

ANNALES SCIENTIFIQUES DE L'É.N.S.

MARIÉ-DAVY

Mémoire sur la théorie mécanique de l'électricité (masse électrique des corps conducteurs)

Annales scientifiques de l'É.N.S. 1^{re} série, tome 4 (1867), p. 133-158

http://www.numdam.org/item?id=ASENS_1867_1_4__133_0

© Gauthier-Villars (Éditions scientifiques et médicales Elsevier), 1867, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales scientifiques de l'É.N.S. » (<http://www.elsevier.com/locate/ansens>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

MÉMOIRE
SUR LA
THÉORIE MÉCANIQUE DE L'ÉLECTRICITÉ.

MASSE ÉLECTRIQUE DES CORPS CONDUCTEURS,

PAR M. MARIÉ-DAVY.

Dans le second fascicule de mes Mémoires, publié en 1862, j'annonçais comme devant paraître prochainement trois Mémoires traitant, l'un du pouvoir électromoteur des piles thermo-électriques, l'autre de la pression électromotrice des diverses piles, le dernier de la transformation de la force vive électrique en travail mécanique. Ces Mémoires étaient alors très-avancés; mais j'ai dû suspendre mes recherches sur l'électricité pour me livrer à d'autres études. J'ai pu reprendre récemment la question des pressions électromotrices; elle fait l'objet du présent Mémoire, et m'a permis, dans l'ordre d'idées où je me suis placé, de déterminer la masse de la substance qui, dans un corps conducteur, participe au mouvement électrique. C'est cette masse que j'appelle *masse électrique du conducteur*.

Pour l'intelligence de ce qui va suivre, je crois nécessaire de résumer rapidement mes travaux antérieurs.

Dans ma pensée, l'électricité dynamique est due à un mouvement vibratoire dissymétrique, c'est-à-dire dans lequel l'élément vibrant exécute des excursions inégales des deux côtés de sa position d'équilibre normal, avec déplacement graduel de cette position d'équilibre. Cette dissymétrie aurait pour cause statique la dissymétrie des surfaces de contact de deux corps différents, et, pour cause dynamique, le travail

moléculaire qui s'exécute en ces surfaces dans les piles ordinaires, ou dans la force vive qui leur est apportée sous forme de chaleur dans les piles thermo-électriques. Cette pensée date chez moi de vingt ans; elle m'a servi de guide dans toutes mes recherches. Ce n'est toutefois qu'une hypothèse, et, tout en laissant involontairement percer dans mes écrits mes préoccupations théoriques, je ne l'ai jamais considérée que comme un instrument de recherches et un stimulant au travail.

Envisageant l'électricité comme quelque chose qui se meut, j'ai basé mes formules sur les principes élémentaires de la dynamique, sans y faire intervenir en rien la nature du mouvement, laissant à l'expérience le soin de décider sur ce dernier point. On ne retrouvera donc pas dans ce qui suit une méthode analytique directe allant au but par le chemin le plus court; mais une série de tâtonnements, où chaque pas en avant est appuyé sur une donnée expérimentale. Si mes conclusions sont jugées être, dans une mesure suffisante, d'accord avec les faits, quelque géomètre pourra reprendre la question par des procédés plus précis, montrer les points restés en souffrance et provoquer de nouvelles expériences.

État variable des courants.

Les propositions sur lesquelles je me suis appuyé sont les suivantes :

1° Que l'électricité se transmette dans ses conducteurs comme la lumière et la chaleur se transmettent au travers du vide ou des corps diaphanes et diathermanes, ou bien qu'elle se propage de molécule à molécule comme le fait la chaleur dans les corps athermanes, cette transmission ou propagation se fait dans un temps excessivement court et négligeable lorsque le circuit n'a que quelques dizaines de mètres de longueur.

2° L'intensité d'un courant est proportionnelle, toutes choses égales d'ailleurs, à la vitesse v du mouvement électrique qui le constitue : mouvement qu'il ne faut pas confondre avec sa vitesse V de transmission ou de propagation. L'intensité du courant est en même temps proportionnelle à la masse m en mouvement, et, par conséquent, proportionnelle au produit mv .

3° La résistance R qu'un courant électrique éprouve de la part de

ses conducteurs croît proportionnellement à la vitesse v du mouvement, toutes autres choses égales d'ailleurs.

4° La résistance d'un conducteur croît en même temps proportionnellement à sa longueur, le courant restant le même.

Ces divers points posés, si, considérant un élément dl quelconque du circuit, j'appelle γ l'accélération due à la différence des pressions électromotrices des deux côtés de cet élément, v la vitesse du mouvement électrique au même point au bout du temps t compté à partir du moment où le circuit est fermé, et ϵ l'accélération négative due à la résistance qu'un mouvement d'une vitesse égale à 1 rencontre dans l'unité de longueur d'un circuit identique à l'élément dl , j'aurai

$$(1) \quad \frac{dv}{dt} = \gamma - \epsilon \cdot v \cdot dl.$$

La pression électromotrice ne se transmettant pas dans un temps rigoureusement nul au travers de toute la longueur du circuit, γ est, en réalité, elle-même une fonction du temps t . L'équation différentielle (1) deviendrait donc très-compiquée si on voulait la rendre explicite. Mais comme la vitesse V de transmission ou propagation de l'électricité est excessivement grande, si le conducteur n'a que quelques dizaines de mètres de longueur, on peut y considérer cette vitesse V comme infinie : l'erreur ne sera pas d'un millionième de seconde. La pression électromotrice se répartira instantanément sur toute la longueur de la masse électrique à mouvoir, et l'équation différentielle prendra la forme simple que nous lui avons donnée plus haut. On peut la mettre encore sous une autre forme.

Quelque complexe que soit le circuit d'une pile, on peut remplacer par la pensée chacune de ses parties par une longueur équivalente d'un conducteur normal de section égale à l'unité. Soit l la longueur totale de ce conducteur, dont la résistance équivaut à celle du circuit total ; soit m la masse électrique de l'unité de longueur de ce conducteur ; soit A la pression électromotrice totale de la pile. La différence des pressions aux deux extrémités de l'unité de longueur du circuit hypothétique sera $\frac{A}{l}$, et l'accélération sera $\gamma = \frac{A}{ml}$. D'un autre côté, la force

résistante de l'unité de longueur sera bv et son accélération négative sera $\frac{b}{m}v = \xi v$.

Nous aurons donc

$$(2) \quad \frac{dv}{dt} = \frac{A}{ml} - \frac{b}{m}v = \frac{A}{ml} - \xi v.$$

D'où, en intégrant de 0 à t ,

$$(3) \quad v = \frac{A}{\xi ml} (1 - e^{-\xi t}).$$

L'intensité i du courant, proportionnelle à mv , peut être représentée par kmv , k étant un coefficient variable avec l'unité adoptée dans la mesure de i . L'équation (3) devient alors

$$(4) \quad \frac{i}{k} = \frac{1}{\xi} \frac{A}{l} (1 - e^{-\xi t}).$$

De ce qui précède, nous déduisons à la fois les lois de l'état variable et celles de l'état permanent.

Dans l'état permanent $\frac{dv}{dt} = 0$, ce qui donne

$$(5) \quad mv = \frac{i}{k} = \frac{1}{\xi} \frac{A}{l}.$$

Et comme l'état permanent n'est obtenu qu'après un certain temps, et que ce temps est très-court, nous en concluons que ξ est plus grand que l'unité et de plus très-élevé. En faisant en effet $\xi t = \infty$ dans l'équation (4) nous retombons sur l'équation (5).

Mon premier et mon second Mémoire (1^{er} fascicule) sont consacrés au choix et à la fixation d'une unité d'intensité de courant et d'une unité de résistance. Le troisième a pour objet la détermination de ξ .

Les formules qui, dans ce dernier Mémoire, me permettent de déduire ξ des données de l'expérience sont homogènes par rapport à i ; elles sont donc indépendantes de l'unité de courant adoptée; elles sont également indépendantes de m .

Or, en opérant sur des conducteurs très-divers, cuivre, fer, plomb, platine, sulfate de cuivre en dissolution, j'ai trouvé pour ξ des nombres variant dans des limites qui ne dépassent pas les limites d'erreur possible des expériences. Deux des nombres les plus éloignés, 18800 et

17600 ont été obtenus avec le même fil de platine dans deux expériences où l'intensité du courant avait varié seulement de 17,2 à 17,4, toutes autres choses égales d'ailleurs. Il est d'autant plus permis, dans une première approximation, de considérer ces nombres comme constants, qu'il suffit de replier le fil sur lui-même pour réduire à moitié la valeur de ϵ . J'ai pris $\epsilon = 20000$ en nombre rond.

De la constance de ϵ et de sa valeur élevée découlent plusieurs conséquences, entre autres celle-ci. Dans un circuit d'une nature quelconque dont les parties ne s'influencent pas mutuellement et dont le courant n'exécute aucun travail extérieur, ce courant arrive à son état permanent, à un millième de son intensité près, au bout de $\frac{1}{3000}$ de seconde environ. Cette durée de l'état variable augmente quand le courant exécute un travail extérieur.

Conductibilité des corps.

Dans notre équation (2) $\frac{A}{l}$ est la différence des pressions électromotrices exercées aux deux extrémités de l'unité de longueur du circuit hypothétique, A étant la pression électromotrice totale de la pile. $\frac{A}{ml}$ est l'accélération due à cette différence de pression; c'est ce que nous avons appelé γ . L'accélération due à la pression électromotrice totale agissant sur la même masse m sera donc égale à γl . Je pose $\gamma l = G$. J'aurai alors $A = mG$; et, si j'appelle μ la masse électrique de l'unité de volume de mon conducteur hypothétique et s sa section, nous aurons $m = \mu s$ et

$$(6) \quad A = \mu s G.$$

Les équations (3), (4) et (5) deviennent alors :

$$(7) \quad v = \frac{1}{\epsilon} \frac{G}{l} (1 - e^{-\epsilon t}),$$

$$(8) \quad \frac{i}{k} = \frac{1}{\epsilon} \frac{G \mu s}{l} (1 - e^{-\epsilon t}),$$

$$(9) \quad \frac{i}{k} = \frac{1}{\epsilon} \frac{G \mu s}{l}.$$

Or, depuis les travaux de MM. Ohm, Fechner et Pouillet, on sait que les lois de la pile se résument dans la formule suivante :

$$(10) \quad \frac{i}{k} = \frac{Bcs}{l},$$

dans laquelle B est ce que l'on appelle force électromotrice de la pile, et où c , s et l représentent la conductibilité, la section et la longueur du conducteur hypothétique substitué aux diverses parties du circuit réel. Sans nous occuper pour le moment des termes B et $\frac{G}{\epsilon}$, qui, dans l'une et l'autre formule, sont des quantités constantes, nous sommes conduit par la comparaison de ces deux équations à considérer c comme proportionnel à μ ; c'est-à-dire que la conductibilité d'une substance serait proportionnelle à la masse électrique de l'unité de volume de cette substance.

D'un autre côté, la force résistante r de l'unité de longueur de notre conducteur hypothétique est égale à $\epsilon m\nu$, ou à $\beta\mu s\nu$. En rappelant que $\frac{i}{k} = m\nu = \mu s\nu$, nous en déduisons

$$(11) \quad r = \epsilon \frac{i}{k}.$$

Cette résistance est donc proportionnelle à l'intensité i du courant; mais elle est indépendante de la nature du conducteur, puisque le coefficient ϵ en est indépendant lui-même.

Le travail résistant Tr de l'unité de longueur de notre conducteur hypothétique est égal à $r\nu$. Nous aurons donc

$$(12) \quad Tr = \epsilon\mu s\nu^2 = \frac{\epsilon}{\mu s} \frac{i^2}{k^2};$$

ce travail résistant est proportionnel au carré de l'intensité du courant; mais en même temps il dépend, par μ , de la nature du conducteur: il varie en raison inverse de la masse électrique de ce conducteur.

Si aucun changement moléculaire de nature physique ou chimique n'est produit par le courant, le travail résistant Tr apparaîtra tout entier sous forme de chaleur; $\epsilon\mu s\nu^2 = \frac{\epsilon}{\mu s} \frac{i^2}{k^2}$ sera donc l'équivalent de

la quantité de chaleur déposée durant chaque seconde dans l'unité de longueur de notre conducteur par le courant $\frac{i}{k}$. En désignant par q cette quantité et par e l'équivalent mécanique de l'unité de chaleur employée pour exprimer q , nous aurons

$$(13) \quad q = \frac{\mathfrak{E}}{e\mu s} \frac{i^2}{k^2};$$

q est proportionnel au carré de i .

Or les expériences de M. Joule nous ont appris que la quantité de chaleur déposée par seconde dans l'unité de longueur d'un conducteur par un courant d'intensité i , est proportionnelle au carré de i et en raison inverse de la section du conducteur et du degré de conductibilité de la substance dont il est formé. Ces lois se résument dans la formule suivante :

$$(14) \quad q = D \frac{i^2}{cs}.$$

En comparant entre elles les formules (13) et (14), nous arrivons encore à cette conclusion que c doit être proportionnel à μ .

En posant $c = a\mu$, les équations (9) et (13) deviennent

$$(15) \quad \frac{i}{k} = \frac{1}{\mathfrak{E}} \frac{Gcs}{at},$$

$$(16) \quad q = \frac{\mathfrak{E}a}{ecs} \frac{i^2}{k^2}.$$

Ces deux dernières équations donnent à leur tour,

$$(17) \quad ql = \frac{G}{e} \frac{i}{k},$$

ou bien encore,

$$(18) \quad ql = \frac{1}{e} \mu s G v = \frac{1}{e} A v.$$

C'est-à-dire que la quantité totale de chaleur déposée par seconde dans tout le circuit est l'équivalent du travail de la pression électromotrice de la pile, quelles que soient la nature et les dimensions du circuit, ce qui est conforme aux résultats de MM. Favre et Silbermann.

Avant d'aller plus loin, voyons comment, d'après les diverses hypothèses admises pour l'électricité, on peut comprendre la proportionnalité entre la conductibilité d'un corps et la masse électrique de son unité de volume.

1° *Théorie des deux fluides*. — A une époque peu éloignée de nous, la théorie des deux fluides était admise par la généralité des physiciens; elle l'est même encore aujourd'hui par un grand nombre d'entre eux. Dans cette théorie, chaque élément d'électricité neutre du conducteur est décomposé par l'élément antérieur; son électricité positive est poussée en avant pour produire une décomposition pareille sur l'élément suivant; son électricité négative est attirée en arrière et se combine avec l'électricité positive de l'élément antérieur, pour reconstituer du fluide neutre propre à subir indéfiniment le même effet. La vitesse V de propagation de l'électricité dépend de la vitesse avec laquelle la polarité des éléments de fluide neutre se propage d'un bout à l'autre du conducteur; la vitesse v du mouvement électrique dépend de la vitesse avec laquelle les deux fluides se séparent sur un élément et se réunissent de nouveau entre fluides fournis par deux éléments consécutifs.

Rien n'empêche d'admettre, dans cette théorie, que la conductibilité d'une substance soit proportionnelle à la masse μ des éléments de fluide neutre contenus dans son unité de volume. La décomposition du fluide neutre et sa recombinaison alternatives s'opéreraient avec une vitesse d'autant moindre, pour produire un même courant, que la masse de ce fluide neutre serait plus grande. On l'admet sans difficulté pour un même conducteur dont la section varie; il n'est pas plus difficile de l'admettre en passant d'un conducteur à un autre.

2° *Théorie d'un seul fluide*. — Pour les physiciens qui considèrent un courant électrique comme un véritable flux d'un fluide particulier au travers du conducteur, on arrive à une conclusion analogue. La même quantité de fluide circule au travers de toutes les sections d'un même circuit, homogène ou non de nature et de section. En admettant, ce qui est facile, que le fluide se répande uniformément dans toute l'étendue de chaque section, et qu'il y conserve la même densité, la masse de fluide en circulation dans un conducteur de longueur l sera proportionnelle à la section du conducteur, et aussi proportionnelle à la

somme des ouvertures des canaux qui, dans l'unité de section, livrent passage au fluide. La conductibilité d'une substance sera proportionnelle à cette dernière somme.

Cette théorie d'ailleurs peut être comprise d'une autre manière : rien, en effet, n'oblige à supposer que le fluide électrique soit distinct de l'éther. L'identité des deux fluides admise, nous retrouverions la distinction des deux vitesses V et v . V , vitesse de propagation de l'électricité, serait la vitesse avec laquelle la pression électromotrice se propage dans toute la longueur du conducteur ; v , vitesse du mouvement électrique, serait la vitesse de translation de l'éther. Dans ce dernier cas, μ représenterait la masse de l'éther qui, dans l'unité de volume d'une substance donnée, peut se déplacer dans le sens du courant pour produire ce dernier.

3° *Théorie des vibrations.* — Reste une dernière hypothèse, celle du mouvement vibratoire. Ici, c'est l'éther intraparticulaire, en y comprenant tout ou partie des atmosphères éthérées des éléments matériels, qui entrerait en vibration électrique; rien n'empêcherait même que les éléments matériels y participassent dans une certaine mesure. μ exprimerait encore la masse vibrant électriquement dans l'unité de volume du conducteur. v aurait pour expression $\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{d\alpha}{d\tau}$, dans laquelle τ serait la durée d'une demi-oscillation simple et $d\alpha$ la projection, sur la direction du courant, de l'arc de courbe parcouru pendant le temps $d\tau$ par l'élément vibrant. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

Jusqu'à présent, rien ne nous oblige à nous prononcer entre ces trois théories. Nous admettons seulement que la conductibilité d'une substance est proportionnelle à la masse du fluide conducteur du mouvement électrique, ou le constituant, qui est contenu dans l'unité de volume de cette substance. Chacune des trois hypothèses peut satisfaire à cette condition; voyons maintenant ce que dit l'expérience.

Mon quatrième Mémoire (2^{me} fascicule 1862) a pour objet l'étude des conductibilités des diverses dissolutions salines.

On admet en physique que le carré de l'indice de réfraction absolue d'un corps est proportionnel à la densité de l'éther conducteur du mouvement lumineux dans ce corps. Or, des expériences nombreuses, faites avec un très-grand soin par divers physiciens, et en dernier lieu

par M. Fouqué, montrent que le carré de l'indice de réfraction absolue d'une dissolution saline est à très-peu près rigoureusement proportionnel à la somme de deux termes, dont l'un est la densité de l'éther de l'eau, correction faite du changement de volume de cette eau dans la dissolution, et dont l'autre est proportionnel au poids du sel dissous, ou à la densité moyenne de l'éther apporté par le sel dans la dissolution.

Quelque chose d'analogue a lieu pour la conductibilité c des dissolutions. Elle augmente avec la proportion de sel dissous; mais elle augmente moins rapidement que cette proportion. Pour le sulfate de cuivre, entre autres, dissous dans l'eau distillée, je suis arrivé à la formule suivante :

$$(19) \quad c = 0,00000018 + 0,0000287p - 0,00000885p^2.$$

que l'on peut écrire encore :

$$(20) \quad c = 0,00000018 + 0,0000287p(1 - 0,308p).$$

Cette dernière formule peut se traduire en disant que la densité moyenne du fluide conducteur du mouvement électrique augmente, comme celle de l'éther, par l'addition d'un sel à l'eau; mais que le volume du fluide ajouté diminue de quantités proportionnelles au poids du sel, comme si les éléments matériels de ce dernier formaient au milieu de leurs atmosphères des îlots impropres à conduire le mouvement électrique. Cette circonstance est moins favorable à la première hypothèse qu'aux deux autres. Dans l'hypothèse des deux fluides, en effet, rien ne conduit à supposer que chaque élément du sel n'apportera pas dans sa dissolution toute la quantité de fluide neutre dont il est muni, auquel cas les formules (19) et (20) ne devraient pas contenir de terme en p^2 . La formule (20), qui représente avec une grande approximation la loi de conductibilité des dissolutions salines, me paraît au contraire complètement d'accord avec les deux autres, qui considèrent la conductibilité d'une substance comme proportionnelle et à la densité moyenne de l'éther conducteur du mouvement électrique et au volume que cet éther occupe dans l'unité de volume de la substance; et, par suite, considèrent cette conductibilité comme pro-

portionnelle à la masse μ de l'éther conducteur du mouvement électrique contenu dans l'unité de volume de la substance. La seconde hypothèse doit alors s'entendre de la seconde manière.

Passant ensuite à l'influence particulière exercée par chaque sel sur la conductibilité de la dissolution, j'ai trouvé que ceux qui ont le pouvoir conducteur le plus élevé sont précisément ceux qui sont les plus difficiles à décomposer.

Les physiciens avaient souvent manifesté une certaine tendance à dénier aux liquides la propriété de conduire l'électricité, ou de livrer par eux-mêmes passage aux courants électriques, pour ne l'attribuer qu'à un phénomène d'électrolyse. Cette absence de conductibilité n'est pas propre à l'état liquide, puisque le mercure conduit très-bien; elle n'est pas non plus une conséquence nécessaire de l'état composé d'un corps, puisque certains sulfures et chlorures métalliques solides conduisent bien sans se décomposer, tandis que le soufre ne conduit pas. L'eau pure conduit très-mal, et dans une dissolution saline elle ne conduit pas mieux; le véritable conducteur est le sel, et, en général, il conduit d'autant mieux qu'il est plus difficile d'en retirer le métal. Sa conductibilité n'est donc pas un fait d'électrolyse. Tout ce que nous pouvons conclure, c'est que ce que l'on nomme affinité d'un métal pour les composés SO^4 , AzO^6 , et pour Cl , semble lié à la même circonstance que celle qui règle la conductibilité du sel, c'est-à-dire à la masse électrique de l'unité de volume; ou, ce qui est plus exact encore, l'une et l'autre de ces données sont liées à la même cause.

Force électromotrice des piles ordinaires.

L'équation (9)

$$\frac{i}{k} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{G\mu s}{l}$$

et son équivalente

$$\frac{i}{k} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Gcs}{al}$$

contiennent explicitement toutes les lois de la pile. k , ε et a sont indépendantes de la pile et de son circuit. G , que l'on nomme ordinairement *force électromotrice*, n'est que l'accélération que la pression électro-

motrice imprimerait à la masse électrique μs (*); son expression numérique est donc essentiellement variable avec le conducteur adopté comme conducteur normal. Et, en effet, on trouve pour une même pile autant de valeurs de G que l'on emploie pour i d'unités d'intensités différentes, et pour conducteur normal de substances diverses.

Rapprochons les équations (9) et (13)

$$\frac{i}{k} = \frac{1}{\epsilon} \frac{G \mu s}{l} \quad \text{et} \quad q = \frac{\epsilon}{e \mu s} \frac{i^2}{k^2}.$$

Comme jusqu'à présent notre unité d'intensité de courant est arbitraire, ainsi que la substance choisie pour conducteur normal, nous pouvons déterminer l'une et l'autre par cette double condition que $q = 1$ pour $i = 1$, et que $i = \frac{G}{l}$.

La première condition donne

$$(21) \quad \epsilon = e \mu s k^2,$$

la seconde donne

$$(22) \quad \epsilon = k \mu s;$$

nous en déduisons

$$(23) \quad k = \frac{1}{e}$$

$$(24) \quad \mu s = \epsilon e.$$

Avec ces données, les équations (9) et (13) deviennent

$$(25) \quad q = i^2$$

$$(26) \quad il = G$$

$$(27) \quad ql = Gi.$$

q est la quantité de chaleur déposée durant une seconde par le courant i dans l'unité de longueur du conducteur; ql est la quantité totale de chaleur déposée dans le circuit : elle est égale à Gi , et pour $i = 1$, $q'l' = G$.

(*) Dans l'hypothèse d'une circulation continue; dans l'hypothèse des vibrations, c'est une force vive (*voir plus loin*).

Les expériences de Faraday nous ont appris que dans une pile ordinaire, ou pile hydro-électrique, la quantité p de métal dissous ou réduit par seconde est proportionnelle à i et à l'équivalent chimique P du métal; en sorte que $p = P\alpha i$ dans laquelle α est une constante arbitraire. En désignant par q et Q les quantités de chaleur dégagées par les poids p et P du métal dissous dans la pile, nous aurons encore $q = Q\alpha i$, d'où $i = \frac{q}{\alpha Q}$. L'équation (27) devient alors $ql = G \frac{q}{\alpha Q}$, et pour $i = 1$,

$$q'l' = G \frac{q'}{\alpha Q}.$$

Si nous supposons $\alpha = 1$, p' devient égal à P et q' à Q , en même temps que $q'l' = G$. Les expériences de M. Favre ont montré, en outre, que $q'l' = Q$; nous en concluons que $G = Q$.

Nous avons donc un moyen pratique de déterminer à la fois notre conducteur normal et notre unité d'intensité de courant, conformément aux conventions ci-dessus. Notre unité d'intensité de courant sera celle qui, en une seconde de temps, dissout ou réduit un équivalent de métal; notre conducteur normal sera celui qui, sous l'unité de longueur, recevra d'un courant égal à l'unité une quantité de chaleur égale à l'unité de chaleur.

L'équivalent chimique d'un corps est un rapport, et non un poids exprimé en fonction d'une unité définie. Il semblerait naturel de choisir le kilogramme, puisque le kilogrammètre est l'unité de travail adoptée, et de prendre $P = 32$ kilogrammes pour le zinc, auquel cas $Q = 18800$ dans la pile de Smée. Mais l'intensité des courants les plus usuels serait représentée par des nombres décimaux d'une longueur excessive. D'ailleurs, l'unité de poids admise pour l'équivalent chimique est indifférente à nos formules, pourvu qu'elle s'applique en même temps à q et à e .

J'ai adopté pour unité d'intensité de courant celle du courant qui, en une heure, dépose 108 millièmes de milligramme d'argent, ou qui dépose par seconde $\frac{108}{3600\ 000\ 000\ 000}$ de kilogramme d'argent. Mon unité de chaleur sera celle qui, en une seconde, élève de 1 degré $\frac{1}{3600\ 000\ 000\ 000}$ de kilogramme d'eau.

Ces unités admises, la force électromotrice d'une pile est représentée par le même nombre que la chaleur déposée par seconde dans un circuit d'une longueur telle, que l'intensité du courant y soit égale à l'unité. Examinons d'abord ce premier point.

Mes cinquième, sixième et septième Mémoires sont consacrés à l'étude de la force électromotrice des diverses piles hydro-électriques.

Jusqu'à présent nous avons considéré le circuit d'une pile comme formé par un seul conducteur homogène ou par une série de conducteurs différents, sans nous préoccuper de leurs surfaces de jonction nécessaires. Ces surfaces sont de deux natures : pour les unes, les deux conducteurs en contact sont tous les deux solides; pour les autres, l'un des conducteurs est solide et l'autre liquide. Ces dernières seules font l'objet de mon cinquième Mémoire. Le huitième, non encore terminé, se rapporte aux premières.

En désignant par r la longueur d'un conducteur homogène qui, substitué aux deux surfaces de séparation d'un métal plongeant dans une dissolution qu'il sépare en deux parties, laisserait au courant la même intensité, j'étais arrivé en 1846 à l'expression générale suivante :

$$(28) \quad r = a + \frac{b}{i} - \frac{c}{i^2},$$

Une formule empirique ne saurait être l'expression d'une loi, et il me fallait donner, de la présence de ces trois termes, une interprétation que je ne possédais pas alors.

Or r n'est pas une résistance, c'est une longueur; la résistance de r est proportionnelle à i en même temps qu'à r . En faisant le produit par i , il vient,

$$(29) \quad ri = ai + b - \frac{c}{i}.$$

Le premier terme a tient à une résistance de même nature que celle des conducteurs ordinaires; et, en effet, ce terme disparaît quand on opère dans des conditions telles, qu'aucune couche gazeuse ne puisse être déposée sur l'une ou l'autre des faces de la lame. Nous voyons au contraire que le terme b rappelle le terme G ou force électromotrice; il constitue en effet une force électromotrice négative qui diminue d'autant la force électromotrice de la pile. Il disparaît lorsque les phénomènes

moléculaires produits par le courant des deux côtés de la lame sont exactement inverses et complémentaires; lorsque, par exemple, une lame de zinc bien amalgamé plonge dans une dissolution de sulfate de zinc. D'un côté le zinc est retiré de sa dissolution dans le mercure, de l'autre du zinc est rendu au mercure. Mais si l'on emploie du zinc laminé ordinaire, le métal n'étant pas rendu d'un côté dans l'état où il est pris de l'autre, b ne disparaît plus; il est proportionnel à la chaleur absorbée par le changement d'état.

Si nous multiplions encore ri par i , le produit sera proportionnel à la quantité de chaleur déposée par seconde dans le conducteur r par le courant i ; ai^2 sera proportionnel à la quantité de chaleur déposée par seconde dans le conducteur a ; bi sera la quantité de chaleur absorbée ou dégagée (suivant que b sera positif ou négatif) par l'action moléculaire effectuée par seconde sous l'influence de i . Quant à c , le signe négatif dont il est affecté indique une action ou travail chimique de même sens que celui de la pile; mais son indépendance de i montre que si ce travail est dû au courant, il ne s'y rattache cependant pas d'une manière directe. Ce terme disparaît en effet quand on opère sur des dissolutions privées d'air, et dans lesquelles il ne se forme ni eau oxygénée ni aucun produit réductible autre que la dissolution elle-même.

Si la portion de r qui correspond à chacune des deux surfaces de contact contient d'autres termes, comme les phénomènes thermo-électriques en sont la preuve, ces termes sont de signes contraires, et leur somme est égale à zéro.

Le second terme b nous importe seul; il montre que la force électromotrice G d'une pile est égale à la somme algébrique de tous les termes semblables qui peuvent naître dans le circuit partout où un liquide et un solide sont au contact, partout même où deux solides ou deux liquides sont au contact. C'est ainsi que dans une pile de Smée dont les deux pôles sont réunis par un conducteur métallique, et où toute l'action chimique se réduit à la substitution du zinc à l'hydrogène dans le composé SO^4H , la force électromotrice G est représentée numériquement par la différence des quantités de chaleur que dégagent Zn et H en se combinant avec SO^4 . Nous voyons de plus, par ce qui précède, que, pour mesurer la force électromotrice qui naît au contact de deux

corps, il n'est pas nécessaire, fût-ce possible, de former une pile avec eux seuls : il suffit de les introduire dans un circuit et de mesurer le changement qu'ils apportent à la force électromotrice antérieure du circuit.

C'est en partant de ces données que j'ai cherché à vérifier la proportionnalité de ql à G dans un travail qui fait l'objet de mon sixième Mémoire, et pour lequel M. Troost m'a prêté son concours. Cette vérification ressort déjà des expériences de M. Joule; mais sur un point aussi important pour la théorie mécanique de l'électricité il m'avait semblé nécessaire que des vérifications nouvelles, plus étendues et plus variées, fussent entreprises avec toute la précision que comporte l'état actuel de la science.

Dans ce travail, mon unité d'intensité de courant avait été choisie comme il convient pour conduire à l'égalité $ql = G$ quand l'intensité du courant égale l'unité. Mais j'avais pris arbitrairement pour conducteur normal une colonne de mercure de 1 millimètre carré de section, et mes longueurs l étaient exprimées en mètres de cette colonne (deuxième Mémoire). On comprendra facilement toutefois qu'en comparant la valeur trouvée pour la force électromotrice d'une pile, celle de Smée, par exemple, avec la quantité de chaleur dégagée par la dissolution d'un équivalent de zinc dans l'acide sulfurique, nombre donné par MM. Favre et Silbermann, je pouvais en déduire le coefficient par lequel il me fallait multiplier toutes mes forces électromotrices pour avoir les valeurs de G correspondantes. L'unité du courant peut même alors être quelconque.

Les résultats consignés dans mon sixième Mémoire diffèrent en quelques points de ceux obtenus par M. Favre; mais si l'on considère leur accord général, les causes d'erreur existant des deux parts, les limites dans lesquelles ces erreurs sont comprises, on trouve que les écarts ne sortent pas de ces limites.

J'ai cependant repris la question dans un septième Mémoire, après avoir étudié une à une les causes d'erreur que comporte la détermination de G par la boussole, afin de supprimer les unes et d'atténuer les autres. J'ai pu ainsi dresser un tableau très-approché des valeurs de G correspondant à l'acte de la dissolution de trente métaux dans les acides sulfurique, azotique et chlorhydrique, en tenant compte de la chaleur

que l'hydrogène, dont ils prennent la place, fait disparaître en sortant de sa combinaison.

L'ordre dans lequel sont rangés ces métaux par rapport aux valeurs décroissantes de G est à peu près identiquement le même que l'ordre dans lequel ils ont été rangés par rapport à ce qu'on nomme leur affinité pour l'oxygène. L'affinité de deux corps l'un pour l'autre paraît donc liée à la quantité de chaleur dégagée dans l'acte de leur combinaison par équivalent. L'une serait la mesure de l'autre. Tout ce qui tend à modifier ou à empêcher ce dégagement de chaleur modifie l'affinité ou l'empêche de s'exercer.

Ultérieurement, dans une Note présentée à l'Institut le 1^{er} avril 1867, j'ai défini mon conducteur normal, conformément aux conventions indiquées plus haut, en disant que 1 mètre de longueur de ce conducteur reçoit par heure, d'un courant réduisant par heure 108 millièmes de milligramme d'argent, une quantité de chaleur capable d'élever de 1 degré en une heure 1 millième de milligramme d'eau. Puis, sans rechercher encore quelle est la substance qui jouit de cette propriété, j'ai déterminé directement, au moyen du calorimètre, la longueur de mon conducteur hypothétique, qui équivaut au fil de platine employé dans toutes mes expériences. En calculant dans ces nouvelles conditions la force électromotrice de la pile de Smée, je trouve exactement et directement le nombre 18800, obtenu par MM. Favre et Silbermann pour la chaleur dégagée pendant l'acte de la dissolution du zinc dans l'acide sulfurique.

En comparant l'unité nouvelle avec l'unité ancienne, je trouve qu'une colonne de mercure à zéro, de 1 mètre de long, de 0,00000073 de mètre carré de section, satisfait à la condition posée, qu'un courant égal à 1 y dépose une unité de chaleur par seconde. Cette colonne est ce que j'appellerai dorénavant *conducteur normal*.

Nous sommes actuellement en mesure de calculer la masse électrique renfermée dans 1 mètre cube de mercure, et par suite dans une substance quelconque dont le degré de conductibilité est connu.

Masse électrique des conducteurs.

Revenons aux expressions (23) et (24) :

$$k = \frac{1}{e}, \quad \mu s = 6e, \quad \text{d'où} \quad \nu = \frac{i}{6}.$$

e est l'équivalent mécanique de notre unité de chaleur; cette unité est égale à $\frac{430}{3600000000000}$ de kilogrammètre.

$$k = \frac{3600000000000}{430} = 8370000000,$$

$\mu s = \frac{20000 \times 430}{3600000000000} = 0,0000024$, et par suite $\mu = 3,27$, tandis que la masse de 1 mètre cube d'air à zéro et sous la pression 760 n'est que de 0,13.

La masse pondérable de 1 mètre cube de mercure est 1387 = M. Le rapport des deux masses est donc $\frac{M}{\mu} = 424$. Ce rapport s'élève à plusieurs millions pour les dissolutions salines; mais pour le palladium et l'argent, les meilleurs conducteurs connus, il descend à 6. La masse électrique de l'unité de volume y serait supérieure à la densité de l'eau. Il semble évident que, dans les métaux au moins, la matière pondérable participe d'une manière directe au mouvement électrique, ce qui rendrait impossible toute idée de transport continu d'un fluide, et même toute idée de fluide spécial.

La même conclusion se présente sous une autre forme d'une manière encore plus frappante, si l'on fait l'application des résultats précédents à la théorie des deux fluides.

Dans la théorie des deux fluides on suppose que les éléments chimiques qui se combinent sont chargés, l'un d'électricité positive, l'autre d'électricité négative; que, de plus, chacun d'eux se trouve environné d'une atmosphère d'électricité de nom contraire inégalement répartie autour de l'élément. Pendant la combinaison chimique, les électricités propres aux éléments se neutraliseraient mutuellement et directement, tandis que leurs atmosphères devenues libres se neutra-

liseraient au travers du circuit. En chaque section de ce dernier il y aurait décomposition et recomposition de fluide neutre en quantité égale à celle qui se produit pendant la combinaison chimique.

Or dans notre conducteur normal, la masse du fluide neutre décomposable serait égale à 0,0000024. Pour un courant égal à 1, la vitesse du mouvement de décomposition et de recomposition serait égale à $\frac{1}{20000}$. La masse de l'électricité qui passerait en chaque section du conducteur pendant une seconde, sous l'influence d'un courant égal à 1, serait donc égale à 0,000 000 000 12, la moitié passant dans un sens, la moitié dans l'autre. La combinaison d'un équivalent, ou 32 kilogrammes de zinc, avec l'acide sulfurique, durerait 3 600 000 000 000 secondes. La masse totale d'électricité positive qui traverserait chaque section du conducteur pendant le même temps serait égale à la moitié du produit de ces deux nombres, ou à 216. Ainsi, un équivalent de zinc dont la masse est 3,2 environ, se trouverait chargé d'une masse d'électricité négative égale à 216. Malgré la simplicité apparente que la théorie des deux fluides permet d'apporter dans l'énoncé et la coordination des divers faits de l'électricité statique, cette théorie présente des difficultés très-sérieuses quand on cherche à l'approfondir. Les résultats ci-dessus ne paraîtront sans doute pas la moindre de ces difficultés.

La difficulté est tout aussi grande dans la théorie d'un seul fluide circulant dans les conducteurs à la manière de l'eau ou de l'air dans leurs conduites. En présence de la masse énorme de fluide qui passerait en chaque section du circuit, il faut nécessairement admettre que c'est toujours la même masse qui circule indéfiniment, comme fait le sang dans l'appareil circulatoire. Mais alors on ne comprend plus quelle peut être la force motrice. En interprétant même la théorie dans ce sens, on comprendrait encore avec peine comment la masse en circulation dans l'argent pourrait s'élever au sixième de la masse de ce métal.

La théorie des vibrations ne présente plus de difficultés du même ordre. Elle en offre d'autres sans doute; mais, outre cet avantage qu'elle réduirait d'une unité le nombre des hypothèses fondamentales admises en physique, elle permettrait de relier des faits qui échappent entière-

ment à la théorie des deux fluides et à la théorie d'un seul fluide. Elle semble de plus offrir une base plus solide aux travaux analytiques, qui seuls peuvent la fixer dans la science.

Avant d'esquisser cette dernière hypothèse, quelques mots d'explication me semblent nécessaires sur la manière dont je concevrais les phénomènes chimiques.

Considérons un corps simple ou composé. Ce corps contient une certaine quantité de chaleur; toutes ses parties sont en vibration. Admettons pour un moment que cette chaleur soit simple ou unifrangible. Si deux points infiniment voisins sont en vibration concordante, deux points distants d'une demi-longueur d'onde sont en vibration discordante. J'admets que ces deux derniers points ne peuvent pas faire partie d'un même élément matériel; ils appartiennent à deux éléments distincts. Les dernières particules d'un corps considéré comme simple par les chimistes auraient des dimensions telles, que chacune d'elles vibrerait pour ainsi dire d'un bloc, ou du moins qu'on n'y pourrait trouver deux parties en vibration discordante, et cela, quel que soit le mouvement vibratoire que nous puissions lui communiquer. Mais on conçoit qu'un mouvement vibratoire assez rapide diminuât assez la longueur d'onde de ce mouvement pour que l'élément réputé simple pût se fractionner et le corps changer de nature. Cette hypothèse ne suppose nullement qu'il existe une différence fondamentale entre la matière pondérable et l'éther. On pourrait même concevoir qu'à l'origine des choses l'état vibratoire de l'éther eût été tel, que tous les éléments vibrants aient été réduits aux éléments simples de l'éther. Ce que nous appelons matière n'aurait pas existé alors. Ce n'est que par le progrès du refroidissement que ces éléments simples auraient pu se grouper et former les molécules élémentaires des divers corps simples. On retrouverait le même assemblage de corps simples partout où le refroidissement s'est opéré suivant les mêmes lois. Mais, d'autre part, rien non plus ne s'oppose à ce que l'on considère la matière comme distincte de l'éther.

Pour un certain nombre de corps composés, une circonstance analogue se présente. Nous ne disposons pas de sources de chaleur à température assez élevée pour diviser leurs groupes moléculaires; mais l'expérience nous apprend qu'en général, à mesure que la température

d'un corps composé s'élève, à mesure que sa chaleur monte dans l'ordre des réfrangibilités ou que la vibration y devient plus rapide et la longueur d'onde plus courte, la décomposition est rendue plus facile. Cette décomposition est même spontanée pour un grand nombre de corps dès que la température atteint un certain degré, soit parce que la longueur d'onde ayant diminué n'est plus en rapport convenable avec les dimensions de l'élément composé, soit parce que sous l'influence d'une chaleur plus intense chaque groupe élémentaire a lui-même augmenté de volume, soit enfin parce que le désaccord des vibrations existant au début est rendu plus sensible par une plus grande ampleur de la vibration.

Dans ce qui précède, nous ne faisons qu'indiquer les limites extrêmes du volume occupé par chaque élément matériel, simple ou composé. Ce volume lui-même peut varier considérablement en deçà de ces limites.

Une combinaison chimique aurait donc pour effet de réunir en un seul deux ou plusieurs éléments distincts.

Examinons maintenant le mouvement vibratoire en lui-même. Par le centre d'un élément vibrant je mène trois axes rectangulaires quelconques, et je prends l'un d'eux, l'axe des x . L'équation différentielle seconde est

$$(30) \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -ax,$$

dans laquelle x est compté à partir de l'origine, et a est une fonction simple de l'élasticité de l'éther. On en déduit, en posant $\tau = \frac{\pi}{\sqrt{a}}$,

$$(31) \quad x = \frac{\gamma_1}{\sqrt{a}} \sin \pi \frac{t}{\tau},$$

$$(32) \quad \frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{\tau} \frac{\gamma_1}{\sqrt{a}} \cos \pi \frac{t}{\tau},$$

et pour $t = \tau$,

$$(33) \quad \frac{1}{\tau} \frac{dx}{dt} = \frac{1}{\tau} \gamma_1.$$

$\frac{1}{\tau} \gamma_1$ est l'accélération initiale du mouvement : c'est ce que j'avais ap-

pelé ν d'une manière générale, pour ne rien préjuger sur la nature du mouvement électrique. En désignant par μ_1 la masse de l'élément vibrant, ce que j'avais appelé $\mu_1\nu$, et doit s'écrire $\mu_1\gamma_1$, n'est autre que la force d'impulsion qui, agissant pendant un temps égal à τ sur la masse μ_1 , partant du repos, lui imprimerait la vitesse que possède cet élément dans le sens des x lorsqu'il passe par sa position d'équilibre.

$\frac{1}{2}\mu_1\gamma_1^2$ est la force vive qu'il possède à cet instant. En chacun des autres points de son parcours sur l'axe des x l'élément a une vitesse différente; mais les variations de la force vive sont égales, au signe près, aux variations des quantités de travail; en sorte qu'à chaque instant la somme de la force vive et de la quantité de travail développée par l'élasticité du milieu est constante et égale à $\frac{1}{2}\mu_1\gamma_1^2$: $\frac{1}{2}\mu_1\gamma_1^2$ est la mesure de ce que l'on appelle l'énergie totale de l'élément μ_1 dans le sens des x .

Dans une enceinte dont tous les points sont à la même température, et en dehors de tout mouvement électrique, j'admets que $\mu_1\gamma_1$ est le même sur les trois axes; j'admets de plus que pour des éléments de même volume τ , et dont l'accélération initiale est γ , $m\gamma$ a la même valeur pour tous les éléments de l'enceinte. Je pose

$$(34) \quad m\gamma = \theta.$$

Pour un élément dont la masse est μ , et dont les dimensions sont λ sur chacun des trois axes, nous aurons

$$(35) \quad \mu\gamma = \theta\lambda^3,$$

$$(36) \quad \mu\gamma^2 = \theta\lambda^3\gamma = \theta^2\frac{\lambda^4}{\mu}.$$

Imaginons pour un moment que les corps soient composés d'éléments matériels sans atmosphères. Soient n le nombre de ces éléments contenus dans l'équivalent chimique d'un corps, P le poids de cet équivalent, Q la quantité totale de chaleur contenue dans l'unité de poids du corps, et e l'équivalent mécanique de la chaleur; il viendra

$$(37) \quad PQe = 3n\mu\gamma^2 = 3n\mu\frac{\theta^2\lambda^4}{\mu^2},$$

et comme $P = n\mu g$,

$$(38) \quad Q = \frac{3\theta^2}{ge} \frac{\lambda^4}{\mu^2},$$

d'où encore

$$(39) \quad \frac{dQ}{d\theta^2} = \frac{3}{ge} \frac{\lambda^4}{\mu^2} = aC.$$

La capacité calorifique C d'un corps à une température quelconque θ^2 sera exactement proportionnelle à la valeur de $\frac{\lambda^4}{\mu^2}$ correspondante à cette température; et, dans l'hypothèse où ce rapport ne changerait pas avec θ^2 , la quantité totale Q de chaleur contenue dans l'unité de poids d'un corps serait proportionnelle à C , et en même temps proportionnelle à θ^2 . L'expérience démontre qu'il n'en est pas ainsi généralement.

Considérons maintenant deux éléments matériels de masses μ_1, μ_2 , de dimensions linéaires λ_1, λ_2 , et dont les accélérations initiales sont γ_1 et γ_2 ; la température étant supposée la même, nous aurons

$$\mu_1 \gamma_1^2 = \theta^2 \frac{\lambda_1^4}{\mu_1}, \quad \mu_2 \gamma_2^2 = \theta^2 \frac{\lambda_2^4}{\mu_2}, \quad \mu_1 \gamma_1^2 + \mu_2 \gamma_2^2 = \theta^2 \left(\frac{\lambda_1^4}{\mu_1} + \frac{\lambda_2^4}{\mu_2} \right).$$

Imaginons que ces deux éléments se combinent en un seul de masse $\mu_1 + \mu_2 = \mu_3$, de dimensions linéaires λ_3 , d'accélération initiale γ_3 ; cet atome composé étant ramené à la même température θ , nous aurons

$$\mu_3 \gamma_3^2 = \theta^2 \frac{\lambda_3^4}{\mu_3},$$

d'où nous déduisons, pour la force vive rendue disponible par la combinaison des deux éléments,

$$\mu_1 \gamma_1^2 + \mu_2 \gamma_2^2 - \mu_3 \gamma_3^2 = \theta^2 \left(\frac{\lambda_1^4}{\mu_1} + \frac{\lambda_2^4}{\mu_2} - \frac{\lambda_3^4}{\mu_3} \right),$$

et pour n éléments composant chacun des équivalents des trois corps,

$$e(PQ + P'Q' - P''Q''), \quad \text{d'où} \quad q = PQ + P'Q' - P''Q'',$$

en désignant par q la quantité de chaleur dégagée dans l'acte de la combinaison.

q serait d'autant plus grand que λ_3 serait plus faible; la stabilité du composé serait elle-même d'autant plus grande que λ_3 serait plus faible, ce qui donnerait l'explication de la parenté qui existe entre la stabilité d'un corps et la chaleur dégagée dans l'acte de la combinaison de ses éléments.

Dans cette hypothèse d'éléments matériels dénués d'atmosphères, les phénomènes présenteraient donc une grande simplicité qui ne se rencontre pas dans les résultats de l'expérience.

L'équation $\mu\gamma^2 = \theta^2 \frac{\lambda'}{\mu}$ est applicable aux divers éléments des atmosphères comme aux éléments matériels eux-mêmes. Il en résulte que dans un espace en équilibre de température et pour chaque élément de volume constant, qu'il renferme ou non de la matière pondérable, la force vive ou l'énergie y varie en raison inverse de la masse μ contenue dans ce volume. L'énergie emmagasinée dans le volume de la terre, par exemple, est beaucoup moindre qu'elle ne le serait dans un même volume d'éther non condensé ayant la même température, et l'énergie serait nulle en un point dont la densité serait infinie. Il en résulte qu'un accroissement de la diffusion des éléments dans un corps dont le volume total ne change pas amène une diminution dans l'énergie du corps, et par suite un dégagement de chaleur, tandis que si la diffusion a lieu par l'effet de l'accroissement de volume du corps, il y a au contraire accroissement d'énergie et par suite absorption de chaleur. Dans l'expression des quantités de chaleur contenues dans un corps, il faut donc faire entrer à la fois et le volume du corps, et le volume de ses éléments matériels, et le mode de diffusion de ses atmosphères éthérées.

Quoi qu'il en soit, lorsque deux corps se combinent, il y a généralement dégagement d'une certaine quantité q de chaleur. Si q restait sur place, elle servirait à élever la température du composé formé : elle est l'origine de l'incandescence dans les combustions vives. Le mouvement électrique, lorsqu'il peut s'établir, la distribue simultanément en chaque point du circuit en raison des résistances qu'il y rencontre. Cette diffusion de la chaleur ne peut évidemment avoir lieu que par l'intermédiaire de l'éther intraparticulaire constituant les atmosphères des éléments matériels.

Si la combinaison s'opère dans un circuit fermé, nous nous trouvons dans les mêmes conditions que si nous avions affaire à une pile thermo-électrique. La seule différence est que dans celle-ci la chaleur est fournie de l'extérieur, tandis que dans la première elle se dégage de la surface même de contact des deux substances qui se combinent. Au fond le résultat est le même.

Considérons deux corps de natures différentes en contact l'un avec l'autre et ayant même température. Soient μ et μ' deux éléments de volumes égaux pris dans l'éther intraparticulaire des deux corps, et γ et γ' leurs accélérations initiales. Ces deux éléments, supposés animés d'un mouvement vibratoire de même période τ , feront dans une même direction des excursions maxima x et x' données par les relations

$$x = \frac{\gamma}{\sqrt{a}}, \quad x' = \frac{\gamma'}{\sqrt{a}}, \quad \text{ou bien} \quad x = \frac{\theta}{\sqrt{a}} \frac{1}{\mu}, \quad x' = \frac{\theta}{\sqrt{a}} \frac{1}{\mu'}.$$

Ces excursions varient en raison inverse de μ .

Sur une ligne menée dans l'intérieur d'un corps homogène, les effets de cette inégalité des excursions se reproduisant au même instant périodiquement en sens contraires dans la longueur de la ligne, leur somme est nulle. Dans un circuit composé de deux métaux soudés bout à bout par leurs deux extrémités et à la même température en tous ses points, l'effet produit à l'une des surfaces est équilibré par l'effet inverse produit à l'autre. Mais si le circuit est ouvert, cette cause d'équilibre n'existant plus, un changement correspondant se produira dans les valeurs de μ et μ' aux deux extrémités séparées du circuit; la plus faible augmentera, la plus forte diminuera, de manière à rétablir la différence qui résultait du contact détruit. L'une des extrémités contiendra de l'éther en excès, l'autre de l'éther en moins. On dira que l'une est électrisée positivement, l'autre négativement. Ce nouvel état d'équilibre sera dû au transport de tout l'éther du conducteur qui se sera déplacé d'une quantité correspondante dans le sens du milieu où μ est le plus grand au milieu où μ est le plus faible.

Rétablissons la continuité du circuit, mais en chauffant l'une des soudures : l'équilibre sera détruit sans pouvoir se rétablir. Chaque élément μ oscillera dans le sens du courant autour d'une position d'équi-

libre qui se déplacera graduellement. Dans deux oscillations successives, elle s'avancera dans le sens du courant plus à la seconde oscillation qu'à la première, et elle rétrogradera moins à la seconde qu'à la première.

La liaison qui existe entre les atmosphères éthérées et leurs centres matériels oppose une certaine résistance au déplacement du centre de vibration de chaque élément d'éther. Cette résistance produit dans les liquides l'entraînement du fluide lui-même; au contact des liquides et des solides elle favorise la dissolution de ces derniers; dans les corps solides, elle est équilibrée par les liaisons du système, mais elle y amène à la longue un changement permanent dans l'état moléculaire. La même liaison amène la transformation rapide de la vibration électrique en vibration calorifique.

Dans un rayon de lumière, la vibration est nulle dans le sens des x ou de propagation de l'onde. Dans un corps chaud dans lequel μ varie symétriquement tout autour de chaque centre matériel, la vibration se fait en moyenne de la même manière sur les trois axes. Dans un circuit en activité, la vibration électrique a lieu dans le sens de la propagation du courant, et toute la force vive mise en liberté par l'action chimique s'écoule par cette composante. L'électricité dynamique n'est plus alors qu'une transformation de la vibration calorifique. La lumière, la chaleur, l'électricité dynamique rattachées à la même cause ne sont point des créations, mais de simples déplacements de force vive ou d'énergie préexistant dans les corps. Les manifestations des affinités chimiques ne sont elles-mêmes que des questions de mécanique ordinaire que tôt ou tard on pourra soumettre à l'analyse algébrique.