveau du liquide, l'attaque du fer ne reprend pas. En se polarisant, le fer a donc acquis de nouvelles propriétés chimiques : il ne se dissout plus dans l'acide azotique. On s'en rendra compte en remarquant que,

dans le couple platine, acide azotique quadrihydraté, fer, l'électrolyse de l'acide azotique porte de l'oxygène sur le fer : il peut donc y avoir à la surface du fer une couche mince d'oxyde, imperméable, inattaquable par l'acide azotique, et qui protège le fer contre toute attaque ultérieure. En ce cas la polarisation doit donc être attribuée à la production, en quantité infinitésimale, d'un composé chimique déterminé.

On peut répéter la même expérience en remplaçant le platine par du fer déjà passif : sous cette forme elle est particulièrement instructive et nous apprend que, dans le couple fer passif, acide azotique, fer ordinaire, le fer passif est positif à l'extérieur, et que l'oxygène produit par l'électrolyse de l'acide se porte sur le fer ordinaire. Il en résulte que la passivité doit se conserver très aisément, comme de nombreuses expériences l'ont depuis longtemps établi ; supposons, en effet, que, par suite d'un choc ou de toute autre cause accidentelle, une pellicule d'oxyde vienne à se détacher de la surface du fer passif ; ce qui reste de la couche d'oxyde forme

avec le fer mis à nu un couple local qui tend à oxyder le fer et à régénérer la passivité.

On sait d'ailleurs que la passivité peut être produite par des moyens purement chimiques. Il suffit de plonger une pointe de fer dans l'acide azotique concentré : sa surface se ternit légèrement, mais on ne constate pas d'attaque durable, donnant lieu à un dégagement de gaz. Si l'on transporte alors le fer dans l'acide azotique étendu, il n'est pas attaqué ; si on l'associe au platine, il fournit dans cet acide azotique un couple dont la force électromotrice est sensiblement nulle. Bref, ce fer passif se montre polarisé.

Le nickel, le cobalt partagent avec le fer la propriété de devenir passifs par l'oxydation. L'étain et le bismuth présentent des traces du même phénomène, car ils sont moins attaqués quand on enroule un fil de platine autour du métal. L'insolubilité de l'oxyde et sa propriété de former avec le métal et l'acide un couple, dans lequel le métal est l'élément attaqué, expliquent d'une façon satisfaisante l'ensemble des faits observés.

POLARISATION DU PLATINE. — Le cas présenté par les électrodes de platine dans la décomposition de l'eau acidulée paraît être le plus complexe de tous. Le platine étant réputé inattaquable dans ces conditions, son exemple a été fréquemment invoqué pour prouver la nature purement physique de la polarisation. Toutefois nous savons déjà que, dans l'électrolyse de l'eau acidulée, le platine absorbe de l'hydrogène. D'après M. Berthelot (1), le platine privé de gaz par la pompe à mercure et une élévation de température de 200° absorbe l'hydrogène à la température ordinaire et peut former deux hydrures distincts : le premier, susceptible d'être oxydé à froid, est formé avec dégagement de 9500^{Cal} par gramme d'hydrogène ; le second, qui n'est pas réductible à froid, dégage environ 17000^{Cal} par gramme ; la proportion d'hydrogène absorbé a atteint jusqu'à 120 fois le volume du platine. Le même

(1) BERTHELOT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 1377 ; 1882.

métal peut absorber de l'oxygène en quantité moindre, mais en dégageant, par équivalent d'oxygène, une quantité de chaleur encore plus considérable, et qui n'a pu être fixée d'une manière précise. Au reste, en ce qui concerne le *noir de platine*, M. Berthelot démontre qu'on a confondu sous ce nom des corps divers, contenant plus ou moins d'oxygène : la quantité de chaleur dégagée par l'absorption des gaz varie beaucoup avec l'état du noir. Il n'est donc nullement démontré que les phénomènes d'ordre chimique ne jouent pas dans la polarisation du platine un rôle aussi considérable que dans celle des autres métaux.

Au reste, le platine qui a absorbé des gaz jouit de propriétés toutes particulières que nous allons mettre en évidence. Matteucci fit séjourner deux lames de platine, l'une dans l'oxygène, l'autre dans l'hydrogène, et, au bout de dix minutes, il les trouva polarisées comme si elles avaient servi à la décomposition de l'eau. Voulant constater ensuite qu'elles avaient absorbé et condensé des gaz, il introduisit celle qui avait été polarisée par l'oxygène dans une petite cloche pleine d'hydrogène; elle y produisit une diminution de volume notable, ce qui prouve non seulement qu'elle avait gardé de l'oxygène, mais qu'elle lui avait donné la propriété, qu'il ne possède pas naturellement, de se combiner avec l'hydrogène. Tous ces faits sont confirmés enfin par de nombreux travaux de Schœnbein ⁽¹⁾, et en particulier par l'expérience qui suit. On fait passer dans les deux branches d'un tube en U plein d'eau deux courants gazeux, l'un d'oxygène, l'autre d'hydrogène, soit en les y amenant par des tubes de verre, soit en les y dégageant par un courant avec deux électrodes de platine. Après quelque temps, l'eau a dissous dans chaque branche une proportion déterminée de ces gaz, et, si l'on y plonge deux lames de platine réunies par un galvanomètre, elles accusent un courant dans le même sens que précédemment.

Deux points importants résultent du travail de Matteucci ⁽²⁾:

(1) SCHÖNBEIN, *Pogg. Ann.*, t. LVI, p. 135 et 235.

(2) MATTEUCCI, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. VII, 1838.

1° la faculté que possède le platine de condenser l'hydrogène et l'oxygène; 2° la propriété acquise par ces gaz condensés de se combiner directement, l'un avec l'hydrogène, l'autre avec l'oxygène, d'où il suit qu'une lame de platine introduite dans le mélange détonant de ces deux gaz doit déterminer la formation de l'eau. C'est en effet ce qui se passe avec l'éponge de platine, comme Dœbereiner l'a découvert, et c'est aussi ce qui a lieu avec le platine laminé quand il est bien décapé, ainsi que Faraday l'a constaté. Toutes les observations plaident pour une altération chimique du platine par l'oxygène ou l'hydrogène qu'il absorbe.

Dans le cours des recherches qu'il fit sur le voltamètre, Faraday eut l'occasion de recueillir les deux gaz dans une cloche unique qui recouvrait à la fois les deux électrodes. Quand elle fut pleine et que les électrodes furent tout entières dans le gaz, il interrompit le courant. Alors l'oxygène et l'hydrogène commencèrent à se recombinaer et à reproduire de l'eau. Bertin (1) a constaté, depuis, que cette recombinaison se produisait même pendant le passage du courant et faisait détoner le mélange quand la pile avait une cinquantaine de couples.

Faraday (2) étudia séparément les propriétés de chacune des électrodes après qu'elles avaient servi pendant dix minutes à l'électrolyse de l'eau. A cet effet, il les lavait à l'eau distillée, les essuyait et les plongeait dans un mélange détonant. La négative était à peu près sans action, mais la positive déterminait une recombinaison des gaz, d'abord lente, ensuite assez rapide pour faire disparaître 2 pouces cubes du mélange en une minute, toujours accompagnée d'une augmentation de température qui allait jusqu'à faire bouillir l'eau et se ralentissait ensuite pour devenir nulle au bout de quelques jours. Une action tout à fait pareille se produit avec un mélange de deux gaz quelconques pouvant donner lieu à des combinaisons stables. En résumé, cette électrode a toutes les

1) BERTIN, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XLV, p. 820; 1851.

(2) FARADAY, *Experimental researches*, série VI.

propriétés que M. Kuhlmann a reconnues à l'éponge de platine, et elle les conserve pendant longtemps quand on la maintient plongée dans l'eau où elle a été préparée ou dans une solution de potasse.

On peut rendre actives par un tout autre procédé des lames de platine, d'or et de palladium, mais non d'argent et de cuivre, en les lavant avec soin dans la potasse ou dans l'acide sulfurique, ou en les chauffant jusqu'au rouge enveloppées de potasse caustique; et, comme ces divers traitements ne sont que des procédés de décapage plus ou moins complets, l'activité des lames est essentiellement liée à la netteté des surfaces, qui leur permet de condenser les gaz en plus grande proportion et de déterminer ainsi la combinaison lente d'un mélange détonant.

PILE A GAZ. — On peut utiliser la polarisation des lames de platine, pour faire une véritable pile secondaire, pouvant donner pendant quelque temps des courants intenses. C'est ce qu'a fait Grove ⁽¹⁾. D'après ses expériences, un voltamètre (*fig. 118*) peut devenir un couple à gaz, si l'on a primitivement fait dégager 1^{er} d'oxygène dans A et 2^{or} d'hydrogène dans B. Ces gaz restent indéfiniment dans le même état si le circuit est ouvert; mais ils se combinent et disparaissent en totalité si l'on réunit les fils des deux cloches, et ils produisent un courant de A en B. Ce courant augmente en intensité quand on a soin d'employer des lames de platine larges et recouvertes de platine pulvérulent qu'on dépose par la galvanoplastie.

Un seul couple est suffisant pour décomposer l'iodure de potassium. Si l'on en réunit 20 ou 30, on forme une pile plus

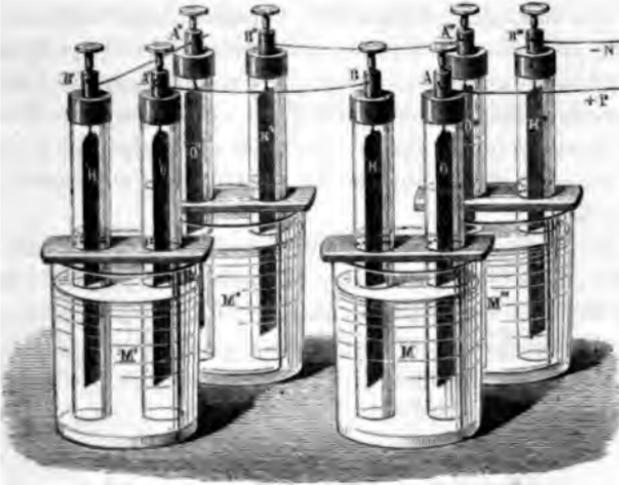
Fig. 118.



⁽¹⁾ GROVE, *Phil. Mag.*, 3^e série, t. XIV, p. 129 (1839), et t. XXI, p. 47 (1842).

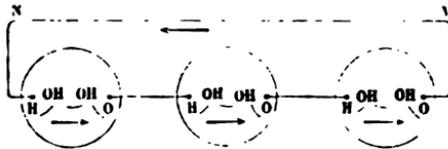
énergique (fig. 119), et la recombinaison des molécules d'oxygène et d'hydrogène se fait dans chaque couple, comme nous l'avons expliqué pour un seul et comme cela est représenté

Fig. 119.



(fig. 120). Cette pile peut décomposer l'eau dans un voltamètre extérieur, et l'on remarque alors qu'il se dégage dans ce voltamètre une quantité de gaz égale à celle qui disparaît

Fig. 120.



dans chaque élément de la pile. C'est la plus élégante démonstration expérimentale de la loi d'égalité du travail chimique dans les aubes de la pile et du circuit.

RÉSISTANCE AU PASSAGE. — Quand on observa pour la première fois l'affaiblissement d'un courant produit par la décomposition d'un électrolyte, on put supposer qu'elle provenait

soit d'une force électromotrice inverse développée par l'électrolyse, soit d'un accroissement de résistance ayant par exemple pour siège la surface de contact de l'électrode et de l'électrolyte. C'est à ce dernier point de vue que s'était placé Fechner (1), qui le premier soumit le phénomène de polarisation à des mesures rationnelles. On peut concevoir qu'il y ait à la fois production d'une force électromotrice de polarisation et accroissement de résistance, par exemple lorsque l'électrolyse recouvre les électrodes soit d'une couche isolante d'oxyde, soit d'une couche de gaz qui augmente la résistance en réduisant l'étendue de la surface de contact de l'électrolyte et de l'électrode.

Soient I l'intensité du courant, E la force électromotrice extérieure supposée constante, p la force électromotrice de polarisation, R la résistance extérieure, r celle de l'électrolyte, enfin ρ la résistance au passage ayant pour siège la surface des électrodes; on aura, dans le cas le plus général qu'on puisse imaginer,

$$(3) \quad I = \frac{E - p}{R + \rho + r}.$$

Nous avons surabondamment constaté l'existence de la force électromotrice de polarisation; il convient donc de se servir de la formule (3) et de déterminer par l'expérience les constantes p et ρ .

Les premières expériences précises, effectuées dans cette voie, sont dues à Lenz (2). Il plaçait dans le circuit de la pile un rhéostat et un galvanomètre et il disposait de la résistance variable de manière à donner au courant la même intensité, soit quand il traversait l'électrolyte, soit quand il ne le traversait pas. On avait donc, en désignant par R' et R les deux résistances extérieures dont on connaissait la différence $R' - R$,

$$I = \frac{E}{R'} = \frac{E - p}{R + \rho + r},$$

(1) FECHNER, *Maassbestimmungen an der galvanischen Kette*, p. 34 et 236.

(2) LENZ, *Pogg. Ann.*, t. LII; 1842.

d'où

$$R' - R = \rho + r + \frac{p}{l}.$$

Lenz donna à l'intensité du courant diverses valeurs et mesura à chaque fois les valeurs correspondantes de $R' - R$, et il trouva qu'on pouvait représenter les expériences par une formule empirique de la forme

$$R' - R = m + \frac{n}{l},$$

m et n étant deux constantes. Quand on changeait ensuite l'épaisseur et par suite la résistance de la couche liquide traversée, n demeurait invariable, mais m variait proportionnellement à la longueur et en raison inverse de la section de la couche liquide, c'est-à-dire que m représentait simplement la résistance r du liquide et qu'il n'y avait pas de résistance au passage ρ indépendante de l'intensité du courant et de la résistance interposée entre les électrodes. Ces expériences de Lenz étaient faites en décomposant l'eau acidulée entre des électrodes de platine ou de cuivre. Dans ce cas, il n'y a donc pas de résistance au passage proprement dite.

Les expériences suivantes, dans lesquelles il pourrait paraître qu'une lame de platine plongée dans l'eau acidulée offre une résistance spéciale au passage du courant, s'interprètent sans peine au moyen de la force électromotrice de polarisation seule. Ayant interposé un diaphragme de platine dans une auge traversée par un courant, de la Rive (1) vit diminuer peu à peu l'intensité de ce courant jusqu'à une limite fixe, comme par l'intercalation d'une résistance variable qui croît progressivement, puis se fixerait à une valeur constante. Ce diaphragme métallique agit par une de ses faces comme électrode positive, par l'autre comme électrode négative : l'auge se décompose en deux autres, dans chacune desquelles se déve-

(1) DE LA RIVE, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXVII, p. 190 (1825), et t. XXXVII, p. 225 (1839).

loppe une force électromotrice de polarisation égale à celle qui existait dans l'auge primitive : l'intensité du courant doit donc diminuer. Si l'on multiplie le nombre des diaphragmes, on ne fait que multiplier le nombre des couples de la pile inverse et les causes d'affaiblissement du courant primitif.

La résistance apparente au passage du courant est nulle dans les auges électrolytiques dont les électrodes ne se polarisent pas ; par exemple, quand on décompose du sulfate de cuivre entre des électrodes de cuivre, on peut interposer un nombre quelconque de diaphragmes de cuivre sans modifier notablement l'intensité du courant.

ANALOGIE D'UNE ÉLECTRODE POLARISÉE ET D'UN CONDENSATEUR. —

Après avoir étudié la polarisation des électrodes au point de vue des modifications chimiques que celles-ci peuvent éprouver, il convient maintenant d'étudier expérimentalement les lois de la polarisation des électrodes de platine, au point de vue purement physique, sans nous préoccuper des causes qui la développent. Rappelons d'abord en quoi consiste essentiellement le phénomène que l'on observe.

Quand on électrolyse de l'eau acidulée entre des électrodes de platine dans un circuit faiblement résistant et avec une force électromotrice insuffisante pour dégager l'oxygène et l'hydrogène, on observe qu'un galvanomètre, placé dans le circuit, dévie à l'instant de la fermeture indiquant le passage d'un courant de charge qui est de très courte durée. Le voltamètre absorbe donc une certaine quantité d'électricité et acquiert ainsi une force électromotrice sensiblement égale et de sens contraire à celle qui existait dans le circuit. Si, à l'aide d'un commutateur, on interrompt le circuit principal et qu'on ferme du même coup un circuit secondaire comprenant le voltamètre, on reconnaît, par le galvanomètre, qu'il se produit un courant de décharge de très courte durée, comme le courant de charge.

On aura une image très nette de la manière dont se comportent les électrodes en remplaçant chacune d'elles par un condensateur à très large surface. La fermeture du circuit est accompagnée de la production d'un courant de charge, sen-

sible au galvanomètre ; les deux armatures de chacun des condensateurs acquièrent des différences de potentiel dont la somme fait équilibre à la force électromotrice de la pile, et le courant s'arrête, sauf un courant très faible résultant de la pénétration des charges et de leur réunion lente à travers la lame isolante. Quand, ensuite, on séparera le galvanomètre de la pile et qu'on fermera le circuit secondaire, le galvanomètre sera dévié par la décharge des condensateurs, comme, dans l'expérience précédente, il était dévié par la décharge des électrodes.

L'analogie que nous invoquons se poursuit même dans les détails : en particulier, au courant lent qui succède à la charge et qui provient des fuites du condensateur, correspond, dans le cas de la polarisation, le faible courant qui persiste, ainsi que nous l'avons constaté (p. 284*), par suite de l'infériorité de la force électromotrice de polarisation par rapport à celle de la pile. De même qu'un condensateur chargé qu'on abandonne à lui-même finit par perdre toute son électricité, soit dans l'air ambiant, soit à travers la lame isolante, de même les lames d'un voltamètre perdent spontanément leur polarisation quand le voltamètre isolé et chargé est abandonné à lui-même pendant longtemps.

Quand la charge d'un condensateur, par suite la force électromotrice entre ses armatures, dépasse une certaine limite qui dépend de la nature et de l'épaisseur de la lame isolante, celle-ci est percée et le condensateur se décharge de lui-même. Nous savons, d'autre part, que, quand la force électromotrice de polarisation dépasse une certaine valeur, l'électrolyse de l'eau acidulée s'effectue avec dégagement régulier d'oxygène et d'hydrogène, et la polarisation cesse d'augmenter, quelque grandes que deviennent la force électromotrice de la pile et l'intensité du courant.

CAPACITÉ DE POLARISATION. — L'analogie d'une électrode polarisée et d'un condensateur étant établie, il ne reste qu'à fixer par l'expérience la quantité d'électricité Q nécessaire pour charger une électrode à une force électromotrice donnée E . Si la comparaison du voltamètre et du condensateur était de

tous points légitime, cette charge Q aurait pour expression, en mesure électrostatique,

$$Q = \frac{E}{4\pi S e}.$$

S représente la surface de l'électrode ; mais la signification de e est plus difficile à préciser si l'on veut écarter toute hypothèse. Ne sachant comment est constituée la lame isolante du condensateur que nous imaginons, nous n'avons pas le droit de la supposer incompressible, et l'expérience seule peut nous apprendre si son épaisseur e est constante ou si elle varie avec la force électromotrice E de polarisation.

L'expérience établit d'abord que, pour une même force électromotrice, la quantité totale du courant de décharge est d'autant plus grande que les électrodes ont une plus grande surface. Il en résulte un artifice très simple pour séparer l'un de l'autre les effets de polarisation qui appartiennent à chacune des deux électrodes ; il suffit, ainsi que l'a proposé M. Lippmann, de prendre l'une d'elles très petite par rapport à l'autre : elles reçoivent des charges égales et la plus petite se polarise fortement par une quantité d'électricité qui ne produit pas sur l'autre d'effet appréciable.

Désignons provisoirement sous le nom de *capacité de polarisation* d'une électrode le quotient $\frac{Q}{E} = C$ de la charge par la force électromotrice. Cette capacité serait constante si le voltmètre était comparable à un condensateur toujours identique à lui-même. En ce cas la loi de la perte de polarisation par la fermeture d'un circuit de résistance R (voir p. 286*) serait très simple. Le passage de la quantité d'électricité $I dt = dQ$ abaisserait la polarisation d'une quantité

$$-dE = \frac{1}{C} dQ = \frac{1}{C} I dt = \frac{1}{C R} E dt;$$

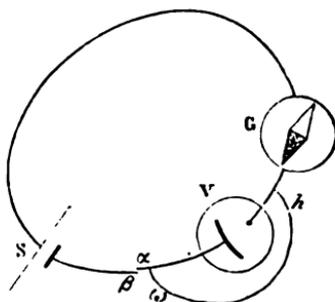
et l'on aurait, par conséquent,

$$E = E_0 - e^{-\frac{1}{CR} t}.$$

Mais, en réalité, la capacité C est variable, et, pour trouver d'après quelles lois il faut d'abord se mettre à l'abri des perturbations introduites par la dépolarisation spontanée. L'effet de celle-ci est d'augmenter la quantité d'électricité qui passe dans le circuit, par suite la charge apparente de l'électrode. En négligeant cette cause d'erreur, on commet la même faute que si l'on mesurait la capacité d'un vase percé par la quantité d'eau nécessaire pour le remplir.

Pour éviter un tel reproche, M. Blondlot (¹) étudie en détail le courant qui se produit quand on charge un voltamètre par une force électromotrice déterminée. Le circuit principal (fig. 121) comprend une pile S de force électromotrice E très

Fig. 121.



faible; on le ferme pendant un temps très court : on observe l'impulsion du galvanomètre G , proportionnelle à la quantité d'électricité qui passe (²), et l'on dépolarise enfin le voltamètre en le fermant sur lui-même pendant un temps suffisant, à l'aide du circuit secondaire ω/h . La même expérience est répétée pour des durées croissantes, et le résultat d'ensemble figuré par une courbe construite en prenant pour abscisses les temps de chaque expérience et pour ordonnées les quan-

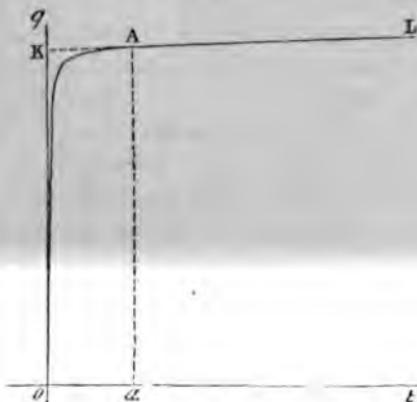
(¹) BLONDLOT, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 277, 333 et 434; 1881.

(²) Cette propriété sera démontrée ultérieurement. Pour qu'elle soit exacte, il faut que l'impulsion soit petite, car rigoureusement la quantité d'électricité est proportionnelle au sinus de la demi-déviatiion.

tités d'électricité, ou, ce qui revient au même, les impulsions galvanométriques.

Si le phénomène de dépolarisation spontanée n'existait pas, cette courbe présenterait, pour les plus petites durées, des ordonnées rapidement croissantes, qui, à partir d'une certaine durée très faible, n'augmenteraient plus d'une manière appréciable. La courbe aurait une asymptote parallèle à l'axe des x , et ne tarderait pas à se confondre pratiquement avec cette asymptote. Il en sera autrement, par suite de la dépolarisation spontanée, et la courbe présentera une asymptote inclinée (*fig. 122*). L'accroissement final de l'ordonnée, rapporté à

Fig. 122.



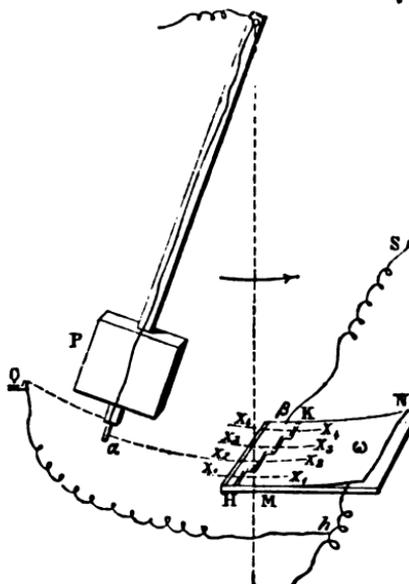
l'unité de temps, représentera justement l'intensité limite du courant de dépolarisation.

Prolongeons maintenant l'asymptote jusqu'à sa rencontre en K avec l'axe des y : l'ordonnée OK correspondante est évidemment une limite inférieure de la charge que prendrait le voltamètre pour une durée infiniment petite, si le courant de dépolarisation n'existait pas. M. Blondlot démontre que, dans le cas de ses expériences, on peut prendre cette ordonnée OK comme représentant la charge elle-même. Supposons en effet qu'on recommence plusieurs fois la même expérience, toujours avec la même force électromotrice, mais en intercalant dans le circuit principal des résistances variables. La durée

nécessaire à la charge changera, et par suite les diverses courbes obtenues ne se superposeront pas; mais M. Blondlot vérifie que leurs asymptotes coupent l'axe au même point. Or, dans le cas d'une résistance indéfiniment décroissante, la partie de la courbe qui ne se confond pas avec l'asymptote disparaît, et par suite la charge indépendante du courant de dépolarisation se réduit précisément à OK.

Pour exécuter ses expériences, M. Blondlot emploie, comme force électromotrice, une dérivation connue prise sur le circuit d'un élément Daniell. L'établissement et l'interruption du circuit principal et la fermeture du circuit secondaire sont effectués à l'aide d'un pendule P (fig. 123) en communication

Fig. 123.



avec l'un des pôles de la pile et portant à sa partie inférieure une languette conductrice α . Celle-ci frotte contre une plaque β en communication permanente avec l'autre pôle de la pile, et dont la largeur est réglée de façon que le courant ne reste fermé que pendant un temps très court. A cet effet, cette lame

est fixée sur une plaque d'ébonite M et présente d'avant en arrière une série de largeurs différentes X_1, X_2, X_3, X_4 , de sorte qu'il suffit de déplacer un peu la plaque pour changer la durée de la fermeture du circuit. Aussitôt après avoir dépassé la plaque de contact, le pendule entre en communication avec une seconde lame ω qui ferme le circuit secondaire, lequel, grâce à une disposition spéciale, demeure fermé jusqu'à ce qu'il plaise à l'expérimentateur de réaliser une seconde expérience. L'une des électrodes du voltamètre est assez grande pour que sa polarisation puisse être négligée : la force électromotrice employée est donc équilibrée par la petite électrode seule. C'est la capacité de celle-ci que les expériences déterminent.

Chaque série d'expériences fixe la valeur de la capacité de l'électrode pour une force électromotrice déterminée. En combinant des séries d'expériences faites avec des forces électromotrices croissantes, on reconnaîtra comment varie la capacité de polarisation avec la force électromotrice. Voici les lois formulées par M. Blondlot :

1° *La capacité dépend de la force électromotrice.* La capacité calorifique dépend aussi de la température t , et l'on convient d'appeler *chaleur spécifique vraie* à la température t le rapport $\frac{dQ}{dt}$ de l'accroissement de la quantité de chaleur absorbée à l'élévation de température infiniment petite correspondante. M. Blondlot convient de même d'appeler *capacité vraie de polarisation* le rapport $\frac{dQ}{dE}$ de l'accroissement infiniment petit de la charge à l'accroissement de la force électromotrice, et il appelle *capacité initiale* celle qui correspond à une force électromotrice nulle.

2° *La capacité initiale est indépendante du sens de la polarisation.* — Elle est la même, que la petite électrode soit positive ou négative. En d'autres termes, les courbes obtenues dans les deux cas pour représenter la capacité vraie de polarisation sont la continuation l'une de l'autre. Remarquons que la capacité d'un condensateur ordinaire se montre aussi indépendante du signe de la charge des armatures.

3° *La capacité vraie d'une électrode est indépendante de la nature de l'électrolyte et dépend de la force électromotrice seulement.* — Nous renverrons au Mémoire original pour la démonstration de cette loi remarquable, qui ne ressortirait que d'une manière imparfaite de la construction des courbes représentant la capacité. Cette loi et la précédente réduisent la question de la capacité de polarisation à une simplicité relative qui n'avait pas été soupçonnée jusque-là.

Quant à la valeur absolue de la capacité de polarisation, elle est variable suivant l'état de l'électrode. Dans l'une des expériences de M. Blondlot, elle s'est trouvée de 0,0777 microfarads (millionièmes de farad) par millimètre carré, pour une électrode ayant séjourné plusieurs mois dans l'eau acidulée. Chauffée au rouge, la même électrode reprend une capacité initiale quatre fois plus grande, soit de 0,3108 microfarads. La différence de ces résultats tient probablement à l'incertitude qui règne sur la vraie surface qu'il convient d'attribuer à une électrode de platine : ce métal est extrêmement poreux, et, quand ses pores sont remplis de gaz, la surface active se trouve réduite dans un rapport considérable.

L'épaisseur d'un condensateur ayant par millimètre carré la plus petite des capacités mesurées par M. Blondlot serait d'environ un millionième de millimètre.

COUCHES ÉLECTRIQUES DOUBLES. — Quelles que soient les causes intimes de la variation de la capacité de polarisation, une électrode polarisée peut être considérée comme revêtue superficiellement de deux couches égales d'électricité contraire qui, par leur présence, déterminent la force électromotrice dont l'électrode polarisée est le siège. C'est ce que M. Helmholtz (1) appelle *une couche double d'électricité*. L'énergie dépensée dans l'acte de la dépolarisation est l'énergie électrique de cette couche double, ou du condensateur équivalent.

Le circuit d'une pile constante présente normalement des forces électromotrices, analogues aux forces électromotrices

(1) HELMHOLTZ, *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, 3 novembre 1881, *Journal de Physique*, 2^e série, t. 1, p. 330.

de polarisation; leur existence nous est révélée par le courant auquel ces piles donnent naissance dès qu'on ferme leur circuit. Ces forces électromotrices ont pour siège les diverses surfaces de contact des conducteurs métalliques ou électrolytiques de la pile. Nous ne pouvons en fournir d'explication qu'en admettant qu'elles sont dues à la présence d'une couche double à chacune des surfaces actives. Nous ignorons, il est vrai, le mécanisme qui permet à ces couches doubles de subsister en circuit ouvert ou fermé, sans se recombinaient directement à travers la surface même qu'elles revêtent : il se rapporte aux actions encore inconnues que l'électricité et la matière exercent l'une sur l'autre. Nous savons seulement que, tandis que les couches doubles développées par polarisation s'épuisent en dépensant leur énergie dans le circuit qu'on leur ouvre, les couches doubles des piles constantes se renouvellent incessamment par une dépense locale d'énergie calorifique (piles thermo-électriques), chimique (piles hydro-électriques), etc.

Sous ce point de vue, la polarisation n'est qu'une modification de la couche double préexistante à une surface de contact métal-électrolyte, et suivant la grandeur relative des forces électromotrices normale et de polarisation, il pourra se faire que la couche double d'une électrode polarisée s'annule ou même change de signe. Nous ne tarderons pas à en trouver des exemples.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE XI.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROCAPILLAIRES.

Expériences de M. Lippmann. — Interprétation de M. Helmholtz. — Électromètre capillaire de M. Lippmann. — Électromoteurs capillaires. — Expériences de M. Pellat. — Mesure des forces électromotrices de contact vraies. — Application du principe de la conservation de l'énergie aux phénomènes électrocapillaires. — Moteur électrocapillaire. — Phénomènes de transport. — Endosmose électrique.

EXPÉRIENCES DE M. LIPPMANN (1). — **INTERPRÉTATION DE M. HELMHOLTZ.** — Nous avons admis que la polarisation des électrodes est accompagnée de modifications des surfaces en regard du métal et de l'électrolyte, modifications accompagnées d'une absorption d'énergie déterminée. Or on connaît déjà un moyen de modifier la surface d'un liquide par une dépense d'énergie; elle consiste simplement à la déformer. Reprenons, par exemple, une expérience bien connue que nous avons réalisée dans l'étude de la capillarité (*fig. 124*). Deux tubes A et B, de diamètres différents, contiennent de l'eau : celle-ci s'élève dans le tube B d'une hauteur h au-dessus du niveau moyen de A et présente un ménisque concave; mais, dès qu'elle atteint l'orifice O du tube B, on peut continuer d'ajouter de l'eau en A au-dessus du niveau mm' sans faire écouler de liquide : la surface O se déforme, de concave devient plane, puis convexe, en accumulant une quantité d'é

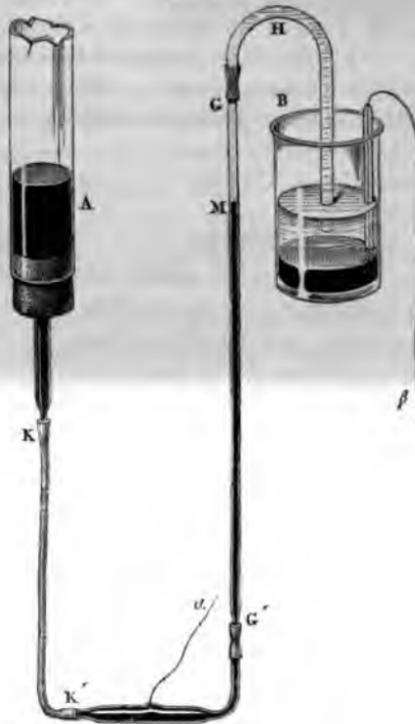


(1) LIPPMANN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5^e série, t. V, p. 494; 1875

nergie égale à celle de la chute d'une colonne liquide, de section égale à la section s du tube b , tombant d'une hauteur égale à la moitié de mn .

Au lieu de modifier la courbure d'une surface, il reviendrait au même de faire varier la constante capillaire du liquide, si l'on en avait le moyen. Celui-ci a été découvert par M. Lippmann. Mettons le mercure du tube GG' (*fig. 125*) en relation

Fig. 125.



avec le pôle négatif d'une pile, et employons pour électrode positive une couche de mercure placée au fond de l'éprouvette B et de très large surface, l'intervalle entre les deux mercures étant rempli d'acide sulfurique étendu. Dans ces conditions, si la force électromotrice est insuffisante pour décomposer l'eau acidulée, il y a absorption d'une certaine

quantité d'énergie pour polariser la petite surface de mercure, tandis que la grande surface n'éprouve pas de polarisation sensible. Or on constate en même temps que la différence de niveau du mercure dans les vases A et GG' augmente d'autant plus que la polarisation est plus forte ; et, comme la courbure de la surface M reste très sensiblement hémisphérique, puisque l'eau acidulée mouille le tube et que celui-ci est très étroit, il faut que la constante capillaire ait augmenté avec la différence de potentiel, c'est-à-dire avec la force électromotrice de polarisation. Quand on réunit les électrodes α et β , la surface M se dépolarise et revient aussitôt à sa position primitive.

La polarisation par l'hydrogène d'une surface de mercure en contact avec l'eau acidulée augmente donc la constante capillaire relative à cette surface : cette augmentation constitue un travail positif et correspond à une absorption d'énergie. M. Lippmann a étudié comment la constante capillaire varie avec la force électromotrice de polarisation, et il a constaté qu'elle augmente jusqu'à une force électromotrice de 0^{volt}.97 : elle est alors 1,47 fois plus grande que pour une polarisation nulle ; au delà elle décroît quand la force électromotrice augmente jusque vers 2^{volt}.2, et il est impossible de pousser plus loin les expériences, à cause de la décomposition de l'eau. Sans rien préjuger sur la nature intime de la polarisation, on voit donc qu'elle entraîne comme conséquence une modification de la constante capillaire, dont la loi élémentaire reste d'ailleurs à déterminer.

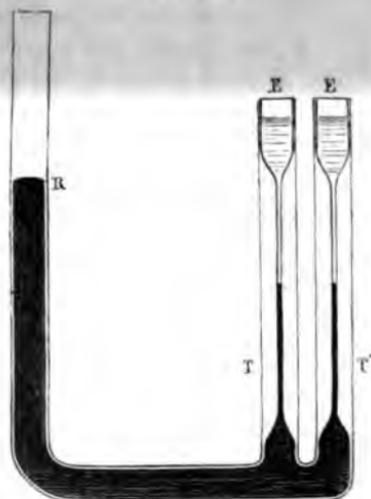
On peut se faire une idée plus précise des phénomènes électrocapillaires si l'on remarque, avec M. Helmholtz (¹), que la surface de contact mercure-eau acidulée est le siège d'une couche double d'électricité susceptible d'être modifiée par la polarisation ; les forces électriques résultant de cette couche double s'ajoutent aux forces capillaires proprement dites et les modifient. Par une polarisation convenable, on peut arriver à détruire complètement la couche double normale et, les

(¹) HELMHOLTZ, *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, novembre 1881 ; *Journal de Physique*, 2^e série, t. 1, p. 328.

forces capillaires agissant alors seules, la constante capillaire prendra sa valeur maximum ; car : 1° un changement de signe des couches doubles ne modifie pas l'attraction qu'elles exercent l'une sur l'autre ; 2° cette attraction agit en sens inverse des actions capillaires, ainsi qu'on peut s'en convaincre par une étude approfondie de l'équilibre de la double couche superficielle électrisée. S'il en est ainsi, il existe normalement entre le mercure et l'eau acidulée une force électromotrice égale à 0^{volts},97 et dans un sens tel que l'électricité positive de la couche double est du côté du mercure et l'électricité négative vers l'eau acidulée. Nous trouverons bientôt la preuve expérimentale de cette assertion.

M. Lippmann a cherché comment varie la constante capillaire du mercure quand on change le liquide électrolytique avec lequel on le met en contact. M. Lippmann (1) emploie un tube R (fig. 126) en communication avec deux tubes capil-

Fig. 126.



laires T et T' dans l'un desquels il place de l'eau acidulée normale, tandis que dans le second il ajoute à cette eau aci-

(1) *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VII, p. 213; 1878.

dulée diverses substances, telles que acide chromique, bichromate ou permanganate de potasse, hyposulfite de soude, etc. Aussitôt le liquide cesse d'être de niveau dans les deux tubes ; mais, si l'on établit une communication métallique entre les deux liquides, l'égalité de niveau se rétablit rigoureusement. Il semble résulter de cette expérience que, pour tous les liquides mis en contact avec le mercure, la constante capillaire est la même fonction de la différence électrique ou force électromotrice. On doit rapprocher cette loi du résultat obtenu plus récemment par M. Blondlot relativement à la capacité de polarisation et que nous avons indiqué ci-dessus.

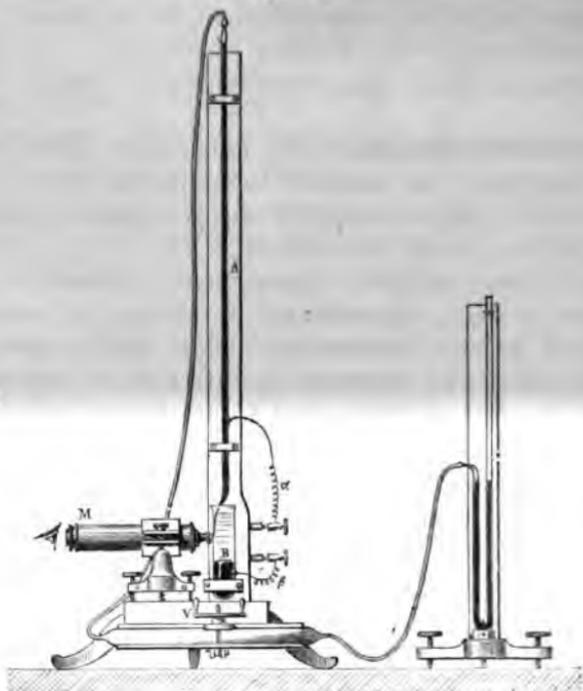
ÉLECTROMÈTRE CAPILLAIRE. — M. Lippmann a utilisé les propriétés capillaires du mercure au contact de l'eau acidulée pour réaliser le plus curieux et le plus précis des électromètres employés dans l'étude des courants.

Sous sa forme actuelle, l'électromètre capillaire est formé d'un tube A (*fig. 127*) contenant du mercure, et terminé par une pointe ouverte extrêmement effilée. Cette pointe plonge dans un tube large contenant du mercure, et au-dessus du mercure de l'eau acidulée au $\frac{1}{6}$ ($\frac{1}{6}$ en volume d'acide sulfurique concentré pur) dans laquelle plonge le tube effilé. Une électrode de platine α est soudée dans le verre du tube, une autre β dans celui de la cuvette, et ces électrodes communiquent soit à deux bornes comme l'indique la figure, soit à deux surfaces platinées, l'une fixe, l'autre portée par un ressort sur lequel il suffit d'appuyer pour fermer le circuit de l'électromètre. Un microscope M, muni d'un micromètre oculaire, est pointé sur la partie capillaire du tube A ; on amène le niveau du mercure sous la croisée des fils du réticule au point où le ménisque du mercure s'arrête lorsque le circuit de l'électromètre est fermé. On peut exercer une pression plus ou moins grande à la surface du mercure du tube A, à l'aide d'une poire en caoutchouc, comprimée par la vis V, et en relation d'une part avec le tube A, d'autre part avec un manomètre qui est représenté à droite sur la figure.

On peut se servir de l'appareil de deux manières : 1° on le gradue d'avance en cherchant quelles sont les pressions, me-

surées au manomètre, qu'il convient d'exercer pour ramener le mercure sous la croisée des fils pour une force électromotrice déterminée quelconque inférieure à $0^{\text{volt}},97$; on met ensuite les forces électromotrices à mesurer en relation avec les deux bornes de l'électromètre, en ayant soin de placer le pôle négatif en communication avec le mercure du tube ; le mercure

Fig. 127.



rentre aussitôt dans le tube par suite de l'accroissement de sa constante capillaire. On détermine, au moyen de la poire et du manomètre, la pression nécessaire pour ramener le ménisque sous la croisée de fils ; en se reportant à la table de graduation de l'appareil, on aura immédiatement la valeur en volts de la force électromotrice.

2° Il est préférable, quand on le peut, d'employer l'électromètre capillaire dans un circuit contenant, outre la force

électromotrice qu'on veut évaluer, une force électromotrice inverse, par exemple une dérivation prise sur le circuit de 1^{er} Daniell et dont on fait varier la résistance jusqu'à équilibrer la force électromotrice considérée. L'électromètre revient alors à son zéro et l'on n'a plus besoin de recourir à sa table de graduation.

L'usage de cet électromètre est aussi simple que sûr. Sa sensibilité est extrême; certains instruments manifestent par un déplacement sensible de la colonne de mercure une force électromotrice de $\frac{1}{10000}$ de volt.

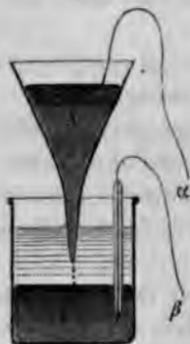
En éclairant vivement le tube de l'électromètre et remplaçant le microscope par un système de lentilles convenablement placé, on peut projeter sur un écran une image très agrandie du tube de l'électromètre et se dispenser ainsi de l'observation au microscope, toujours fatigante. On peut montrer à tout un auditoire le fonctionnement de l'instrument et le faire servir à diverses expériences de cours.

Pour que l'électromètre fonctionne bien, il faut que son tube soit parfaitement mouillé par l'eau acidulée. Quand l'appareil n'a pas servi depuis longtemps, il faut donc faire osciller la colonne mercurielle à l'aide de la poire de caoutchouc ou par une force électromotrice convenable, que l'on établit et que l'on supprime alternativement. Si, par mégarde, on a soumis l'électromètre à l'action d'une polarisation par l'oxygène un peu énergique, la surface métallique est altérée, ce qui n'arrive jamais quand on la polarise par l'hydrogène. Il faut alors se servir de la poire de caoutchouc ou imprimer à l'appareil des secousses brusques, de manière à faire écouler un peu de mercure du tube dans la cuvette et à renouveler la surface de contact altérée.

ÉLECTROMOTEURS CAPILLAIRES. — Si la polarisation d'une surface de contact eau acidulée-mercure a pour conséquence une variation de la constante capillaire et une déformation de la surface de contact, réciproquement il suffit de déformer la surface de contact eau acidulée-mercure pour donner naissance à une force électromotrice qui tend à reproduire la courbe primitive.

Pour déformer la surface eau-mercure, on peut incliner le vase qui contient le mercure, ou déprimer sa surface en un point, ou bien, au moyen d'une pipette dont le bec plonge dans le mercure, ajouter ou retirer du mercure. Pour constater la production de la force électromotrice, on mettra le vase sur lequel on opère en communication avec un second disposé de la même manière, soit à l'aide d'un petit siphon plein d'eau acidulée, ou d'une mèche de coton, ou de papier à filtre. Les deux électrodes, en communication avec un électromètre ou un galvanomètre, plongent dans le mercure des deux verres.

Fig. 128.



On peut établir, sur le principe de ces expériences, un véritable producteur d'électricité, donnant naissance à un courant continu. Un entonnoir effilé (*fig. 128*) contient du mercure qui s'écoule goutte à goutte par la pointe à travers l'eau acidulée. L'écoulement de chaque goutte produit une augmentation de la surface de contact, par suite une électrisation du mercure A. Sa disparition en B est accompagnée d'une diminution de la surface de contact, par suite d'une électrisation inverse de B. Il y a donc production continue d'électricité aux dépens de l'énergie de la chute.

EXPÉRIENCE DE M. PELLAT. — On peut appliquer le principe de l'électromoteur capillaire à la mesure de la force électromotrice normale qui a pour siège la surface de contact mercure-eau acidulée (force électromotrice de contact vraie). A cet effet, M. Pellat (¹) polarise cette surface à l'aide d'une force électromotrice variable qu'il cherche à régler de manière à annuler la couche double qui la recouvre.

A quel caractère reconnaîtra-t-on que ce résultat est atteint? Si les charges d'électricité contraires en regard de part et d'autre de la surface eau acidulée-mercure sont nulles, et qu'on vienne à étirer ou à rétrécir cette surface, on fait une

(¹) PELLAT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 374; 1887.

opération analogue à celle qui consisterait à faire varier la capacité d'un condensateur dont les deux armatures seraient au même potentiel. Il ne peut en résulter aucun mouvement électrique. Le caractère auquel on reconnaîtra que l'on a ramené à 0 la force électromotrice de contact mercure polarisé-eau acidulée sera donc que l'extension de la surface de contact cesse d'être une source d'électricité.

En opérant ainsi, M. Pellat a trouvé, conformément aux prévisions de M. Helmholtz, et aux résultats obtenus par M. A. König, par une méthode analogue (¹), que la différence de potentiel normale mercure-eau acidulée, est égale et de signe contraire à la force électromotrice de polarisation qu'il faut y développer pour rendre maximum la constante capillaire A. On sait que cette constante croît d'abord quand on polarise le mercure par l'hydrogène; le mercure est donc positif par rapport à l'eau acidulée; la constante capillaire atteint son maximum pour une polarisation égale à $0^{\text{m}}0,97$. C'est aussi le nombre qu'a trouvé M. Pellat en cherchant à rendre nulle la production d'électricité résultant d'une extension de la surface.

MESURE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES DE CONTACT VRAIES. — On peut imaginer que la surface de contact de deux conducteurs quelconques, électrolytiques ou non, est le siège de couches doubles, analogues à celle dont nous venons de constater expérimentalement l'existence à la surface de contact mercure-eau acidulée; c'est-à-dire telles que, si l'on fait varier l'étendue de ces surfaces, on modifie leur charge, mais non la force électromotrice de contact qui les caractérise. Jusqu'à ces derniers temps, on ne possédait aucun moyen de mesurer individuellement ces forces électromotrices, ni par conséquent de décider si toutes les surfaces de contact comprises dans une pile contribuent à produire la force électromotrice résultante mesurée par les phénomènes du courant. Cette lacune a été partiellement comblée grâce à l'observation des phénomènes électro-capillaires.

(¹) HELMHOLTZ, *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, novembre 1881: *Journal de Physique*, 2^e série, t. 1, p. 328.

Désignons en général par le symbole

$$\text{www.libtool.com} \mid \text{A} \mid \text{B}$$

la force électromotrice correspondant à la surface de contact de deux corps A et B, et considérons-la comme positive quand, pour aller de A à B, on traverse la couche double recouvrant la surface du côté positif au côté négatif. Pour aller de B à A on la traversera du côté négatif au positif, et l'on aura, par définition,

$$\text{A} \mid \text{B} = - \text{B} \mid \text{A}.$$

Soit maintenant un circuit comprenant un nombre quelconque de métaux et d'électrolytes, et partons d'un point P, situé dans l'un des conducteurs, pour revenir au même point, après avoir traversé tout le circuit. La force électromotrice résultante sera la somme algébrique de celles qui correspondent à toutes les surfaces de contact successivement traversées

$$E = \text{A} \mid \text{B} + \text{B} \mid \text{C} + \dots + \text{P} \mid \text{Q} + \text{Q} \mid \text{A}.$$

Si le circuit ne comprend que des conducteurs métalliques à température uniforme, l'expérience apprend que l'on a toujours $E = 0$. Par suite

$$\text{A} \mid \text{Q} = - \text{Q} \mid \text{A} = \text{A} \mid \text{B} + \text{B} \mid \text{C} + \dots + \text{P} \mid \text{Q};$$

c'est la loi de Volta. Mais il se pourrait aussi que chacune des forces électromotrices invoquées fût nulle individuellement. Nous ne tarderons pas à voir qu'il ne peut en être ainsi.

Si le circuit comprend au moins un électrolyte, la somme E est, en général, différente de zéro, et l'on peut, dans des cas particuliers, déterminer la valeur absolue de l'une des forces électromotrices de contact.

Ainsi, MM. Bichat et Blondlot (*) ont utilisé la propriété du maximum de la constante capillaire pour la recherche de la force électromotrice de contact vraie de deux électrolytes L

(*) BICHAT et BLONDLOT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. C. p. 791; 1885.

et L'. A cet effet, ils constituent une pile ayant pour électrodes deux mercures baignés respectivement par ces deux liquides. La force électromotrice de la pile ainsi constituée est égale à la somme

$$M | L + L | L' + L' | M,$$

et se mesure par les méthodes ordinaires. On déterminera séparément les forces électromotrices $M | L$ et $M | L'$, en cherchant, par des dispositions analogues à celle de l'électromètre capillaire, les valeurs des forces électromotrices de polarisation qui rendent maximum les constantes capillaires correspondantes. La force électromotrice de contact vraie $L | L'$ s'obtient par différence.

MM. Bichat et Blondlot ont ainsi trouvé pour la force électromotrice vraie entre l'eau acidulée et le sulfate de soude au $\frac{1}{10}$ la valeur $-0^{\text{volt}},226$ sulfate de soude positif; de même, pour la dissolution de potasse aux $\frac{2}{3}$ et la dissolution de sulfate de soude au $\frac{1}{10}$, la force électromotrice vraie est $-0^{\text{volt}},536$.

M. Pellat (1) a déterminé par la méthode décrite ci-dessus (voir p. 316*) la force électromotrice vraie entre le mercure et l'amalgame de zinc liquide. Pour cette dernière substance, mise en contact avec l'eau acidulée, la force électromotrice de contact est presque nulle ($0^{\text{volt}},02$); la pile mercure, eau acidulée, amalgame de zinc, a d'ailleurs pour force électromotrice $1^{\text{volt}},44$. On en déduit pour la force électromotrice de contact vraie mercure-amalgame de zinc

$$1^{\text{volt}},44 - 0^{\text{volt}},97 + 0^{\text{volt}},02 = 0^{\text{volt}},49.$$

Or, on sait que la substitution du zinc pur à l'amalgame de zinc ne modifie pas sensiblement la force électromotrice d'une pile. On doit en conclure que la force électromotrice de contact mercure-zinc solide différerait très peu de $0^{\text{volt}},49$. La force électromotrice de contact des métaux est donc, en général, différente de zéro. Elle contribue à produire la force électromotrice des piles au même titre que les forces électromotrices de contact d'un métal et d'un électrolyte ou de deux électrolytes.

(1) PELLAT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. VI, p. 376; 1887.

APPLICATION DU PRINCIPE DE LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE AUX PHÉNOMÈNES ÉLECTROCAPILLAIRES. — Soit A la valeur de la constante capillaire du mercure en contact avec l'eau acidulée, correspondant à la force électromotrice x . Quand la surface du mercure éprouve un accroissement dS , le travail élémentaire des forces capillaires est $-A dS$. D'ailleurs la quantité d'électricité positive dQ qui traverse la surface en allant de l'eau au mercure est fonction de la variation de la force électromotrice, et l'on peut poser

$$(1) \quad dQ = X dS + Y S dx.$$

X peut s'appeler la *capacité électrique de la surface à force électromotrice constante* : c'est la quantité d'électricité qui passe, rapportée à une variation de surface égale à l'unité; Y est la *capacité électrique à surface constante*; c'est la quantité d'électricité qui passe à surface constante, rapportée à l'unité de surface, et pour une variation égale à 1 de la force électromotrice.

Par exemple, si l'on met les deux électrodes de mercure en relation avec une source de capacité indéfinie, caractérisée par une force électromotrice fixe, et qu'on déforme la surface de contact, l'équation (1) se réduira à

$$dQ = X ds;$$

elle se réduirait à

$$dQ = Y S dx,$$

si, par exemple, dans l'électromètre, la pression était réglée automatiquement de manière à maintenir invariable la forme de la surface : Y correspondrait alors exactement à ce que nous avons nommé la *capacité vraie* de polarisation dans le cas d'une électrode solide.

Considérons une surface polarisée, qui accomplit une série de déformations constituant un cycle fermé. L'accroissement de l'énergie mécanique est $\int A dS$; l'accroissement de l'énergie électrique est $\int x dQ$ et, comme l'énergie totale ne peut avoir varié, on a nécessairement, après un cycle complet,

$$\int (x dQ + A dS) = 0,$$

quel que soit le cycle et pourvu qu'il soit fermé. Il faut donc que la quantité sous le signe \int ,

$$(xX + A) dS + xYS dx,$$

soit une différentielle exacte, c'est-à-dire que l'on ait

$$\frac{d(xX + A)}{dx} = \frac{d(xYS)}{dS};$$

ou, puisque Y est indépendant de S,

$$(2) \quad \frac{d(xX + A)}{dx} = xY.$$

M. Lippmann obtient une seconde relation entre X et Y en exprimant qu'après un cycle complet la quantité totale d'électricité qui a traversé la surface est nulle,

$$\int dQ = 0,$$

quel que soit le cycle. Il faut donc encore que dQ soit une différentielle exacte ou que

$$(3) \quad \frac{dX}{dx} = \frac{d(YS)}{dS} = Y.$$

Effectuant l'opération indiquée dans le premier membre de (2) et tenant compte de (3), on trouve

$$(4) \quad X = - \frac{dA}{dx},$$

et par suite

$$(5) \quad Y = - \frac{d^2 A}{dx^2}.$$

Les deux capacités définies précédemment sont donc, au signe près, les deux premières dérivées de A par rapport à x .

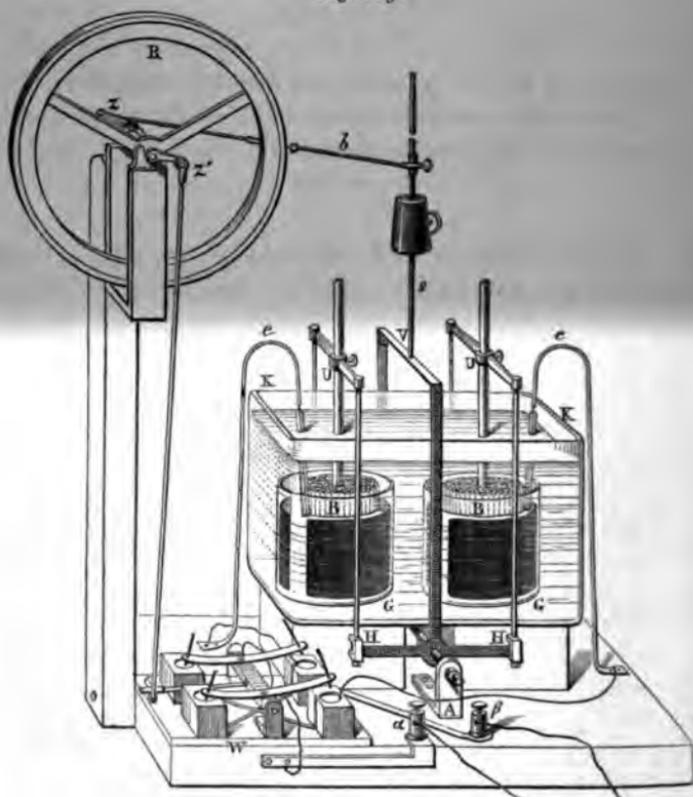
Quand la constante capillaire est maximum, $\frac{dA}{dx} = 0$, c'est-à-dire que X est nul. C'est la propriété utilisée par M. Pellat

dans la recherche des forces électromotrices de contact vraies (voir p. 316* et 319*).

MOTEUR ÉLECTROCAPILLAIRE. — Une surface de mercure qui parcourt un cycle fermé constitue, d'après ce qui précède, un appareil capable de transformer une quantité indéfinie de travail électrique en travail mécanique ou inversement, suivant le sens dans lequel le cycle est parcouru. M. Lippmann l'a démontré expérimentalement à l'aide de l'appareil suivant.

Deux verres G, G, contenant du mercure (fig. 129), sont

Fig. 129.



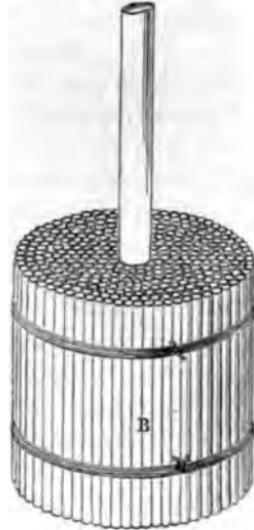
placés dans une auge de verre KK, remplie d'eau acidulée. Dans le mercure de chaque verre plonge un faisceau B (fig. 130),

formé de tubes de verre de 2^{mm} de diamètre, ouverts aux deux bouts. Chaque faisceau est serré par du fil de platine et porte suivant son axe une baguette de verre qui sert, comme la tige d'un piston, à transmettre au dehors le mouvement de va-et-vient que le faisceau reçoit. Chacun des faisceaux est entièrement rempli de liquide, d'eau acidulée en haut, de mercure en bas. Le mercure subit, à l'intérieur des tubes aussi bien que dans l'intervalle qui les sépare, une dépression capillaire, et, par suite, le faisceau se trouve soumis de bas en haut à une poussée égale au poids du mercure déplacé, et il appuie contre l'arc métallique V auquel la tige centrale est fixée. Cet arc est lui-même adapté à l'extrémité d'une sorte de fléau de balance H qui est en équilibre dans la situation horizontale par l'effet des actions égales des deux faisceaux, tout au moins tant que le mercure des deux verres est au même potentiel.

Mais, si l'on vient à introduire une force électromotrice entre les deux masses de mercure à l'aide des tiges métalliques *e, e*, qu'on met en relation avec les deux pôles d'une pile, aussitôt la constante capillaire prend des valeurs différentes dans les deux vases, les poussées éprouvées par les deux faisceaux deviennent inégales, et le fléau s'incline; ce mouvement peut avoir pour conséquence de faire basculer un commutateur W qui renverse le signe de la force électromotrice entre les deux masses de mercure, et par suite le sens de la poussée la plus forte : le fléau s'incline en sens contraire et ainsi de suite. Après une double oscillation les surfaces eau-mercure ont parcouru un cycle fermé qui se reproduit indéfiniment.

Le mouvement d'oscillation du balancier est aisément transformé en mouvement de rotation par les leviers *s, b, z*. L'axe du volant produit à son tour le mouvement de bascule du

Fig. 130.



commutateur par les leviers z'. Un élément Daniell dont les deux pôles sont attachés au commutateur suffit pour produire le mouvement avec une vitesse de 100 à 200 tours par minute.

La puissance d'un tel moteur peut théoriquement être aussi grande qu'on veut sous un volume donné, puisque son activité ne dépend que de la variation de la surface du contact, et qu'on peut supposer, sous un volume donné, cette surface aussi grande que l'on veut.

On peut remplacer l'élément Daniell par un galvanomètre et faire tourner à la main le volant de la machine : le galvanomètre est dévié dans un sens ou en sens contraire, suivant le sens de la rotation qu'on imprime à l'appareil.

MOUVEMENTS ÉLECTRIQUES DU MERCURE. — Considérons une masse de mercure immergée dans l'eau acidulée parcourue par un courant électrique. La force électromotrice de polarisation, par suite la tension superficielle, prend une valeur variable d'un point à l'autre de la surface; la surface du mercure doit donc devenir le siège de mouvements tangentiels et le mercure est entraîné des points où la tension superficielle est la plus faible vers ceux où elle est la plus forte. Si la masse de mercure repose sur un fond horizontal rugueux, le mouvement de la surface entraînera le mouvement de la masse de mercure elle-même. Ainsi s'expliquent une multitude de phénomènes décrits et étudiés particulièrement par Gerboin ⁽¹⁾, Erman ⁽²⁾, J.-F.-W. Herschel ⁽³⁾, Gore ⁽⁴⁾, Draper ⁽⁵⁾, Paalzow ⁽⁶⁾ et Quincke ⁽⁷⁾.

Par exemple, Gerboin reconnut que l'eau acidulée traversée par un courant est violemment agitée au contact du mercure; il se produit des tourbillons qu'on peut mettre en évidence à

(1) GERBOIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 1^{re} série, t. XLI, p. 196; 1801.

(2) ERMAN, *Gilbert's Annalen*, XXII, p. 261; 1809.

(3) J.-F.-W. HERSCHEL, *Annales de Chimie et de Physique*, XXVIII, p. 280, et *Phil. Trans.*, p. 162; 1824.

(4) GORE, *Phil. Mag.*, 4^e série, t. XIX, p. 139; 1860.

(5) DRAPER, *Phil. Mag.*, 3^e série, t. XXVI, p. 185; 1845.

(6) PAALZOW, *Pogg. Ann.*, CIV, p. 419; 1858.

(7) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, CXXXIX, p. 20; 1870, et CLIII, p. 261; 1874.

l'aide d'une poudre inerte, sciure de bois ou cire d'Espagne. Le courant pénétrant dans le mercure par certains points et sortant par d'autres, il y a des forces électromotrices entre ces divers points et les déplacements tangentiels du mercure s'effectuent perpendiculairement aux lignes équipotentielles : ils se communiquent par frottement à la masse même de l'eau.

Erman reconnut que, si l'on approche d'une goutte de mercure, dans l'eau acidulée, deux électrodes de platine, on voit à la surface du mercure des courants qui divergent à partir des électrodes, pour se heurter le long d'une ligne fermée qui les sépare et forme à la surface du mercure une arête saillante. Ce phénomène se produit quand la force électromotrice de polarisation au voisinage du fil positif dépasse $0^{\text{vol}},97$; alors la tension superficielle croît à partir de ce pôle jusqu'à un maximum correspondant aux points où la force électromotrice de polarisation est de $0^{\text{vol}},97$ pour décroître au delà vers le pôle négatif. Il y aura donc barre liquide aux points où la force électromotrice de polarisation est égale à $0^{\text{vol}},97$, et où la tension superficielle est maximum.

Avec des courants plus faibles, le maximum se produit au voisinage du pôle positif, et alors, si la goutte est posée sur un plan rugueux, elle recule du pôle négatif vers le pôle positif. Ce phénomène a encore été observé par Erman. Herschel et Gore ont reconnu qu'on peut remplacer le mercure par un alliage étain-plomb-bismuth fondu sous l'eau sucrée, soit par divers métaux (cadmium, étain, plomb, bismuth) fondus sous du cyanure de potassium.

ENDOSMOSE ÉLECTRIQUE. — Reuss ⁽¹⁾ et Porret ⁽²⁾ observèrent les premiers que, quand on électrolyse un liquide dans un voltamètre dont les deux électrodes sont séparées par un vase poreux, le volume du liquide diminue au pôle positif et augmente au pôle négatif. MM. Wiedemann ⁽³⁾ et Quincke ⁽⁴⁾ ont étudié ce phénomène et établi qu'il se produit d'autant

(1) REUSS, d'après Wiedemann, *Galvanismus*, t. I, p. 391; 2^e édition.

(2) PORRET, *Pogg. Ann.*, XII, p. 618; 1828.

(3) WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, LXXXVII, p. 321; 1852.

(4) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, t. CXIII, p. 513, et CXXXI, p. 150; 1861-67.

plus énergiquement que le liquide conduit plus mal; que la quantité de liquide transportée est proportionnelle à l'intensité du courant et indépendante de la largeur et de l'épaisseur du diaphragme poreux, tout au moins dans les limites des expériences. Mais, si l'on oppose à l'endosmose électrique une pression antagoniste suffisante pour l'empêcher de se produire, on trouve que celle-ci est en raison inverse de la surface et proportionnelle à l'épaisseur de la paroi poreuse, c'est-à-dire proportionnelle à l'effort qu'il faudrait exercer pour faire écouler par la paroi poreuse, sous l'influence de la pression seule, une quantité de liquide invariable, d'après la loi de Poiseuille et les observations sur les corps poreux que nous avons indiquées dans le Tome I de cet Ouvrage (1).

D'après ces résultats, il est probable que le corps poreux agit principalement pour empêcher le retour en arrière du liquide transporté par le courant. En effet, M. Quincke a observé les mêmes phénomènes de transport effectués sans diaphragme, en mettant un tube étroit, légèrement incliné, en communication avec un vase à large surface contenant l'électrolyte : il faisait passer le courant d'une machine électrique entre deux fils de platine contenus dans le tube, et observait une ascension ou une dépression du liquide suivant la direction du courant. Le transport se fait dans le sens du courant pour la plupart des liquides et en sens contraire pour quelques autres, par exemple l'essence de térébenthine. La nature des parois du tube a une influence sur la quantité de liquide transportée.

Fig. 131.



Nous pouvons rapprocher des expériences de M. Quincke les résultats obtenus par M. Gernez(2). Ce physicien emploie un tube fermé A (fig. 131) à l'intérieur duquel est soudé un tube ouvert B :

tous deux contiennent un même liquide au-dessus duquel on a fait le vide à l'intérieur de l'appareil.

(1) Voir t. I, 2^e fascicule.

(2) GERNEZ, *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, p. 361; 1879.

Quand on met les deux masses liquides en communication avec les pôles d'une machine de Holtz, à l'aide des fils conducteurs *a* et *b*, il se produit une distillation apparente du pôle positif vers le pôle négatif. La quantité de liquide transportée est proportionnelle à la durée de l'expérience; elle est très peu influencée par des différences de température de quelques degrés produites artificiellement entre les deux masses liquides; d'ailleurs on ne constate dans ces expériences qu'une différence de température absolument insignifiante des deux électrodes.

La distillation apparente observée par M. Gernez se produit non par l'intermédiaire de la vapeur, mais par suite d'un grimpeur du liquide contre la paroi; pour s'en convaincre, il suffit d'interrompre quelque part la continuité de la couche liquide en enduisant intérieurement la paroi du tube d'un corps, comme la stéarine qui empêche l'eau de mouiller le verre : on n'observe plus alors la moindre trace de distillation apparente.

L'interprétation de ces phénomènes (et d'autres plus complexes, relatifs au mouvement de petits corps solides, de grains d'amidon par exemple, en suspension dans le liquide électrolytique) est encore trop incertaine pour que nous jugions utile de nous y appesantir plus longtemps.

Nous nous bornerons à indiquer l'existence d'un phénomène inverse des précédents. Quand on chasse un liquide à travers une paroi poreuse AB (*fig. 132*), on produit une force électromotrice entre les points A et B : le sens des potentiels décroissants est celui du mouvement du liquide (¹). On obtient aussi une force électromotrice de même sens entre les points A et B d'un tube capillaire à travers lequel on fait écouler de l'eau (²).

Fig. 132.



(¹) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, CXIII, p. 559.

(²) ZÖLLNER, *Pogg. Ann.*, CXLVIII, p. 640; 1873. — EDLUND, *Wied. Ann.*, t. I, p. 161; 1877. — DORN, *Pogg. Ann.*, CLVI, p. 271; 1877.

www.libtool.com.cn

CHAPITRE XII.

PILES.

Pile de Volta. — Ses diverses formes. — Piles à courant constant. — Pile de Daniell. — Ses diverses formes. — Piles de Bunsen, de Grove, etc. — Piles à un seul liquide et à élément dépolarisant. — Forces électromotrices des piles usuelles.

L'étude des diverses circonstances de l'électrolyse et de la polarisation était le préambule obligé d'une étude didactique des piles. Après avoir examiné de près et dans leurs particularités ces phénomènes complexes, nous serons maintenant en mesure d'étudier utilement les modifications successives qu'a subies la pile primitive, imaginée par Volta, et de nous rendre compte des perfectionnements qui ont produit les types usités aujourd'hui dans les laboratoires scientifiques et industriels (1).

PILE DE VOLTA. — SES DIVERSES FORMES. — A la suite d'une discussion mémorable avec son compatriote Galvani et d'autres savants contemporains, Volta fut conduit à la découverte de la pile. Cette discussion, qu'on ne peut considérer, même aujourd'hui, comme définitivement close, n'est pas liée d'une manière nécessaire à l'étude de la pile : c'est pourquoi nous n'avons pas cru devoir nous astreindre, dans l'exposition des phénomènes fondamentaux relatifs au courant, à suivre l'ordre historique des découvertes; nous avons préféré lier d'abord entre eux le plus de faits possible, sans introduire prématuré-

(1) Pour l'étude des innombrables modèles de piles qui ont été proposés et appliqués, on consultera avec fruit l'excellent *Traité théorique et pratique des piles électriques*, par A. Cazin, annoté et publié par M. Angot, Paris; 1881.

ment des hypothèses dont une étude déjà avancée des diverses manifestations de l'électricité peut seule faire apprécier la portée exacte et la probabilité.

Sous sa forme primitive, la pile de Volta, dite *pile à colonnes*, est représentée par la *fig. 133*. Des disques égaux de

Fig. 133.

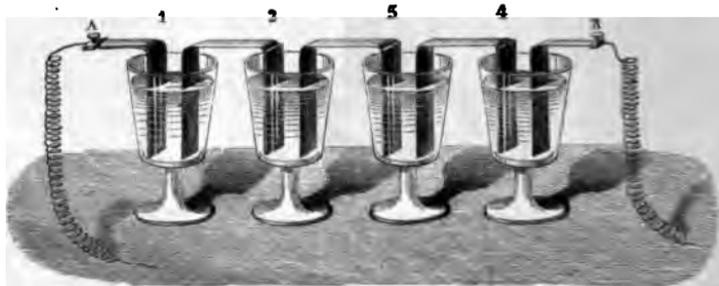


cuivre et de zinc sont superposés alternativement et chaque paire est séparée de la suivante par une rondelle mouillée de drap ou de castor. La colonne entière est soutenue par trois tiges de verre verticales A, B, C, enchâssées dans un socle en bois D, et maintenues à leur sommet par un disque percé de trois trous.

La force électromotrice individuelle de chaque couple varie peu, soit que l'on mouille les rondelles de drap avec de l'eau pure ou acidulée, mais il n'en est pas de même du courant qu'elle est apte à produire. On conçoit en effet que, dans le premier cas, l'action chimique qui entretient la dépense d'énergie du courant s'épuise en peu d'instants, et la force électromotrice de la pile est réduite par la polarisation à une valeur très faible; elle diminue encore, mais conserve une valeur plus considérable dans le cas où l'on emploie de l'eau acidulée ou contenant des sels en dissolution. Alors aussi les disques de zinc s'altèrent rapidement, et l'on doit se hâter de démonter la pile aussitôt qu'on s'en est servi, et décaper avec soin les métaux avant de la remonter. La manipulation se simplifie un peu en soudant deux à deux les disques de cuivre et de zinc.

La pile à colonnes présentait des inconvénients graves qu'il est à peine nécessaire de signaler : sous l'effort des pressions exercées par les parties supérieures, les liquides coulent le long des disques et abandonnent les rondelles mouillées en établissant d'un élément à l'autre des dérivations nuisibles. Volta signala lui-même ces inconvénients, commença par disposer les couples sur un support horizontal, puis remédia à l'altération trop rapide des liquides en construisant la *pile à tasses* (fig. 134). Les disques sont remplacés par des lames

Fig. 134.



rectangulaires recourbées en U renversés, dont la branche antérieure est de cuivre et la postérieure de zinc. Elles plongent dans des verres remplis d'eau acidulée entre lesquels elles

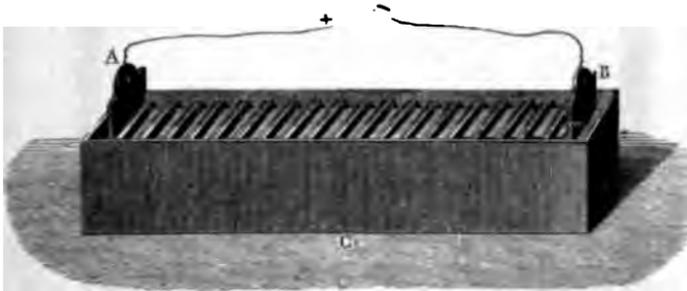
établisent une série de ponts. On retrouve ici, comme dans la pile à colonnes, les alternatives de cuivre, de zinc et de liquide, et, si celui-ci est de l'eau acidulée, l'énergie mise en jeu par le courant a pour origine la formation de sulfate de zinc et d'hydrogène aux dépens de l'acide sulfurique hydraté et du zinc, d'après la formule



Mais le sulfate de zinc lui-même ne tarde pas à être électrolysé : le zinc se porte sur le cuivre, et les deux pôles de la pile tendent à devenir identiques. La force électromotrice du couple doit donc décroître assez rapidement. C'est ce qui arrive en effet avec toutes les piles du même système, et ce qui nous permettra de passer rapidement sur toutes les modifications de la pile de Volta.

Pour abrégé l'opération du montage de la pile, Cruikshank (*) disposait des plaques carrées de zinc et de cuivre, implantées et mastiquées verticalement dans une auge horizontale de bois (pile à auge, *fig.* 135) ; elles laissent entre elles des vides que

Fig. 135.



l'on remplit d'eau acidulée pour amorcer la pile, et qu'on vide quand on a fini de s'en servir.

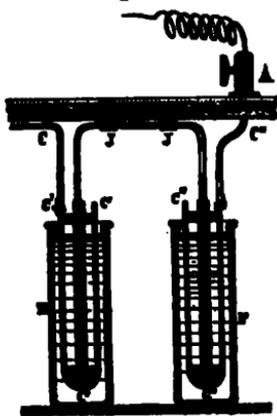
La pile de Wollaston (2) se distingue de la pile de tasses par la large surface des électrodes. Des plaques de zinc Z, Z, de

(*) CRUIKSHANK, *Gilbert's Ann.*, t. VII; 1801.

(2) WOLLASTON, *Thomson's Journal*, 1815; *Gilbert's Ann.*, t. LXIV; 1816.

plusieurs décimètres carrés de surface (*fig. 136*), sont enroulées par des feuilles de

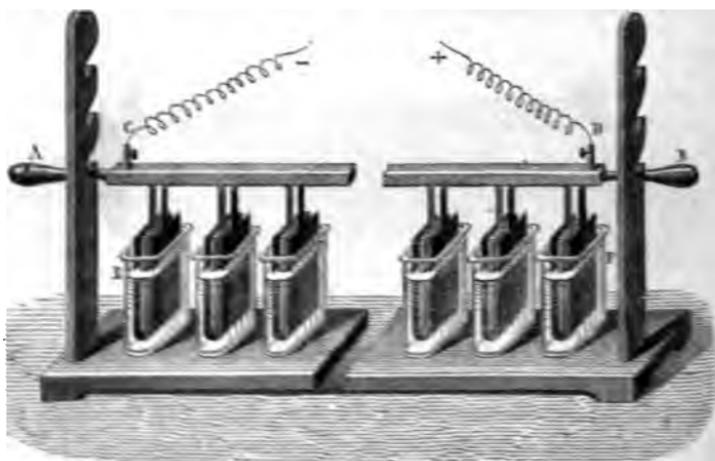
Fig. 136.



dont elle est formée sont placés en série sur une planche; deux montants échancrés en crémaillère servent à supporter

la lame de zinc correspondante, et maintenues par de petites cales, de façon à éviter le contact des deux pôles d'un même élément, tout en les rapprochant le plus possible. Cette disposition assure à la pile une faible résistance intérieure et lui permet ainsi de produire à l'extérieur des effets calorifiques considérables. Un seul élément de Wollaston suffit pour rougir pendant longtemps un fil de platine de quelques centimètres de longueur. Ajoutons que, pour permettre un montage facile d'une pile de plusieurs éléments, les bocaux plats en série sur une planche; en crémaillère servent à supporter

Fig. 137.



la traverse AB (*fig. 137*) à des hauteurs diverses, suivant qu'on veut plonger plus ou moins les couples ou les maintenir

hors du liquide. Cette disposition a été souvent imitée par les constructeurs modernes.

La pile à hélice ⁽¹⁾ est une modification de la pile de Wollaston, consistant à enrouler autour d'un axe en bois deux lames de cuivre et de zinc que l'on sépare par un tissu d'osier ; on les plonge ensuite dans des tonneaux pleins d'eau acidulée. On a ainsi des couples de résistance absolument négligeable.

Quand on veut avoir une pile parfaitement constante en circuit ouvert, il est nécessaire d'isoler les couples les uns des autres avec le plus grand soin ; mais, dans un grand nombre de circonstances où l'on emploie les courants, la condition de l'isolement est secondaire. Ainsi Münch ⁽²⁾ avait disposé une pile comme le représentent les *fig.* 138, 139, 140 avec des

Fig. 138.

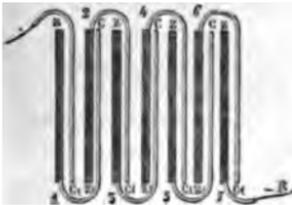


Fig. 139.



lames de zinc et de cuivre soudées et recourbées en U, et dont les différents couples, s'enlaçant sans se toucher, étaient fixés sur un support unique. On les plongeait dans une même auge, non cloisonnée, et les dérivations produites d'un couple à l'autre à travers le liquide n'empêchaient pas la production d'effets énergiques à l'extérieur.

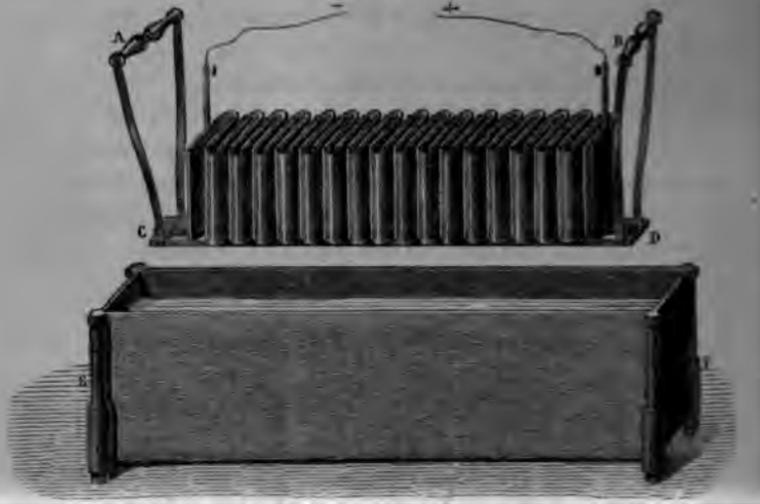
Toutes ces dispositions n'ont aujourd'hui qu'un intérêt historique. On n'emploie plus la pile de Volta que dans quelques expériences de laboratoire, pour obtenir en circuit ouvert une force électromotrice considérable et variable à volonté. Ces

⁽¹⁾ OFFERSHAUS, *Gilbert's Ann.*, LXIX ; 1821. — PEPYS, *Phil. Trans.*, 1823. — HARE, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XX ; 1822.

⁽²⁾ MÜNCH, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XIII ; 1841.

pires sont disposées comme nous l'avons indiqué à propos des électromètres (¹). Nous n'y reviendrons pas ici. La pile célèbre de Gassiot, formée de 3500 tasses vernies à la gomme laque et disposées en série sur des rayons, présentait à ses

Fig. 140.



pôles une force électromotrice suffisante pour donner des étincelles (il est vrai à une très faible distance), charger une bouteille de Leyde, etc. Tous ces effets ont été bien dépassés par MM. Warren de la Rue et Hugo Müller, à l'aide de la pile au chlorure d'argent dont nous nous occuperons bientôt.

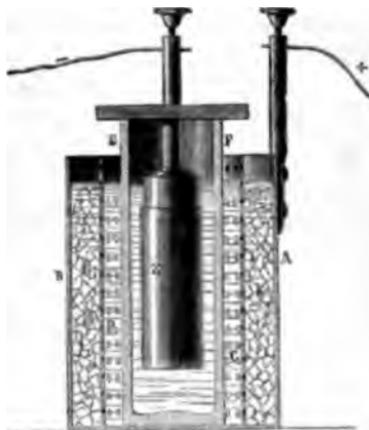
PILES A COURANT CONSTANT. — A la cause d'affaiblissement essentielle de la pile de Volta que nous avons signalée (l'électrolyse du sulfate de zinc) se joint encore l'influence perturbatrice du dégagement d'hydrogène : les bulles adhérant au cuivre diminuent la surface de contact entre le métal et le liquide, et peuvent même revêtir le métal d'une couche invisible offrant une résistance considérable au passage du courant.

(¹) Voir 1^{er} fasc. du Tome IV.

Il est facile de diminuer l'obstacle mécanique opposé par l'interposition des bulles d'hydrogène, en facilitant leur dégagement. Smée (¹) y est parvenu en remplaçant le cuivre ordinaire par du cuivre platiné, c'est-à-dire recouvert par la galvanoplastie d'une couche noire de cuivre pulvérulent, lequel a la propriété de laisser dégager l'hydrogène en bulles très petites et qui n'adhèrent jamais. Mais ce perfectionnement n'empêche pas la polarisation. C'est Becquerel (²) qui le premier découvrit le moyen de l'annuler totalement.

Au lieu de plonger directement la lame de cuivre dans l'eau acidulée, séparons la pile en deux compartiments à l'aide d'un vase poreux, plaçons, par exemple, l'eau acidulée et la lame de zinc amalgamé à l'extérieur, et mettons à l'intérieur une dissolution de sulfate de cuivre et une lame de cuivre. La pile construite d'après ces indications n'est autre que la *pile de Daniell* (³); c'est la pile de Volta rendue réversible. Nous avons suffisamment insisté sur sa théorie (*voir* p. 266°) pour qu'il soit inutile d'y revenir.

Fig. 141.



La *fig.* 141 représente l'une des dispositions que l'on a

(¹) SMÉE, *Philosophical Magazine*, t. XVI: 1840.

(²) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XLI: 1849.

(³) DANIELL, *Phil. Trans.*, 1836.

adoptées pour cette pile. Elle se compose d'un vase de cuivre AB, divisé en deux compartiments concentriques par une feuille de cuivre CD, percée de trous; on remplit le compartiment extérieur avec des cristaux de sulfate de cuivre qui se dissolvent à mesure que la décomposition du sel se fait, de sorte que la dissolution se maintient saturée; 2° d'un vase poreux de porcelaine dégourdie EF qui contient de l'eau acidulée; 3° d'un gros cylindre de zinc amalgamé Z, qui plonge dans cette eau et qui communique à l'extérieur à l'aide d'une tige centrale. Il faut de temps en temps changer l'eau acidulée qui se sature de sulfate de zinc et finirait par déposer des cristaux de cette substance dans les terres du vase poreux: de plus, le liquide du vase extérieur finirait lui-même par être saturé de sulfate de zinc, qui se déposerait sur les cristaux de sulfate de cuivre, et alors la pile redeviendrait susceptible de se polariser. Mais ce n'est qu'au bout d'un temps très long que des phénomènes de ce genre sont à redouter, et pendant très longtemps la pile de Daniell se maintient absolument constante.

On peut d'ailleurs donner à la pile de Daniell une durée en quelque sorte indéfinie en adoptant la forme primitive proposée par l'inventeur. Il suffit de munir le fond du vase BF (fig. 143)

Fig. 142.

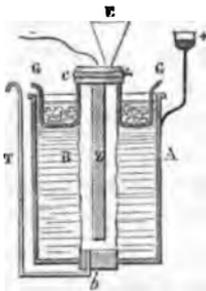
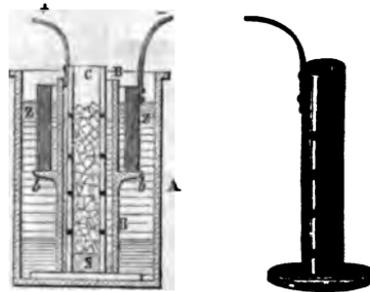


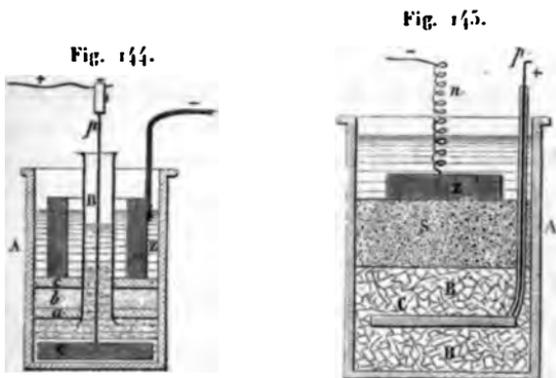
Fig. 143.



d'un tube recourbé qui laisse échapper le sulfate de zinc saturé, tandis qu'un entonnoir placé à la partie supérieure le remplace par de l'eau acidulée tombant goutte à goutte d'un réservoir supérieur.

Le vase poreux offre l'inconvénient de présenter une résis-

tance assez considérable; on peut le supprimer plus ou moins complètement en profitant des différences de densité du sulfate de cuivre et du sulfate de zinc. Par exemple, dans la pile de l'abbé Candido (1), un anneau de zinc Z (fig. 143) ne plonge que jusqu'au milieu de la profondeur du vase A de terre ou de porcelaine vernie qui le contient. Un vase poreux sans fond B repose sur un disque D de cuivre, soudé lui-même à un cylindre de cuivre C percé de trous. Pour monter la pile, on met du sable au fond de B sur le disque de cuivre, puis, au-dessus, des cristaux de sulfate de cuivre, et de l'eau acidulée seulement à l'extérieur. Le sulfate de cuivre se dissout et forme au fond des deux vases une couche qui se distingue nettement par sa couleur de l'eau acidulée et plus ou moins chargée de sulfate de zinc placée au-dessus. La pile de MM. Siemens et Halske (2) (fig. 144) ne diffère de la précé-



dente qu'en ce que la couche de sable comprise entre deux anneaux, l'un inférieur a de papier, l'autre b formé d'un tissu lâche, est placée dans le vase extérieur; cette dernière pile est d'une grande constance et utilisée pour la télégraphie.

La pile de Minotto (3) est encore plus simple, et consiste (fig. 145) en un vase A rempli à moitié de cristaux de sulfate

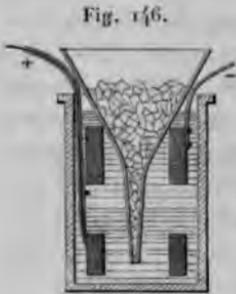
(1) CANDIDO, *Les Mondes*, t. XIII; 1867.

(2) SIEMENS et HALSKE, *Pogg. Ann.*, CVIII; 1859.

(3) MINOTTO, *Les Mondes*, t. I; 1863.

de cuivre B assez finement pulvérisé, au milieu duquel plonge un disque de cuivre C. A celui-ci est soudé un fil de cuivre verni *p* qui remonte hors du vase. Au-dessus on trouve du sable, puis une lame de zinc Z, attachée à un fil en spirale et plongeant dans l'eau acidulée. Le sable peut être remplacé par du coke pulvérisé ou de la grenaille de plomb.

La pile de Callaud ⁽¹⁾ comprend (*fig. 146*), au fond du vase, une lame de cuivre enroulée en spirale à laquelle est soudé un gros fil de cuivre recouvert de gutta-percha. Le zinc est à la partie supérieure, comme dans la pile Candido. Le sulfate de cuivre est amené par un entonnoir au fond du vase : on achève de remplir le bocal de pile avec de l'eau pure ou une solution moyennement étendue de sulfate de zinc.



Nous rapprocherons de cette dernière pile le modèle de Sir W. Thomson, décrit précédemment ⁽²⁾ et employé dans les laboratoires. En changeant la nature des deux métaux et des sels correspondants, on peut constituer toute une série de piles réversibles, de force électromotrice variée (*voir p. 271*).

PILES DE BUNSEN, DE GROVE, ETC. — On peut éviter le dégagement d'hydrogène de la pile de Volta par un procédé différent qui consiste à remplacer, dans le vase poreux, le sulfate de cuivre par l'acide azotique, et le cuivre par un métal inattaquable par cet acide comme le platine (pile de Grove), ou par du charbon (pile de Bunsen). L'électrolyse de l'acide azotique donne, sur le platine ou le charbon, de l'hydrogène qui réduit l'acide azotique en produisant des vapeurs nitreuses : celles-ci se diffusent dans le liquide et se dégagent.

L'élément de Grove ⁽³⁾ (*fig. 147*) est enfermé dans un vase

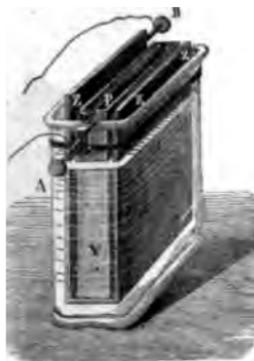
⁽¹⁾ CALLAUD, *Cosmos*, t. XIX, 1861, et t. XX, 1862.

⁽²⁾ *Voir p. 32**.

⁽³⁾ GROVE, *Philosophical Magazine*, t. XIII, 1838; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. VIII; 1839.

de verre aplati contenant de l'eau acidulée. Une lame de zinc amalgamé Z, repliée sur elle-même et portant un bouton B, forme le pôle négatif. Le vase poreux V, qui est très plat, est placé entre les deux faces internes du zinc : il contient de l'acide azotique concentré; enfin une feuille très mince de platine P, qui communique avec le bouton A, forme le pôle positif. Cette pile est la plus énergique que l'on connaisse : elle est parfaitement constante pendant les premières heures; mais l'acide azotique s'affaiblit peu à peu, et le courant produit par la pile diminue d'intensité.

Fig. 147.



Les fig. 148 et 149 représentent les modèles les plus répandus de la pile de Bunsen (1). Moins chère que la pile de Grove

Fig. 148.

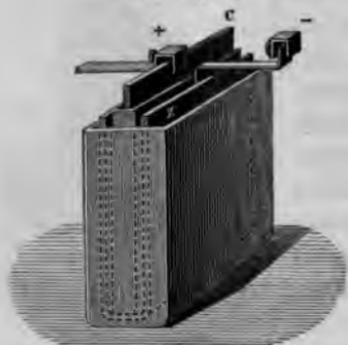


elle présente à peu près les mêmes avantages et les mêmes inconvénients. Elle n'est pas assez constante pour les exi-

(1) BUNSEN, *Pogg. Ann.*, LIV et LV, 1842; *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, XVI, 1843.

gences de la télégraphie ou de la galvanoplastie, mais elle est d'un fréquent usage dans les laboratoires pour la production de courants énergiques, malgré la mauvaise odeur qu'elle dé-

Fig. 149.



gage, et bien qu'on soit astreint à la démonter au bout d'un petit nombre d'heures de marche. Pour faciliter l'opération longue et ennuyeuse du montage et du démontage de la pile, on peut, comme le fit d'Almeida (1), réunir seize éléments dans une même caisse carrée séparée en compartiments par des cloisons de gutta-percha. Chacun de ces compartiments comprend

un cylindre de zinc, un vase poreux et un charbon; sur le fond de chaque cellule débouche un tuyau de caoutchouc, et les seize tuyaux sont réunis en un seul gros tuyau ou siphon qui plonge dans un grand vase A contenant l'eau acidulée; de même, les seize vases poreux communiquent par des tuyaux de caoutchouc avec un réservoir B à acide azotique. Il suffit d'élever les vases A et B au-dessus du niveau de la cuve pour transvaser les liquides dans celle-ci et mettre la pile en activité, de les abaisser au-dessous, pour faire écouler les liquides en sens inverse et démonter ainsi automatiquement la pile; malheureusement le caoutchouc est attaqué par l'acide azotique et doit être remplacé de temps en temps.

Parmi les piles à deux liquides, il convient encore de citer :

1° La pile de M. Marié-Davy (2). Elle diffère de la pile de Bunsen par la substitution, à l'acide azotique, du sulfate de sous-oxyde de mercure Hg^2O, SO^3 , que l'on réduit en pâte et que l'on tasse autour du charbon. L'électrolyse de ce sel

(1) D'ALMEIDA, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXI; 1870.

(2) MARIÉ-DAVY, *Cosmos*, t. XV; 1859.

fournit du mercure qui se porte sur le charbon et que l'on retrouve ensuite au fond du vase. La pile de M. Marié-Davy possède une force électromotrice supérieure à celle de la pile Daniell ; elle est parfaitement constante et convient très bien aux usages de la télégraphie. Pour les applications qui demandent des courants plus énergiques, on peut remplacer le sulfate de sous-oxyde de mercure par le sulfate de protoxyde, plus soluble : la pile est moins résistante et la force électromotrice plus considérable.

On peut, au besoin, supprimer le vase poreux de la pile de M. Marié-Davy, mettre au fond du vase la pâte de sulfate de sous-oxyde de mercure et achever de remplir avec de l'eau pure. Un cylindre de zinc et un cylindre de charbon plongent dans le vase (1) : la présence du sel de mercure autour du cylindre de zinc assure son amalgamation (pile Grenet). L'élément de Latimer Clark précédemment décrit (2) n'est qu'une forme particulière de la pile de M. Marié-Davy.

Niaudet (3) remplace autour du zinc de la pile de Bunsen l'eau acidulée par de l'eau salée, et autour du charbon l'acide azotique par du chlorure de chaux : le zinc se transforme en chlorure de zinc et le calcium réduit l'acide hypochloreux de l'hypochlorite de chaux en donnant de la chaux et un dégagement de chlore. La force électromotrice de cette pile est de 1^{vol},6 : elle se maintient suffisamment constante pour se prêter à un grand nombre d'applications.

PILES A UN SEUL LIQUIDE ET A ÉLÉMENT DÉPOLARISANT. — Les piles qu'il nous reste à décrire sont moins constantes que les piles à deux liquides, et se prêtent plus difficilement aux expériences de précision ; mais elles sont ou plus commodes ou moins coûteuses et sont très appréciées, soit pour la répétition d'expériences courantes, soit pour divers usages domestiques ou industriels.

(1) GRENET, *Cosmos*, t. XXIII ; 1863.

(2) *Voir* p. 115.

(3) NIAUDET, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, LXXXIX, p. 703 ; 1879.

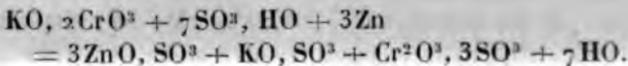
Dans tous ces appareils, on évite le dégagement d'hydrogène en ajoutant au liquide de l'élément de pile une substance oxydante convenablement choisie.

Fig. 150.



L'un des premiers, Poggendorff proposa d'employer le bichromate de potasse comme élément dépolarisant. La forme la plus usuelle de cette pile (pile à bouteille) est représentée par la *fig. 150*. Elle consiste en un vase de verre dans lequel plonge une double plaque de charbon C, comprenant dans son intérieur une plaque de zinc Z : cette dernière peut à volonté être retirée du liquide à l'aide d'une tige que l'on relève et que l'on serre par une vis de pression. Pour former la dissolution dépolarisante, on fait dissoudre dans

1^{litre} d'eau 100^{gr} de bichromate de potasse et 50^{gr} d'acide sulfurique. On peut se rendre compte de la réaction produite par la formule



On voit qu'il ne doit pas se dégager d'hydrogène. Malgré cela, la polarisation n'est que très imparfaitement évitée.

De la Rive (1) a indiqué le bioxyde de manganèse comme une substance dépolarisante. L'application pratique en a été faite par M. Leclanché (2). Le zinc est placé dans une dissolution de sel ammoniac (*fig. 152*). Quant au charbon, il était primitivement placé dans un vase poreux rempli d'un mélange en parties égales de coke et de bioxyde de manganèse. M. Leclanché exprime les réactions qui se produisent dans cette pile par la formule



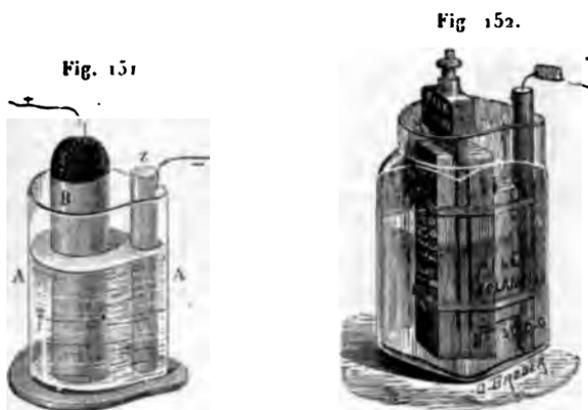
mais, en réalité, il se produit un chlorure double d'ammo-

(1) DE LA RIVE, *Traité d'électricité*, t. II, p. 260.

(2) LECLANCHÉ, *Les Mondes*, t. XVI; 1868.

nium et de zinc, de l'oxychlorure de zinc, et la réaction ne peut être représentée par une formule simple. Le bioxyde de manganèse doit être employé en poudre grossière : la polarisation est médiocre, mais elle n'est pas complètement évitée. L'avantage de la pile Leclanché est dans sa faible résistance et dans l'économie qu'elle présente : elle ne s'use pas du tout en circuit ouvert.

Actuellement (1), l'on supprime le vase poreux des éléments Leclanché : le charbon est entouré d'un mélange aggloméré



formé de 40 parties de bioxyde de manganèse, 52 de charbon, 5 de gomme laque et 3 de bisulfate de potasse, que l'on comprime à 100° et sous une pression de 300^{atm} à l'aide d'une presse hydraulique. La *fig.* 151 représente la pile ainsi modifiée.

MM. Warren de la Rue et Hugo Müller (2) ont imaginé une pile à un seul liquide formée de zinc non amalgamé et d'un fil d'argent recouvert de chlorure d'argent : le liquide est de l'eau salée contenant 25^{gr} de sel par litre. Quand la pile

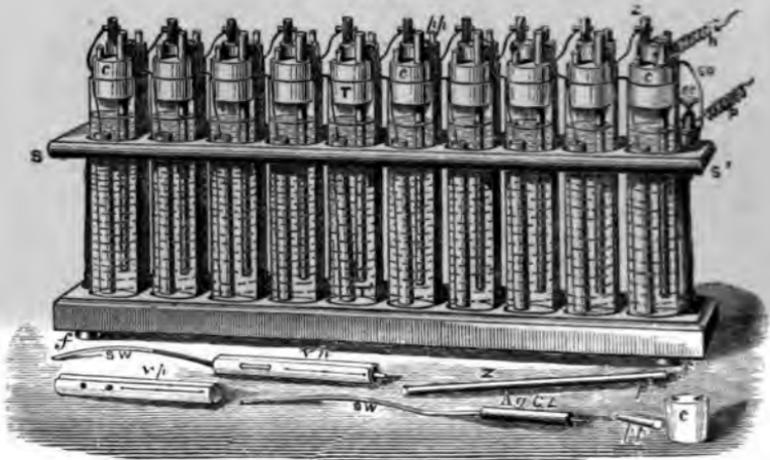
(1) LECLANCHÉ, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIII, 1876.

(2) WARREN DE LA RUE ET HUGO MÜLLER, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXII, 1868, et *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XIII, 1878, et t. XXIV, 1881.

fonctionne, l'électrolyse du chlorure de sodium produit du sodium qui réduit le chlorure d'argent en reformant du chlorure de sodium et de l'argent métallique : le chlore rendu libre autour du zinc attaque ce métal, et forme du chlorure de zinc : l'énergie mise en jeu a donc pour origine la substitution du zinc à l'argent dans le chlorure d'argent. L'argent métallique poreux résultant de la réduction reste adhérent au fil d'argent et la pile fonctionne très longtemps sans s'épuiser.

La *fig. 153* représente la disposition la plus récente de la

Fig. 153.



pile au chlorure d'argent. Le vase de verre contenant une dissolution de 25^{gr} de sel ammoniac par litre d'eau est fermé par un gros bouchon de paraffine. Ce bouchon est traversé par une baguette de zinc et par un ruban d'argent entouré de chlorure. Ce dernier est préparé en plaçant le ruban métallique dans l'axe d'une lingotière où l'on verse le chlorure fondu : un petit trou percé dans la lingotière laisse dépasser le fil d'argent, ce qui est indispensable pour mettre la réaction en train. Un cylindre de papier parchemin, ouvert aux deux bouts, entoure le chlorure d'argent.

La force électromotrice d'un élément au chlorure d'argent est de 1^v011,03 environ. MM. Warren de la Rue et Hugo Müller

ont disposé une pile de 14400 éléments. Avec 8000 éléments, ils obtenaient déjà entre une pointe et un disque une étincelle de 2^{mm},07 de long. Ces résultats sont bien plus remarquables que ceux des anciennes expériences de Gassiot avec la pile à couronne de tasses.

Force électromotrice des principales piles (1).

	volt
Pile de Volta (zinc-cuivre, eau acidulée).....	1,00
» de Warren de la Rue (chlorure d'argent), en moyenne.	1,03
» de Daniell, en moyenne	1,10
» de Grove et de Bunsen, en moyenne.....	1,96
» de Latimer Clark.....	1,437

(1) Nous ne donnons ici que des valeurs *certaines*, résultant de mesures électrométriques. Les piles qui se polarisent à un degré quelconque fournissent des valeurs extrêmement variables quand on mesure leur force électromotrice par des expériences galvanométriques. Nous renverrons le lecteur désireux de renseignements numériques plus étendus au *Traité théorique et pratique des piles électriques*, par MM. CAZIN et ANGOT; Paris, 1881.



www.libtool.com.cn

CHAPITRE XIII.

FORCES ÉLECTROMOTRICES DE CONTACT APPARENTES.

Force électromotrice de contact apparente entre deux corps. — Expériences de Kohlrausch et de M. Pellat. — Force électromotrice apparente entre un métal et un liquide. — Force électromotrice de contact entre deux liquides. — Expériences de MM. Bichat et Blondlot. — Historique de la découverte de la pile. — Discussion des expériences de Volta, de Pfaff et de Péclet.

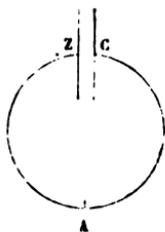
FORCE ÉLECTROMOTRICE DE CONTACT APPARENTE ENTRE DEUX CORPS. — Nous avons vu comment, grâce à l'étude des phénomènes électrocapillaires, on a pu mesurer, dans quelques cas particuliers, les forces électromotrices de contact vraies de deux corps (*voir* p. 317*). L'idée même de l'existence d'une force électromotrice de contact entre deux métaux est contemporaine de la découverte de la pile. Les expériences par lesquelles on avait cru mettre en évidence cette force électromotrice et en trouver la mesure peuvent, en général, être ramenées au type suivant.

Un circuit ouvert ZAC est constitué par un condensateur BC (*fig.* 154), dont les deux plateaux sont formés par les deux corps entre lesquels on veut reconnaître une force électromotrice de contact : du cuivre et du zinc, par exemple. Ils sont réunis par des fils de même nature : soit un fil de cuivre CA et un fil de zinc AZ. L'expérience montre que, dans ces conditions, le condensateur CZ se trouve chargé à une différence de potentiel déterminée. Pour s'en convaincre, il suffit de séparer les plateaux après avoir coupé le circuit CAZ. Leur capacité diminuant à mesure qu'on les éloigne, leur différence de potentiel s'accroît et peut devenir suffisante pour influen-

cer un électroscope sensible et se prêter à des mesures précises.

S'il est incontestable que dans ces conditions on a affaire à une force électromotrice bien déterminée, il est aussi facile de prouver que ce que l'on mesure n'est pas la force électro-

Fig. 154.



motrice de contact vraie des métaux CZ. On sait, en effet, que la présence du diélectrique CZ modifie la charge résultante d'un condensateur. L'air a donc sur le phénomène une influence dont il n'est pas permis de faire abstraction.

Nous pouvons, si bon nous semble, considérer le circuit ouvert ZAC comme fermé par l'air. Alors la force électromotrice résultante R_{cz} dans le circuit est la somme de trois forces électromotrices de contact vraies ayant respectivement leur siège en A, C, Z: la force électromotrice de contact vraie C | Z des deux métaux et les forces électromotrices Z | air, air | C,

$$(1) \quad R_{cz} = C | Z + Z | \text{air} + \text{air} | C.$$

L'expérience ne nous a encore rien appris sur les forces électromotrices de contact d'un métal et de l'air; nous verrons bientôt que ces forces Z | air, air | C ne sont pas nulles et qu'elles ne se compensent pas.

Si l'on interpose sur le circuit ZAC des fils métalliques M, M', , M_n d'espèce quelconque, la force électromotrice résultante R'_{cz} dans le circuit devient

$$(2) \quad R'_{cz} = C | M + M | M' + \dots + M_n | Z + Z | \text{air} + \text{air} | C.$$

Mais puisqu'il ne se produit aucun courant dans un circuit

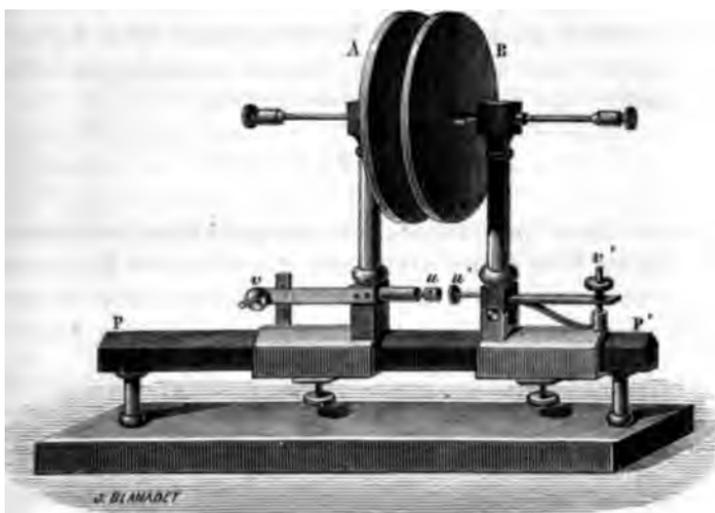
les forces électromotrices de contact des métaux à l'aide de condensateurs.

www.libtool.com.cn

EXPÉRIENCES DE KOHLRAUSCH ET DE M. PELLAT. — On possède un grand nombre de mesures de la force électromotrice de contact apparente des métaux : il convient de citer en première ligne les recherches de Kohlrausch (¹).

Ce physicien forme un condensateur avec deux disques A et B des métaux qu'il veut étudier (*fig. 155*). Ces disques sont

Fig. 155.



mobiles, à l'aide de supports appropriés, sur une règle prismatique d'acier PP' et sont munis de vis v , v' , qui permettent de les installer bien parallèlement. Ils ne sont point vernis et forment un condensateur à lame d'air dont l'épaisseur est réglée par d'autres vis u , u' : celles-ci arrivent en contact quand on rapproche les plateaux. Comme on pourrait craindre que, d'une expérience à une autre, la disposition de l'appa-

(¹) KOHLRAUSCH, *Pogg. Ann.*, LXXXVII, p. 13, et LXXXVIII, p. 465 ; 1852.

reil eût légèrement changé, on compare dans chaque expérience la force électromotrice à mesurer à celle d'un élément Daniell. www.libtool.com.cn

Soient, par exemple, deux plateaux, l'un A de zinc, l'autre B de platine. On les réunit métalliquement, puis on les sépare, on les éloigne et l'on détermine, à l'aide d'un électromètre de Dellmann, la charge prise par les plateaux : elle est proportionnelle à la force électromotrice de contact apparente du zinc et du platine R_{zP} .

Considérons un élément Daniell dont les deux pôles sont formés par un fil de cuivre, de telle sorte que la force électromotrice F de la pile ouverte soit égale à celle de la pile fermée. Suivant qu'on réunira les deux pôles de la pile au condensateur dans un sens, ou en sens contraire, la force électromotrice qui chargera les plateaux sera

$$R_{zP} \pm F;$$

à l'aide de deux observations, on obtiendra donc les valeurs de R_{zP} et de F en unités arbitraires. La valeur de R_{zP} ainsi trouvée ne diffère pas d'une façon appréciable de la valeur fournie par la mesure directe. On a donc avec une grande

exactitude le rapport $\frac{R_{zP}}{F}$. Avec un condensateur différent on obtiendra, par exemple, $\frac{R_{zCu}}$, etc.

La méthode de Kohlrausch est irréprochable ; on peut seulement regretter que, au lieu d'exprimer les forces électromotrices à l'aide de celle de l'élément Daniell, qui est très sensiblement constante et qui était directement fournie par l'expérience, il les ait rapportées à la force électromotrice de contact apparente zinc-cuivre, dont la valeur dépend de l'état des surfaces. Kohlrausch a reconnu lui-même que le zinc légèrement oxydé est fortement négatif par rapport au zinc métallique.

Depuis les recherches de Kohlrausch, d'assez nombreux expérimentateurs ont effectué de nouvelles mesures des forces électromotrices de contact apparentes : nous signalerons

MM. Hankel ⁽¹⁾, Gerland ⁽²⁾, Clifton ⁽³⁾, enfin Ayrton et Perry ⁽⁴⁾, mais sans entrer dans la discussion de leurs méthodes ou de leurs résultats. Nous préférons exposer avec quelque étendue les recherches récentes de M. Pellat ⁽⁵⁾, les plus complètes et les plus exactes que l'on possède jusqu'ici.

Voici quel est le principe de la méthode de M. Pellat. Supposons deux métaux M, M' réunis par un fil métallique; ils présentent une force électromotrice de contact apparente $R_{mm'}$, qui est la même que s'ils étaient directement au contact et qui est précisément la quantité à mesurer. Coupons le fil en un point: entre ses deux bouts, primitivement au même potentiel, établissons, à l'aide d'une dérivation prise sur un courant, une force électromotrice e , variable à volonté et connue. Il est clair que la force électromotrice apparente entre les deux métaux va devenir $R_{mm'} + e$. Faisons varier e jusqu'à avoir $R_{mm'} + e = 0$; dans ce cas, $R_{mm'} = -e$, et, puisque e est connu, on a la valeur de $R_{mm'}$.

Pour reconnaître si les deux métaux sont amenés à présenter une force électromotrice apparente nulle, ceux-ci forment deux plateaux p et p' (*fig.* 156) qui peuvent être approchés à une très petite distance l'un de l'autre *sans se toucher*, et dont l'ensemble constitue un condensateur à lame d'air. Celui-ci est chargé si la force électromotrice apparente n'est pas nulle. Or l'un des plateaux p communique d'une façon permanente avec la feuille d'or d'un électromètre de Hankel; si l'on vient, après avoir isolé p , à écarter p' et que le plateau p soit chargé d'électricité, la feuille d'or dévie dans un sens qui dépend du signe $R_{mm'} + e$.

(1) HANKEL, *Pogg. Ann.*, CXV, p. 57, et CXXVI, p. 286.

(2) GERLAND, *Pogg. Ann.*, CXXXIII, p. 513; 1868.

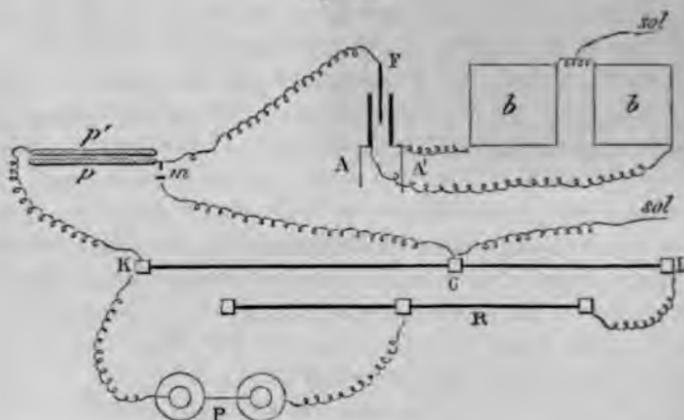
(3) CLIFTON, *Proceedings of the Royal Society of London*, XXVI, p. 259; 1877.

(4) AYRTON ET PERRY, *Proceedings of the Royal Society*, XXVII et XXVIII; 1878 et 1879.

(5) PELLAT, *Différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent deux métaux en contact* (*Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXIV, p. 5; 1881); voir aussi *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 45, et t. X, p. 18.

On peut apprécier ainsi une différence de potentiel égale à la millième partie de la force électromotrice d'un élément Latimer Clark : telle est la sensibilité de la méthode.

Fig. 156.



Voici maintenant quelle est la disposition expérimentale : P est une pile de deux éléments Daniell que fournit un courant traversant : 1° un rhéostat R ; 2° un fil de platine KL sur lequel peut glisser un curseur C relié au sol et dont les déplacements sont mesurés par une règle graduée parallèle au fil compensateur ; K et C sont les deux prises de dérivation. Le plateau p' est réuni d'une façon permanente à l'extrémité K du fil du compensateur ; l'autre plateau p peut communiquer avec le curseur C. L'intensité du courant est réglée à l'aide du rhéostat R, de façon que, si le curseur C avance d'un millimètre, la force électromotrice augmente de $\frac{1}{1000}$ de Latimer Clark entre K et C, et, par conséquent, entre les deux plateaux p et p' (1). Une simple lecture fait ainsi connaître la force électromotrice de compensation $R_{mm'}$. L'interruption

(1) L'intensité du courant est réglée ainsi : le curseur C étant devant la division 1000, la différence de potentiel entre K et C doit compenser exactement un Latimer Clark, ce dont on s'assure à l'aide d'un électromètre de M. Lippmann.

automatique m s'ouvre une très petite fraction de seconde avant que le plateau p se soulève.

M. Pellat a reconnu que la valeur de la force électromotrice de contact apparente dépend essentiellement de l'état des surfaces. Soient, en effet, K et K' les métaux qui forment les couches superficielles des plateaux en regard, M et M' les métaux des couches profondes. La force électromotrice observée a pour valeur

$$K \mid M + M \mid M' + M' \mid K' + K' \mid \text{air} + \text{air} \mid K,$$

c'est-à-dire, d'après l'observation de la page 348*,

$$R_{KL} = K \mid K' + K' \mid \text{air} + \text{air} \mid K;$$

elle ne dépend donc que de la nature des couches superficielles K et K' . C'est ce qu'on observe effectivement. Les plus légères variations physiques ou chimiques de la surface de contact sont accusées par des variations correspondantes dans les mesures de la force électromotrice de contact apparente. Les nombres obtenus présentent, au contraire, une grande constance en l'absence de toute variation de l'état des surfaces (*).

Le Tableau suivant donne les forces électromotrices de contact apparentes d'un métal quelconque avec l'or. Pour bien définir l'état de la surface du plateau de laiton doré qu'il a employé, M. Pellat indique qu'il a été lavé à l'alcool jusqu'à ce que les linges restassent nets, et qu'il a été ensuite abandonné pendant trente minutes, pour laisser à l'effet de l'alcool le temps de disparaître.

(*) Ainsi M. Pellat a pu constater que la présence à très faible distance d'un autre métal modifie assez une surface métallique pour qu'elle ne donne plus exactement les mêmes nombres qu'avant l'influence (*Journal de Physique*, 2^e série, t. I, p. 116; 1882).

www.libtool.com.cn

MÉTAUX.	FORCE ELECTROMOTRICE DE CONTACT APPARENTE AVEC L'OR NORMAL, EN VOLTS (*)	
	Surface à peine érouie, mais bien nette.	Surface érouie par le frottement de l'emery, d'un papier ou d'un linet.
Zinc.....	0,85	1,08
Plomb.....	0,70	0,77
Étain.....	0,60	0,73
Antimoine.....	0,44	0,49
Nickel.....	0,38	0,45
Bismuth.....	0,36	0,48
Acier.....	0,29	0,44
Fer.....	0,29	0,38
Laiton.....	0,29	0,37
Cuivre.....	0,17	0,23
Platine.....	- 0,03	0,06
Or.....	- 0,04	0,07
Argent.....	- 0,06	0,04

On voit que les forces électromotrices mesurées dans ces expériences sont souvent considérables et, dans tous les cas, parfaitement comparables aux forces électromotrices des piles précédemment étudiées. Les résultats de M. Pellat sont d'accord avec ceux des mesures antérieures, mais ils sont plus complets et expliquent les divergences que présentaient les listes de métaux *rangés en série de tension*, c'est-à-dire de telle sorte que chacun fût positif par rapport à ceux qui le suivent, négatif par rapport à ceux qui le précèdent; on voit qu'ici l'ordre même des métaux peut s'intervertir suivant que les surfaces sont plus ou moins érouies.

M. Pellat a aussi étudié l'effet des gaz, en disposant un condensateur dans un appareil fermé où l'on pouvait faire le vide, et dans lequel la manœuvre du condensateur s'opérait par l'intermédiaire d'un électro-aimant. Il a trouvé que la force électromotrice de contact apparente de deux métaux est influencée, quoique faiblement, par la pression de l'air.

(*) Le signe + signifie que le métal considéré est positif par rapport à l'or.

Avec le zinc et le cuivre, la raréfaction du gaz augmente la force électromotrice; de plus, on observe ce résultat curieux que les variations de force électromotrice sont en retard sur celles de la pression; la couche de gaz adhérente aux plateaux met sans doute un temps notable à se détruire et à se reformer. Les variations observées de ce chef n'ont jamais atteint 0^{voit}, 03. Elles paraissent dues à ce que les gaz absorbés par une surface métallique en modifient un peu la nature.

FORCE ÉLECTROMOTRICE APPARENTE ENTRE UN MÉTAL ET UN LIQUIDE.

— On ne possède pas de méthode irréprochable pour mesurer la force électromotrice de contact apparente entre un métal solide et un liquide. Quelques mesures ont été exécutées par Buff (1) de la manière suivante. Il plaçait sur le plateau collecteur d'un électroscope condensateur une mince plaque de verre, vernie sur les bords et sur sa face inférieure, et au-dessus de la plaque une couche du liquide à étudier; enfin il réunissait le plateau de l'électroscope au liquide par un fil de même nature que le plateau et que l'on tenait par un manche isolant. Le condensateur que l'on forme ainsi a pour armatures le plateau et le liquide, et pour lame isolante le verre; il se charge en vertu de la force électromotrice de contact apparente que le métal de l'électroscope et le liquide présentent dans ces conditions.

On trouve ainsi : 1° que, dans l'eau, le zinc est fortement négatif, le platine faiblement; 2° dans une solution de potasse, tous les métaux sont négatifs; 3° dans une solution concentrée de sulfate de zinc, le zinc est fortement négatif, le platine fortement positif, le cuivre faiblement, etc. Mais il est difficile de faire la part de l'altération que la surface de contact du métal et du liquide peut subir pendant la durée des mesures.

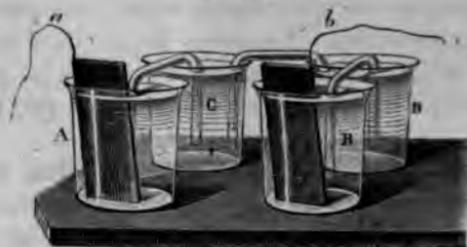
FORCE ÉLECTROMOTRICE DE CONTACT APPARENTE ENTRE DEUX LIQUIDES.

— On peut constater directement l'existence des forces électromotrices de contact des liquides entre eux. A cet effet,

(1) BUFF, *Ann. der Chemie und Pharmacie*, t. XLII, p. 5, 1842, et t. XLV, p. 137, 1844.

Fechner (1) plongeait deux lames métalliques identiques *a* et *b* dans deux vases A et B (fig. 157) contenant le même li-

Fig. 157.



quide L et communiquant, par des mèches de coton humide ou des siphons capillaires, avec d'autres vases C et D; dans ceux-ci se trouvent deux autres liquides L', L''; ils sont réunis entre eux de la même manière. Les forces électromotrices de contact en A et B sont égales et contraires; il ne reste donc dans le circuit ouvert que les forces électromotrices vraies

$$L \mid L' + L' \mid L'' + L'' \mid L.$$

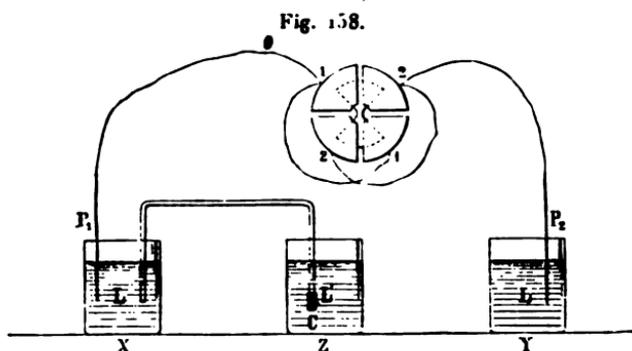
Cette somme serait nulle si les trois liquides obéissaient à la loi de Volta; mais l'expérience établit que la force électromotrice résultante est en général différente de zéro.

On peut substituer à la disposition adoptée par Fechner celle de M. Wild, déjà décrite à propos des forces électromotrices thermo-électriques, et dans laquelle les liquides à étudier sont directement superposés en vertu de leur inégale densité (2). Mais ces expériences ne permettent pas de mesurer isolément une force électromotrice de contact LL'. Nous avons vu ci-dessus (p. 318*) comment MM. Bichat et Blondlot ont résolu cette difficulté par l'emploi des phénomènes électrocapillaires.

(1) FECHNER, *Pogg. Ann.*, XLVIII, p. 1 et 125; 1839.

(2) *Ibid.* p. 247.

EXPÉRIENCES DE MM. BICHAT ET BLONDLOT. — On doit aussi à MM. Bichat et Blondlot ⁽¹⁾ une méthode très élégante qui fournit directement la force électromotrice de contact apparente de deux liquides dont les surfaces sont exposées à l'air. Soient (fig. 158) deux vases L contenant un même liquide et dans lesquels plongent deux fils de platine identiques P₁ et P₂ en relation avec les deux paires de secteurs d'un électromètre à quadrants. Le liquide L communique à l'aide d'un



siphon fermé par une membrane avec un liquide L' contenu dans un vase C. Imaginons que, par un procédé quelconque, on établisse le même potentiel dans les couches d'air qui recouvrent les surfaces libres de L et de L'; la force électromotrice entre P₁ et P₂ devient

$$P_1 \mid L + L \mid L + L' \mid \text{air} + \text{air} \mid L + L \mid P_2$$

comme si les surfaces de L et de L' formaient les deux plateaux d'un condensateur à liquide et à lame d'air. La force électromotrice

$$P_1 \mid L + L \mid P_2$$

que présenteraient les deux électrodes plongées directement dans la même masse liquide se trouve donc augmentée de la force électromotrice

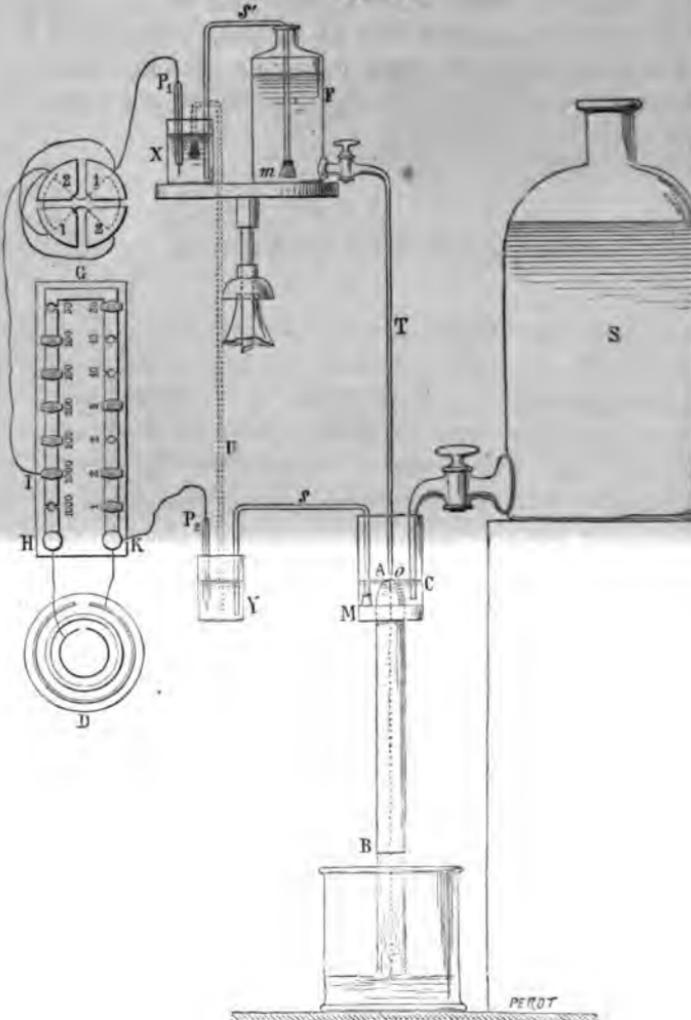
$$L \mid L' + L' \mid \text{air} + \text{air} \mid L = R_{LL'}$$

(1) BICHAT et BLONDLOT, *Journal de Physique*, 2^e série, t. II, p. 533; 1883.

c'est précisément la quantité que l'on mesure dans le cas de deux métaux, comme nous l'avons vu ci-dessus.

Pour établir l'équilibre électrique entre les couches de

Fig. 159.



qui recouvre L et L', MM. Bichat et Blondlot ont recouru à l'artifice suivant : un tube de verre AB (fig. 159 et 160),

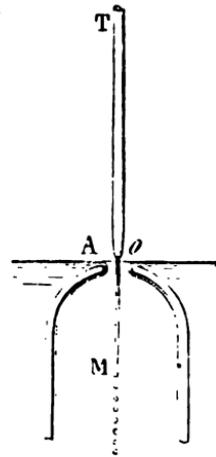
4^{mm} de diamètre et de 40^{cm} de long, fixé verticalement, est rétréci à sa partie supérieure, de façon à former une sorte de cloche percée en son milieu d'une ouverture de 1^{cm} environ de diamètre. Un manchon C entoure l'extrémité supérieure du tube auquel il est fixé par un bouchon annulaire. Il reçoit le liquide L d'un réservoir S; l'orifice A fait l'office d'un trop-plein et le liquide ruisselle le long des parois intérieures du tube AB, de façon à le revêtir complètement. On a ainsi réalisé un corps creux sensiblement fermé, dont la paroi interne est constituée par le liquide L.

D'autre part, un flacon F isolé, contenant l'autre liquide L', est muni d'un tube T vertical dont l'ouverture effilée O vient déboucher au niveau de l'ouverture A. Le jet liquide qui s'échappe par cette ouverture reste continu pendant quatre à cinq centimètres, puis se réduit en gouttelettes. On a ainsi constitué une sorte de machine à écoulement de Thomson : le liquide de F prend peu à peu le potentiel de la couche d'air entourant le jet liquide, c'est-à-dire le potentiel de la couche superficielle de L.

Pour faire une expérience, après avoir équilibré par une dérivation convenable, prise sur le courant d'un élément Daniell, la force électromotrice initiale entre les deux fils de platine P₁, P₂, plongés tous deux dans le liquide L, les deux vases X et Y étant réunis directement par un siphon, on supprime cette communication; on établit le double écoulement en A et l'on équilibre de nouveau la force électromotrice entre les deux fils. La différence donne la force électromotrice de contact apparente cherchée.

Voici les principaux résultats obtenus (le signe + indique que le premier liquide est positif par rapport au dernier) :

Fig. 160.



Eau acidulée par l'acide sulfurique au $\frac{1}{10}$ en volume...	Dissolution normale de sulfate de soude ($\frac{1}{25}$ en poids)....	$+0,116$
Acide azotique ordinaire.....	Dissolution normale de sulfate de soude ($\frac{1}{25}$ en poids)....	$+0,677$
Acide azotique ordinaire.....	Eau acidulée par l'acide sulfurique au $\frac{1}{10}$	$+0,541$
Acide chlorhydrique pur du commerce.....	Dissolution normale de sulfate de soude.....	$+0,575$
Dissolution de potasse (100 ^{gr} de potasse, 500 ^{gr} d'eau)...	Dissolution normale de sulfate de soude.....	$-0,051$
Dissolution de potasse (300 ^{gr} de potasse, 500 ^{gr} d'eau) ...	Dissolution normale de sulfate de soude.....	$-0,151$

Les forces électromotrices entre des dissolutions concentrées de sulfate de zinc et de sulfate de cuivre, ou entre celle-ci et la dissolution normale du sulfate de soude, se sont trouvées sensiblement nulles.

Si l'on compare les résultats consignés dans le Tableau précédent à ceux qui se rapportent aux forces électromotrices de contact vraies (p. 319*), on voit combien l'influence de l'air est considérable, et à quel point on doit se tenir en garde contre toute confusion entre les forces électromotrices de contact vraies et apparentes. Ainsi la force électromotrice de contact vraie entre l'eau acidulée et le sulfate de soude est $-0^{\text{volt}},226$ au lieu de $+0^{\text{volt}},149$; celle de la dissolution de potasse à $\frac{2}{3}$ et de sulfate de soude est de $-0^{\text{volt}},536$ au lieu de $-0^{\text{volt}},154$.

HISTORIQUE DE LA DÉCOUVERTE DE LA PILE. — Nous terminerons ce Chapitre en indiquant la discussion mémorable d'où est sortie d'une part la découverte de la pile, de l'autre la considération des forces électromotrices de contact. En 1789, Galvani (1) observait que, quand on fait communiquer par un arc métallique les nerfs lombaires d'une grenouille récemment écorchée avec les muscles des pattes, ces muscles se contractent vivement. Il vit dans cette expérience une action de

(1) GALVANI, *De viribus in motu musculari Commentarius*, dans les *Commentaria Acad. Bononiensis*, t. VII; 1791.

l'électricité et en chercha la source dans l'être vivant. Cette expérience célèbre fut le point de départ des recherches de Volta. Ce savant observa que les contractions se produisaient surtout quand l'arc conducteur était formé de deux métaux différents, et vit le siège de la force électromotrice à la surface de contact des deux métaux, tandis que Fabroni, remarquant que les métaux sont plus ou moins attaqués par les liquides organiques de la grenouille, voulut attribuer la production de l'électricité à l'action chimique. Trois théories étaient donc en présence et chacun des adversaires varia les expériences d'une façon très habile pour établir l'excellence de sa manière de voir. Cependant l'avis de Fabroni (*) eut peu de retentissement ; et, quand les expériences de Volta eurent amené la découverte de la pile, l'étude de l'électricité animale fut elle-même délaissée et les savants admirent avec Volta que dans toutes ces expériences la production d'électricité avait pour siège la surface de contact de deux métaux différents.

Les travaux de Becquerel et de la Rive établirent plus tard qu'on ne peut obtenir de courants permanents à l'aide des piles qu'autant qu'elles sont le siège d'une action chimique capable de fournir à la dépense d'énergie du courant. Alors, par une de ces réactions profondes dont l'histoire des sciences nous offre de si curieux exemples, la théorie de Fabroni revint en honneur, les expériences de Volta furent dédaignées ; l'existence même d'une différence de potentiel entre deux métaux au contact cessa d'être communément admise et se trouva presque rejetée au rang des hypothèses surannées et inutiles.

Cependant quelques physiciens répétaient en les améliorant les expériences fondamentales de Volta, et mettaient hors de doute leur exactitude. D'autre part, on ne tarda pas à reconnaître que la contradiction que l'on avait cru trouver entre la théorie des forces électromotrices de contact et le principe de la conservation de l'énergie n'existe pas. La théorie de Volta, mieux interprétée, recruta donc de nouveaux partisans ; et, quoique nos connaissances sur ce sujet difficile soient encore

(*) FABRONI, ancien *Journal de Physique*, t. XLIX.

bien incomplètes, que bien des points y demeurent obscurs, que les résultats numériques susceptibles de les éclaircir fassent généralement défaut, on peut dire qu'elle est aujourd'hui universellement adoptée par les physiciens.

Tels sont parfois les revirements que nous présente l'histoire de la Science. Grâce à la forme un peu exclusive que revêt toute théorie en passant dans l'enseignement, on est enclin, par éducation, à négliger les faits et les observations qui paraissent la contredire, jusqu'au jour où, quelque circonstance favorable venant à propos les mettre en relief, ces faits deviennent à leur tour le point de départ et la base principale de quelque théorie nouvelle.

DISCUSSION DES EXPÉRIENCES DE VOLTA, DE PFAFF ET DE PÉCLET.

— Voici les principales expériences de Volta.

I. Il prit une lame métallique bien décapée CZ (fig. 161)

Fig. 161.



formée de deux rectangles égaux de zinc et de cuivre soudés entre eux. Tenant le zinc Z de la main gauche, il touche avec le cuivre C l'un des plateaux B de l'électroscope condensateur, pendant qu'il fait communiquer l'autre avec le sol par la main droite. Il supprime ensuite ces communications, sépare les

deux plateaux et constate, par la divergence des lames d'or, que le cuivre a cédé de l'électricité négative au plateau B.

Pour interpréter cette expérience, Volta énonça plusieurs propositions que nous traduisons aujourd'hui de la manière suivante pour les adapter à la théorie du potentiel (¹). 1° Le potentiel étant constant à l'intérieur d'un conducteur électrisé en équilibre, on doit supposer que, lorsque, à l'état d'équilibre, une différence de potentiel se manifeste entre deux points d'un conducteur formé de deux corps différents, elle a pour siège leur surface de contact ; si le conducteur est formé par la réunion d'un nombre plus grand de lames ou de fils d'espèce différente, la différence du potentiel observée résultera des différences de potentiel individuelles ayant leur siège à chacune des surfaces de contact, et sera égale à leur somme algébrique. Cette proposition est inattaquable. Toutefois Volta considère comme seul efficace pour produire une différence de potentiel le contact de deux métaux, à l'exclusion du contact d'un métal avec un liquide ou avec une substance organique. Par exemple, dans l'expérience ci-dessus, il n'admet pas l'existence d'une force électromotrice au contact des doigts et du zinc de la lame, ou encore des doigts et du cuivre de l'électromètre. Rien ne justifie *a priori* une hypothèse aussi particulière. Elle ne pourrait être établie que par la voie de l'expérience et nous avons constaté précédemment qu'elle est inexacte.

2° La deuxième proposition de Volta s'énonce ainsi : la différence de potentiel au contact de deux conducteurs est une constante caractéristique e ; elle ne dépend ni de l'état d'électrisation communiqué de l'extérieur au système des deux corps, ni de l'étendue de leur surface de contact. Ainsi la lame de cuivre de l'expérience de Volta ayant un potentiel quelconque que nous désignerons par a , le potentiel du zinc est $a + e$.

(¹) Volta entendait par le mot *tension* ce que nous appelons aujourd'hui *potentiel*. Ici nous écarterons systématiquement le mot de *tension* qui a été employé par les physiciens dans plusieurs significations différentes. Nous avons précisé dans notre étude de l'*Électricité statique* le sens qu'on doit attribuer à cette expression.

II. Pour confirmer les propositions précédentes, Volta fit une seconde expérience consistant à retourner la lame zinc-cuivre de manière à tenir le cuivre à la main, et à toucher avec le zinc le plateau inférieur de l'électromètre condensateur. Dans ce cas, l'électromètre ne se charge pas; car si le potentiel commun au cuivre tenu à la main et au plateau supérieur de l'électromètre est a , celui du zinc est $a + e$, celui du cuivre du plateau de l'électromètre $a + e - e$, c'est-à-dire a : les deux plateaux de l'électromètre condensateur sont au même potentiel, et l'appareil ne peut se charger (¹).

III. Ce que nous venons de dire résumait pour Volta le rôle de deux métaux en contact; mais il fallait aussi fixer celui des liquides quand ils touchent les métaux: c'est le but d'une troisième expérience. Laisant la double lame disposée comme dans l'expérience 2, Volta intercale une rondelle de drap mouillé entre le zinc et le plateau collecteur, et il trouve que l'électromètre se charge positivement. Alors il admet que le rôle du liquide est de supprimer le contact zinc-cuivre et d'égaliser ainsi les potentiels entre le zinc et le cuivre de l'électromètre: le cuivre est à un potentiel a quelconque, le zinc au potentiel $a + e$, enfin le liquide et le cuivre de l'électromètre au même potentiel $a + e$. Ainsi, d'après Volta, il n'y aurait aucune différence de potentiel entre un métal et un liquide, contrairement à ce que l'expérience a appris depuis, et il n'y aurait de forces électromotrices qu'au contact de deux métaux, comme nous l'avons indiqué en développant la première proposition.

Telles que nous venons de les exposer, les trois expériences fondamentales de Volta étaient contestables, et furent en effet contestées. Prenons d'abord la dernière: au contact de l'eau plus ou moins chargée de sels, le zinc est attaqué, il y a formation d'un sel de zinc et l'on peut attribuer la production d'élec-

(¹) Nous évitons à dessein de poser $a = 0$. Le sol étant formé de matières hétérogènes, il n'est pas exact, pour des expériences de ce genre, de dire que son potentiel est toujours le même: celui qu'il communique à un corps en contact avec lui dépend du point touché. Au reste, l'opérateur peut répéter l'expérience de Volta, en s'isolant à l'aide d'un tabouret électrique, et alors a varie avec l'état d'électrisation de l'observateur.

tricité à cette action chimique. La première expérience n'est pas plus probante, puisque le zinc, tenu directement à la main, peut être attaqué par l'humidité des doigts. Enfin, dans la seconde expérience où le cuivre est tenu à la main, il n'y a pas d'action chimique, à cause du peu d'altérabilité du cuivre, et les partisans de la théorie de Fabroni ne peuvent trouver surprenant que l'électromètre ne se charge pas.

Toutefois Volta avait réalisé d'autres expériences encore, et quelques-unes offrent moins de prise à la critique. Ainsi Volta prenait deux disques, l'un de zinc, l'autre d'argent, isolés l'un de l'autre et à l'état neutre : il les mettait en contact sans exercer de frottement, puis les séparait et les trouvait chargés en sens contraire, le zinc positivement et l'argent négativement. Cette expérience peut être considérée comme l'origine des mesures relatives aux forces électromotrices de contact apparentes.

Nous insisterons peu sur les travaux qui suivirent. En 1829 Pfaff (1) disposa une expérience analogue à celle de Volta, dans les conditions suivantes. Un électromètre condensateur a ses deux plateaux formés de métaux différents (cuivre et zinc ou cuivre et étain) ; ces plateaux sont vernis sur leurs faces en regard. L'appareil tout entier est placé sous une cloche en verre qui permet de maintenir autour des plateaux une atmosphère artificielle. On manœuvre ceux-ci de l'extérieur à l'aide d'un manche isolant traversant une boîte à cuirs. En remplissant la cloche d'un gaz sec quelconque, Pfaff a constaté que les plateaux sont chargés dès qu'ils ont été réunis métalliquement et qu'ils ne possèdent absolument aucune charge tant qu'ils n'ont pas été réunis.

Péclet (2) vérifia les résultats de Pfaff. Par exemple, il prit deux plateaux, l'un de zinc, l'autre de cuivre, auxquels étaient soudés deux fils de platine. Quand ces plateaux, vernis complètement sur leurs deux faces, sont appliqués l'un contre l'autre, ils ne prennent aucune charge tant qu'on ne les a pas fait communiquer métalliquement en réunissant les deux fils

(1) PFAFF, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XII, p. 366; 1829.

(2) PÉCLET, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. II, p. 233; 1841.

de platine; mais, si l'on établit le contact, ils sont aussitôt chargés en sens contraire. L'existence des forces électromotrices de contact apparentes entre les métaux était donc mise hors de doute. Nous avons vu comment elle a été distinguée de la force électromotrice de contact vraie et comment cette dernière a été mesurée dans des cas particuliers, grâce aux efforts de MM. Bichat et Blondlot, et de M. Pellat.

*

FIN DU DEUXIEME FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

www.libtool.com.cn

TABLE DES MATIÈRES

DU DEUXIÈME FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

LA PILE. — PHÉNOMÈNES ÉLECTROTHERMIQUES ET ÉLECTROCHIMIQUES.

CHAPITRE PREMIER.

Système électromagnétique. — Mesure électromagnétique de l'intensité des courants.

	Page.
Direction des aiguilles aimantées par la terre.....	4
Actions réciproques des pôles des aimants. — Unité de pôle magnétique et de quantité de magnétisme.....	5
Unités de champ magnétique et de moment magnétique.....	6
Expérience d'Ørsted.....	7
Champ magnétique d'un courant rectiligne indéfini.....	8
Système électromagnétique.....	10
Dimensions des unités dans ce système.....	13
Mesure électromagnétique de l'intensité d'un courant.....	14
Boussole des tangentes.....	14
Galvanomètres.....	16
Interrupteurs et commutateurs.....	22
Régulateurs d'intensité.....	28

CHAPITRE II.

Loi de Ohm. — Recherches de Pouillet.

Piles hydro-électriques et thermo-électriques.....	30
Expériences de Pouillet.....	33
Étude expérimentale de l'intensité des courants.....	34
Cas des piles thermo-électriques.....	34

	Page.
Conducteurs équivalents. — Longueur réduite. — Résistance.....	36
Circuits complexes.....	38
Couple hydro-électrique.....	38
Piles hydro-électriques.....	40
Discussion de la formule.....	41
Divers modes d'association des couples.....	43
Sensibilité des galvanomètres.....	44

CHAPITRE III.

Circuits dérivés. — Généralisation de la loi de Ohm.

Circuits dérivés.....	47
Lois de Kirchhoff.....	48
Corollaires de M. Bosscha.....	51
Application de la loi de Ohm à un conducteur à deux ou trois dimensions.....	53
Vérification de la loi de Ohm pour les corps à deux dimensions ..	58
Courant dans un fil non isolé.....	65
État variable du courant.....	66

CHAPITRE IV.

Mesure des résistances et des forces électromotrices.

Unités pratiques de résistance, de force électromotrice et d'intensité électromagnétiques.....	73
Étalon de résistance.....	75
Boîtes de résistances.....	80
Rhéostat.....	81
Boîtes de résistances en dérivation.....	84
<i>Mesure des résistances</i>	85
Méthodes de Pouillet, de Wheatstone, de M. Edm. Becquerel....	85
Pont de Wheatstone.....	88
Mesure de la résistance d'un galvanomètre.....	91
Mesure de la résistance d'une pile.....	91
Emploi du shunt.....	93
Mesure des résistances très faibles.....	95
Emploi des électromètres.....	98
Résultats généraux. — Influence de la température.....	100
Tableaux des résistances spécifiques.....	103
Relations hypothétiques entre les conductibilités électriques et calorifiques.....	105

TABLE DES MATIÈRES.

369*

	Pages.
<i>Mesure des forces électromotrices.</i>	109
Étalon de force électromotrice.....	109
Méthodes de Fechner et de Wheatstone.....	111
Méthode d'opposition.....	115
Méthode de compensation.....	117
Emploi des électromètres.....	120

CHAPITRE V.

Actions calorifiques des courants. — Phénomènes thermo-électriques.

<i>Actions calorifiques des courants</i>	121
Loi de Joule.....	121
Température du circuit.....	124
Électrocalorimètre à spirale.....	128
Phénomène de Peltier.....	129
Interprétation du phénomène de Peltier.....	134
Transport électrique de la chaleur.....	136
<i>Phénomènes thermo-électriques</i>	139
Circuits formés d'un seul métal.....	139
Forces électromotrices thermo-électriques.....	141
Série thermo-électrique.....	143
Influence de la température. — Point neutre.....	144
Mesure des hautes températures au moyen des couples thermo- électriques.....	147 149
Conservation de l'énergie dans les phénomènes électrothermiques.	151
Application du principe de Carnot. — Valeur théorique de l'effet Peltier.....	151 153
Vérifications.....	153
Valeur du pouvoir électrothermique.....	154
Piles thermo-électriques.....	155

CHAPITRE VI.

Électrolyse.

Conducteurs électrolytiques.....	161
Sels fondus.....	162
Sels dissous.....	163
Actions secondaires.....	166
Voltamètre.....	174
Mesure de l'intensité d'un courant à l'aide du voltamètre.....	178

	Pages
Loi de Faraday.....	180
Extension de la loi de Faraday.....	181

CHAPITRE VII.

Conductibilité des électrolytes.

Polarisation des électrodes.....	187
Résistance d'un électrolyte.....	189
La loi de Ohm est applicable aux électrolytes.....	191
La loi de Joule est applicable aux électrolytes.....	191
Évaluation de la force électromotrice de polarisation.....	192
Méthodes proposées pour la mesure de la résistance des électrolytes.....	193
Conductibilité des électrolytes fondus.....	203
Conductibilité des sels neutres en dissolution très étendue.....	203
Relation entre la loi de Faraday et la loi des conductibilités moléculaires.....	210
Phénomène du transport des ions.....	211
Interprétation du phénomène du transport des ions.....	214
Conductibilité des acides et des bases en dissolution étendue.....	216
Conductibilité des mélanges.....	217
Application de la mesure des conductibilités à l'étude des équilibres chimiques.....	219
Conductibilité de l'eau et de l'alcool. — Application de la mesure des conductibilités à l'appréciation de la pureté d'une substance.....	220
Conductibilité des diélectriques. — Méthodes de mesure.....	222
Résultats.....	223
Électrolyse du verre.....	228
Conductibilité des gaz chauds.....	229
Relation supposée entre la résistance des électrolytes et le frottement intérieur.....	231
Tableaux de résistances spécifiques.....	234

CHAPITRE VIII.

Thermo-électricité dans les électrolytes.

Phénomènes thermo-électriques à la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte.....	236
Phénomène de Peltier à la surface de contact d'un métal et d'un électrolyte.....	239
Phénomènes mécaniques exercés par les dépôts métalliques.....	242

TABLE DES MATIÈRES.

371 *

	Pages.
Interprétation de ces résultats.....	245
Forces électromotrices thermo-électriques et phénomène de Peltier au contact de deux électrolytes.....	246

CHAPITRE IX.

De l'énergie dans l'électrolyse.

Piles.....	248
Application de la loi de Faraday aux piles.....	251
Électrolyses endothermiques et exothermiques.....	254
Expériences de Favre.....	255
Chaleur dégagée dans la pile.....	258
Propriété du zinc amalgamé.....	259
Effet des couples locaux.....	261
Application du principe de la conservation de l'énergie aux élec- trolytes.....	263
Piles réversibles. — Application du principe de Carnot.....	266
Vérifications.....	269
Maximum de polarisation.....	272
Force électromotrice minimum nécessaire pour produire l'élec- trolyse.....	275
Piles secondaires.....	276

CHAPITRE X.

De la polarisation des électrodes.

Comment la polarisation se produit.....	281
Conductibilité métallique et électrolytique.....	284
Comment la polarisation se détruit.....	285
Nature de la polarisation.....	287
Cas des mélanges.....	287
Passivité du fer.....	291
Polarisation du platine.....	293
Pile à gaz.....	296
Résistance au passage.....	297
Analogie d'une électrode polarisée et d'un condensateur.....	300
Capacité de polarisation.....	301
Couches électriques doubles.....	307

CHAPITRE XI.

Phénomènes électrocapillaires.

	Pages.
Expériences de M. Lippmann. — Interprétation de M. Helmholtz.	309
Électromètre capillaire.....	313
Électromoteurs capillaires.....	315
Expérience de M. Pellat.....	316
Mesure des forces électromotrices de contact vraies.....	317
Application du principe de la conservation de l'énergie aux phénomènes électrocapillaires.....	320
Moteur électrocapillaire.....	322
Mouvements électriques du mercure.....	324
Endosmose électrique.....	325

CHAPITRE XII.

Piles hydro-électriques.

Pile de Volta, ses diverses formes.....	328
Piles à courant constant.....	334
Piles de Bunsen, de Grove, etc.....	338
Piles à un seul liquide et à un élément dépolarisant.....	341
Force électromotrice des principales piles.....	345

CHAPITRE XIII.

Forces électromotrices de contact apparentes.

Force électromotrice de contact apparente entre deux corps.....	346
Expériences de Kohlrausch et de M. Pellat.....	349
Force électromotrice apparente de contact entre un métal et un liquide.....	355
Force électromotrice de contact entre deux liquides.....	355
Expériences de MM. Bichat et Blondlot.....	357
Historique de la découverte de la pile.....	360
Discussion des expériences de Volta, de Pfaff et de Pécelet.....	362
TABLE DES MATIÈRES.....	367
PLANCHE II.....	172

www.libtool.com.cn

TABLE DES MATIÈRES,

PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE,

DU DEUXIÈME FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

- Accumulateurs, 277, 279.
 Acides hydratés, 163, 216.
 Aiguilles aimantées, 4.
 Albuminoïdes (Matières), 163.
 Alcalins (Sels), 163, 172.
 Alcool, 163, 220, 221.
 Aldéhydes, 163.
 Alliages, 104, 105.
 Alternatifs (Méthode des courants), 198.
 Aluminium, 101, 104, 138, 147. —
 Bronze d'aluminium, 138.
 Ammoniaque, 166.
 — (Azotate d'), 205, 207, 224, 232.
 — (Chlorhydrates d'), 173, 207, 212.
 — (Chromates d'), 207.
 (Sulfate d'), 207.
 Ammonium (Amalgame d'), 173, 174.
 Ampère, 74.
 Analogie d'une électrode polarisée et d'un condensateur, 300.
 Anion, 163.
 Anneaux de Nobili, 171.
 Anode, 162.
 Antimoine, 103, 104, 108, 134, 138, 143.
 Applications de la mesure des conductibilités des électrolytes, 219, 220.
 Argent, 101, 104, 106, 138, 140, 143, 144, 147, 148, 291.
 — (Azotate d'), 164, 183, 207, 212, 271, 274.
 Argent (Bromure d'), 271, 274.
 — (Chlorure d'), 183, 271, 274.
 — (Sels d'), 171.
 — (Sulfate d'), 207, 212.
 Argentan, 106, 141.
 Arsenic, 143.
 Azoteux (Acide), 172.
 Azotique (Acide), 172, 217, 218.
 Baryte (Azotate de), 214.
 — (Hyposulfate de), 163, 216.
 Baryum (Chlorure de), 208, 213.
 Bases hydratées, 163, 216.
 Bismuth, 103, 104, 106, 108, 134, 138, 139, 143, 293.
 — (Sels de), 171.
 Bottes de résistance, 80; en dérivation, 84.
 Boussole des tangentes, 16.
 Bromhydrique (Acide), 181.
 Bronze d'aluminium, 138.
 Cadmium, 103, 108, 116, 134, 138, 147, 291.
 — (Azotate de), 208, 239.
 — (Chlorure de), 239, 245.
 — (Sulfate de), 239, 274.
 Calcium (Chlorure de), 208, 213.
 Calorifiques (Actions) des courants, 121.
 Capacité électrique. Unité électromagnétique, 12; dimensions, 14.
 — Capacité et résistance. 55. —
 Capacité de polarisation. 301.

- Capillaire (Électromètre), 313, 315.
 Carbonique (Acide), 165.
 Cathion, 163. www.libtool.com.
 Cathode, 162.
 Chaleur dégagée dans la pile, 258.—
 Transport électrique de la chaleur, 136.
 Champ magnétique, 6. Champ magnétique d'un courant, 8.
 Chaux (Chlorure de), 341.
 Chlorhydrique (Acide), 181, 217, 219.
 Chlorique (Acide), 217.
 Chlorures, 219.
 Chromique (Acide), 217, 313.
 Circuits complexes, 38. — Circuits dérivés, 47.
 Cobalt, 143, 293.
 — (Sels de), 171.
 — (Sulfate de), 208.
 Commutateur, 22.
 Conducteurs équivalents, 36.
 Conductibilités moléculaires, 205.
 — Conductibilité électrique et calorifique, 105.
 Contact (Forces électromotrices de):
 vraies, 317; apparentes, 346, 355, 357.
 Couches doubles, 307.
 Coulomb, 74.
 Couple directeur, 5.
 Couples locaux, 261.
 Courant dans un fil non isolé, 65.
 Cristal, 225.
 Cuivre, 101, 102, 104, 106, 108, 138, 140, 143, 144, 147, 291.
 — (Acétate de), 271, 274.
 — (Azotate de), 208, 239, 241, 245, 271, 276.
 — (Chlorures de), 184, 271, 274.
 — Sulfate de), 164, 167, 208, 213, 237, 239, 245, 271, 274.
 Déclinaison, 4.
 Décomposition chimique (Force électromotrice minimum nécessaire pour produire une), 275.
 Dépôts métalliques (Phénomènes mécaniques présentés par les), 242.
 Diélectriques, 222.
 Dimensions des unités électromagnétiques, 13, 14.
 Dissolutions étendues, 232.
 Distillation apparente par l'électricité, 326, 327.
 Eau, 148, 163, 220, 221.
 — acidulée, 161, 165, 169, 276, 319.
 — oxygénée, 169, 170.
 Ébonite, 235.
 Électrocalorimètre à spirale, 128.
 Electrocapillaires (Phénomènes), 309.
 Moteur electrocapillaire, 322.
 Électrodes, 162. Électrodes de Paalzow, 193, 201.
 Électrolyse, 161; normale et anormale, 211; exothermique et endothermique, 254, 255. Schéma général de l'électrolyse, 166.
 Électrolytes, 162.
 Électrolytiques (Conducteurs), 161.
 — Molécules électrolytiques, 116.
 Électromagnétique (Système), 3, 10.
 Électromètre capillaire, 313, 315.
 Électronégatif, électropositif (Radiocal ou élément), 163.
 Électrothermique (Pouvoir), 154.
 Endosmose électrique, 325.
 Endothermique (Électrolyse), 254, 255.
 Équilibres chimiques, 220.
 Étain, 101, 103, 104, 106, 108, 138, 141, 143, 147, 273.
 — (Protochlorure d'), 182.
 Étalons de résistance, 75; de force électromotrice, 109.
 État variable du courant, 66.
 Éthers, 163.
 Exothermique (Électrolyse), 254, 255.
 Expérience d'Oersted, 7; de Volta, 362.
 Farad, 74.

TABLE PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE.

175*

- Fer, 101, 102, 104, 106, 108, 134, 138, 141, 143, 144, 147, 153, 169, 291.
 — (Sels de), 171, 238, 239.
 — (Sulfate de), 208.
- Force électromotrice. Dimensions, 14; unité électromagnétique, 12.
 Mesure, étalon, 109.
- Frottement intérieur, 232. — Courants de frottement, 327.
- Galvanomètres, 16 à 21. Sensibilité, 44.
- Gaz chauds (Conductibilité électrique des), 229.
- Glace (Eau solide), 225.
- Gomme laque, 235.
- Gutta-percha, 235.
- Gyrotrope, 26.
- Hydrogène, 168.
- Inclinaison, 4.
- India-rubber, 235.
- Intensité d'un champ magnétique, 14. — Intensité d'un courant, 14.
- Interrupteurs, 22.
- Iodhydrique (Acide), 181.
- Ions, 163. — Transport des ions, 211, 214.
- Laiton, 106, 108, 138, 140, 143, 147.
- Loi des conductibilités moléculaires, 205. — Loi de Faraday, 180, 210, 251. — Loi de Joule, 121, 190. — Lois de Kirchhoff, 48, 50. — Loi de Ohm, 30, 190, 231.
- Longueur réduite, 36.
- Magnésie (Azotate de), 208.
 — (Sulfate de), 208, 213.
- Magnésium, 101, 108.
 — (Chlorure de), 208, 213.
- Maillechort, 104, 108, 134, 138, 147.
- Manganèse, 143.
 — (Bioxyde de), 343.
 — (Chlorure de), 208, 213.
 (Sels de), 171.
- Manganoux (Sulfate), 276.
- Mécaniques (Phénomènes) dans l'électrolyse, 242.
- Mélanges (Conductibilité des), 217, 287.
- Mercure, 101, 102, 139, 319.
 — (Mouvements électriques du), 324.
 — (Azotate de sous-oxyde de), 239.
- Méridien magnétique, 4.
- Métaux, 104.
- Mesure électrolytique de l'intensité d'un courant, 178. — Mesure électromagnétique de l'intensité d'un courant, 14. — Mesure des résistances métalliques, 73, 85; électrolytiques, 193. — Mesure des hautes températures par les courants thermo-électriques, 147. — Mesure des forces électromotrices, 109.
- Métallitique et électrolytique (Conductibilité), 284.
- Mica, 235.
- Molécules électrolytiques, 216.
- Moment magnétique, 14.
- Moteur électrocapillaire, 321.
- Multiplicateur (Cadre), 17.
- Nickel, 104, 143, 169, 293.
 — (Sels de), 171.
 — (Sulfate de), 208.
- Noir de platine, 294.
- Ohm, 73.
- Or, 104, 106, 140, 143, 144, 148, 291.
 — (Chlorure d'), 210.
- Organiques (Acides), 174, 219.
- Ozone, 167, 176.
- Palladium, 143, 147, 148.
 — hydrogéné, 168.
- Paraffine, 235.
- Partage des acides entre les bases, 219.
- Passivité du fer, 291.
- Phénomène de Peltier, 129, 134, 240.

247. — Phénomène de Thomson, 136, 247.
- Phosphore, 226.
- Piles, 30, 248, 328 à 345, 360. — Piles réversibles, 266. — Piles secondaires, 276. — Pile à gaz, 296. Chaleur dégagée dans la pile, 258.
- Pince thermo-électrique, 131.
- Platine, 103, 104, 106, 138, 140, 143, 168, 169, 210, 293.
- Plomb, 103, 104, 106, 108, 138, 141, 143, 145, 147, 291.
- (Acétate de), 162, 171, 183, 271.
- (Azotate de), 207, 209, 271.
- (Borate et chlorure de), 162, 183, 183.
- (Oxyde de), 182.
- (Sels de), 171.
- Polarisation des électrodes, 115, 187, 192, 272, 281. — Polarisation du platine, 293. — Polarisation du mercure, 310. — Capacité de polarisation, 301.
- Pôles, 5.
- Pont de Wheatstone, 88.
- Porcelaine, 225.
- Potasse (Acétate, valérienat, tartrate de), 174.
- (Azotate de), 205, 207, 209, 212, 218, 224, 232, 233.
- (Bichromate de), 210, 211, 313, 342.
- (Carbonate et cyanate de), 207.
- (Chlorate de), 163, 205, 207, 212, 274, 232.
- (Chromate et perchlorate de), 207, 212.
- (Permanganate de), 207, 213.
- (Sulfate de), 163, 207, 209, 212, 220, 274. — Bisulfate, 220.
- (Sulfate double de zinc et de), 219.
- Potassium, 173.
- (Chlorure de), 163, 207, 209, 212, 218, 233.
- (Cyanure et bromure de), 207, 212.
- (Ferrocyanure de), 210, 211.
- (Fluorure de), 208.
- (Iodure de), 212.
- (Sulfure de), 262.
- Potentiel magnétique, 14.
- Potentiomètre, 119.
- Principe de Carnot. Son application aux phénomènes thermo-électriques, 151; aux piles réversibles, 266. — Principe de la conservation de l'énergie. Son application aux phénomènes thermo-électriques, 149; aux électrolytes, 263; aux phénomènes électrocapillaires, 320. — Principe de la conservation de l'électricité. Son application aux phénomènes électrocapillaires, 320.
- Quantité de magnétisme, 5, 14. — Quantité d'électricité, 12, 14.
- Réactions secondaires dans l'électrolyse, 265.
- Régulateurs d'intensité, 28.
- Résistance électrique, 11, 14, 36, 189, 234. — Résistance et capacité, 55. — Résistance des électrolytes et frottement intérieur, 231. — Résistance au passage, 297. — Résistances spécifiques, 103.
- Rhéostats, 82; à liquide, 193.
- Rhodium, 143.
- Sels dissous, 163, 205, 219. — Sels fondus, 162. — Sels solides, 225.
- Série thermo-électrique, 143.
- Shunt, 93.
- Sodium (Chlorure de), 214.
- Soude (Azotate de), 205, 214, 232, 233.
- (Carbonate de), 208.
- (Hyposulfate de), 313.
- (Phosphates de), 185, 186, 210.
- (Sulfate de), 208, 274, 319.
- Soufre, 143, 236.
- Sucres, 163.

- Sulfurique (Acide), 216, 217, 235, 274. — (Acide per), 169, 170.
- Tension électrique, 363.
- Thallium (Sulfate de), 207.
- Thermo-électriques (Phénomènes).
Circuits métalliques, 139; Métal en contact avec un électrolyte, 236; électrolytes en contact, 246. — Série thermo-électrique, 143. — Point neutre et point d'inversion thermo-électrique, 144. — Piles thermo-électriques, 155.
- Transport des ions, 211, 214. — Nombres de transport, 211. — Transport électrique de la chaleur, 136.
- Urane (Nitrate d'), 208.
- Unités électromagnétiques, 13, 14. — Unité Siemens, 79. — Unité de résistance B.A.U., 79. — Unités pratiques, 73.
- Verre, 225, 228.
- Vitesse de l'électricité, 70.
- Volt, 74.
- Voltamètre, 164, 174, 175.
- Voltmètres, 112.
- Watt, 75.
- Zinc, 103, 104, 106, 134, 141, 143, 144, 147, 148, 291. — Zinc amalgamé, 259, 319. — (Acétate de), 274. — (Azotate de), 208, 238, 239. — (Bromure de), 271, 274. — (Chlorure de), 164, 205, 224, 238, 271, 274. — (Sels de), 237. — (Sulfate de), 116, 208, 209, 213, 234, 245, 274.

www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DU DEUXIÈME FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

- Adams, 61 à 65.
 Almeida (d'), 290.
 Ampère, 8.
 Arrhenius (Svante), 216.
 Avenarius, 144.
 Ayrton et Perry, 235, 351.
 Becker, 235.
 Becquerel (A.), 33, 36, 139, 141, 143, 171, 287, 291, 335.
 Becquerel (Ed.), 85, 88, 100, 105, 113, 131, 142, 157, 181, 195, 229, 237.
 Bellati, 134, 152.
 Benoit et de Nerville, 77.
 Berthelot, 170, 176, 220, 275, 276, 291, 293.
 Bertin, 25, 295.
 Bibart, 291.
 Bichat et Blondlot, 318, 357, 366.
 Bleekrode, 236.
 Blondlot, 27, 229, 230, 231, 303 à 307, 313, *voir* Bichat.
 Bois-Reymond (du), 118.
 Bosscha, 51, 92, 259.
 Bourgois, 174.
 Bouty, 191, 194, 201, 205, 209 à 220, 232, 237 à 245, 282 à 285, 288, 289; *voir* Cailletet.
 Bouty et Foussereau, 196, 199.
 Braun, 259.
 Britannique (Association), 79.
 Buff, 254, 355.
 Bunsen, 157, 179, 338.
 Cailletet et Bouty, 100 à 102.
 Callaud, 338.
 Candido (abbé), 337.
 Carlisle et Nicholson, 161.
 Casselman, 179.
 Cazin, 179.
 Chervet, 61.
 Children, 125.
 Clamond, 158.
 Clark (Latimer), 71, 109, 119, 341.
 Clausius, 135.
 Clifton, 351.
 Congrès des Électriciens, 73, 76.
 Cruikshank, 331.
 Czapski, 269.
 Daniell, 252, 253, 254, 335, 336, 350.
 Davy, 33, 126, 173.
 Despretz, 254.
 Donle, 247.
 Dorn, 327.
 Draper, 324.
 Edlund, 132, 154, 327.
 Erman, 324, 325.
 Ewing et Mac Gregor, 234.
 Fabroni, 361.
 Faraday, 70, 166, 177, 180 à 183, 236, 287, 295.
 Faure, 279.
 Favre, 255, 259.
 Favre et Silberman, 258.
 Fechner, 33, 112, 298, 356.
 Foussereau, 203 à 205, 219 à 227, 232; *voir* Bouty.
 Frankenheim, 129, 132.
 Fuchs, 200.

- Galvani, 360.
 Garbe, 123.
 Gassiot, 334, 345.
 Gaugain, 69.
 Gerland, 351.
 Gernez, 326, 327.
 Gockel, 269.
 Gore, 236, 324, 325.
 Graham, 169.
 Grenet, 341.
 Grossmann, 231.
 Grotrian, 231; voir Kohlrausch (F.)
 Grove, 126, 127, 296, 338, 345.
 Guebard, 171, 172.
 Guillemin et Burnouf, 70.
- Haga, 139, 155.
 Hankel, 351.
 Hare, 333.
 Hellesen, 236.
 Helmholtz, 266, 307, 309, 310.
 Henrici, 236.
 Herschel, 324, 325.
 Hittorf, 211 à 216.
- Jahn, 269 à 274.
 Jannettaz et Pilleur, 141.
 Joule, 121, 122, 179.
- Kirchhoff, 48, 53, 59, 95.
 Kirchhoff et Hansemann, 106.
 Kohlrausch, 28, 179, 349, 350.
 Kohlrausch (F.), 198 à 200, 209, 226.
 Kohlrausch (F.) et Grotrian, 231.
 Kolbe, 174.
 König (A.), 317.
 Kuhlmann, 296.
- Le Châtelier, 148.
 Leclanché, 343.
 Lenz, 105, 131, 298.
 Lenz et Saveljew, 114, 115.
 Le Roux, 132, 133, 137 à 139.
 Lippmann, 194, 200, 302, 309 à 315, 320 à 325.
 Lodge (O), 216.
 Lorenz, 107 à 109.
- Magnus, 140.
 Mance, 91.
 Marcus, 158.
 Marié-Davy, 340.
 Mascart, 28, 176, 179, 180, 185.
 Mascart, de Nerville et Benoît, 77, 78.
 Matteucci, 103, 140, 181, 183, 184, 252, 294.
 Matthiessen, 101 à 105, 109.
 Matthiessen et Vogt, 103.
 Mills (E.), 242.
 Minotto, 337.
 Moncel (du), 236.
 Müntz, 333.
- Niaudet, 341.
 Nobili, 18, 156, 171, 236
 Noé, 160.
- Ørstedt, 7.
 Offershaus, 333.
 Ohm, 33.
- Paalzow, 198, 324.
 Pacinotti, 236.
 Pécelet, 362, 365.
 Pellat, 120, 316, 317, 319, 321, 340, 351 à 355, 366.
 Peltier, 129 à 131.
 Pepys, 333.
 Pfaff, 362, 365.
 Planté, 277, 278, 280.
 Poggendorff, 117.
 Pohl, 26.
 Porret, 325.
 Pouillet, 16, 30 à 42, 47, 83, 85, 115, 177.
- Quincke, 60, 324, 325, 326, 327.
 Quintus Icilius (de), 132.
- Raoult, 169.
 Rayleigh (lord), 77.
 Raynaud, 52.
 Regnauld (J.), 115, 116.
 Reuss, 325.

Richarz, 170.	Troost et Hautefeuille, 168.
Riess, 105.	
Ritter, 277.	Volta, 328 à 331, 361 à 365.
Rive (de la), 103, 128, 299.	
Roiti, 128	
	Walker, 236.
Schönbein, 394.	Warburg, 228.
Schweigger, 17.	Warren de la Rue et Hugo Müller, 334, 343, 345.
Seebeck, 140, 141, 173.	Weber, 21, 22, 106, 179.
Siemens, 70, 79, 102.	Wheatstone, 70, 71, 83, 85, 86, 89, 110, 114.
Siemens et Halske, 337.	Wiedemann (E.), 233.
Smaasen, 53.	Wiedemann (G.), 185, 231, 325.
Sméc, 335.	Wiedemann (G.) et Franz, 105, 306.
Soret, 254.	Wild, 246, 356.
	Wollaston, 331 à 333.
Tait, 144.	Wright, 259.
Thomson (sir W.), 20, 21, 32, 91, 96, 136, 155, 338.	Zöllner, 327.
Troost, 169.	

FIN DES TABLES DU DEUXIÈME FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

ERRATA

DU DEUXIÈME FASCICULE DU TOME QUATRIÈME.

Page 54, ligne 9, après ces mots : *Si la surface est fermée*, ajouter : *et ne contient pas d'électrode.*

www.libtool.com.cn

Fig. 3. www.libtool.com.cn

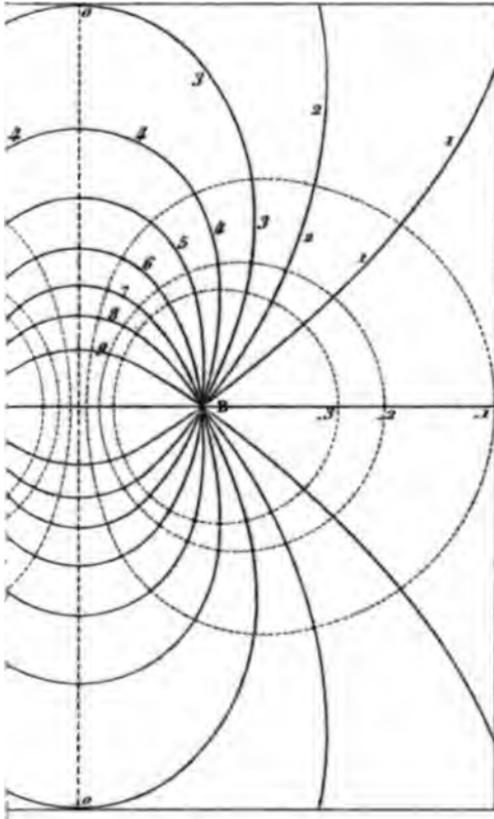
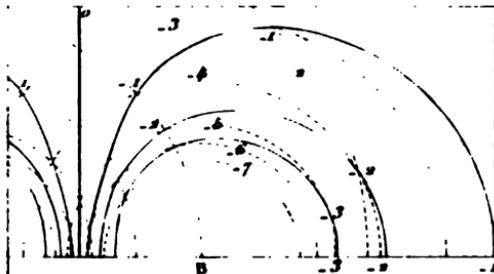


Fig. 1





www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

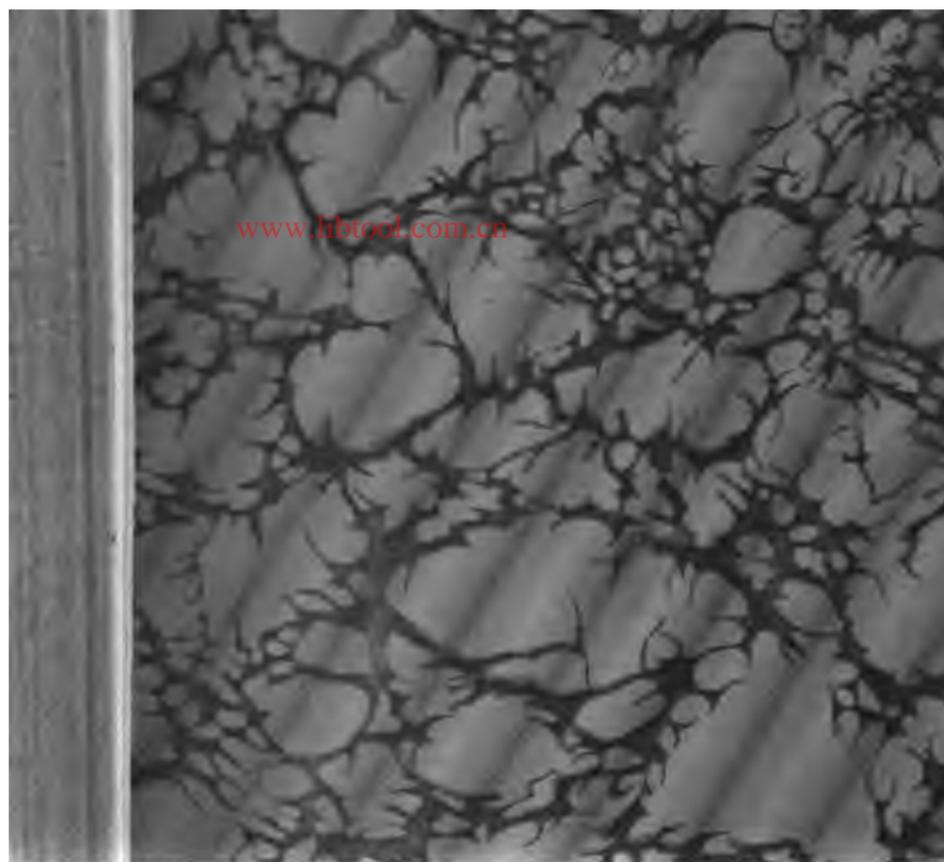
1352 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.



www.libtool.com.cn



www.libtool.com.cn



3 2044 050 805 068

The borrower must return this item on or before
the last date stamped below. If another user
places a recall for this item, the borrower will
be notified of the need for an earlier return.

*Non-receipt of overdue notices does not exempt
the borrower from overdue fines.*

Harvard College Widener Library
Cambridge, MA 02138 617-495-2413



Please handle with care.
Thank you for helping to preserve
library collections at Harvard.

www.libtool.com.cn

Fig 5. www.libtool.com.cn

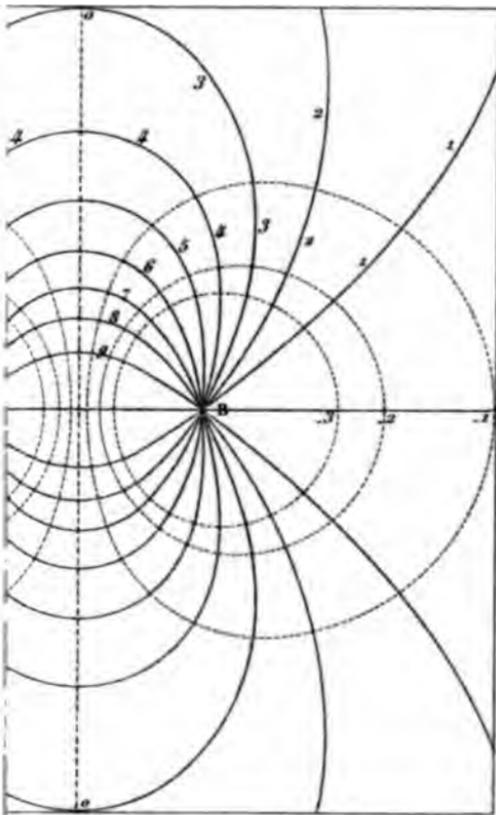


Fig 1



www.libtool.com.cn

www.libtool.com.cn

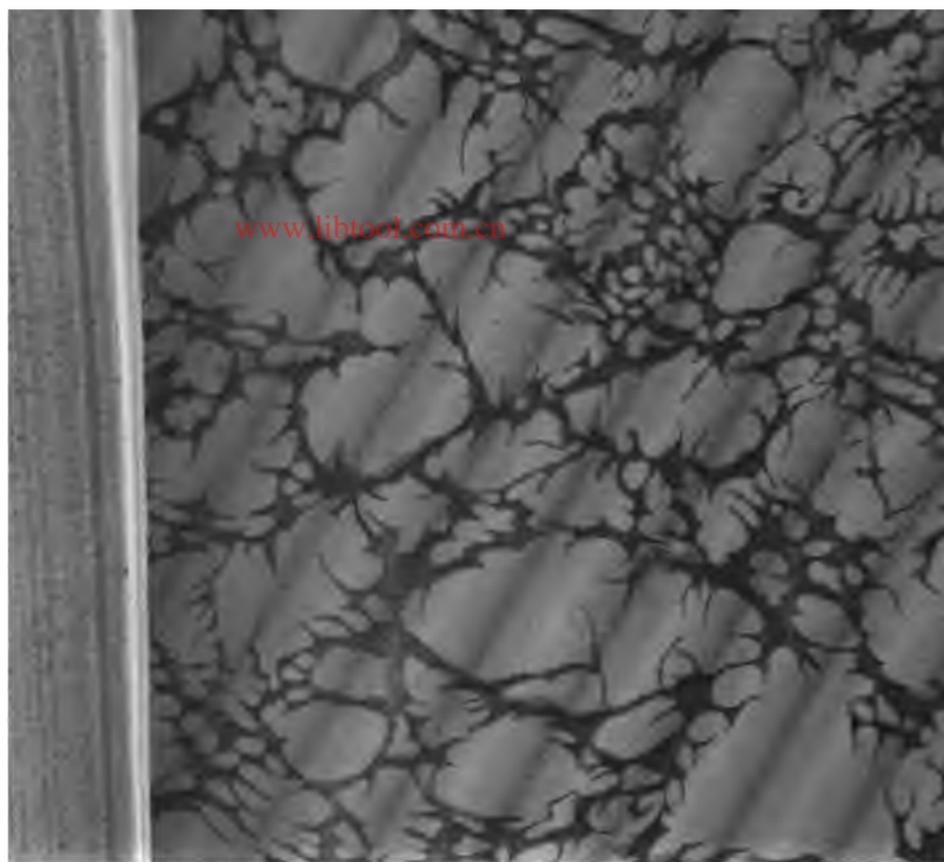
12202 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.



www.libtool.com.cn



www.libtool.com.cn

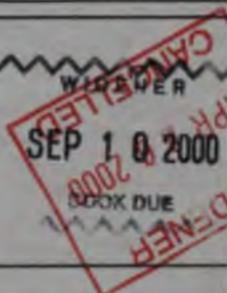


3 2044 050

www.lib.harvard.edu
The borrower must return this item on or before the last date stamped below. If another user places a recall for this item, the borrower will be notified of the need for an earlier return.

Non-receipt of overdue notices does not exempt the borrower from overdue fines.

Harvard College Widener Library
Cambridge, MA 02138 617-495-2413



Please handle with care.
Thank you for helping to preserve
library collections at Harvard.

www.libtool.com.cn