

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

3, RUE RACINE, PARIS

DIRECTEUR SCIENTIFIQUE : J. BLONDIN

SECRÉTAIRE DE LA RÉDACTION : G. PELLISSIER

A PROPOS

DE LA THÉORIE DE M. LARMOR⁽¹⁾

§ 5. — ÉLECTRODYNAMIQUE DES CORPS
EN MOUVEMENT

Ainsi que je l'ai dit précédemment, je ne peux poursuivre l'examen de la théorie de Larmor qu'en examinant ce qui se passe dans un champ électromagnétique où il y a des corps en mouvement.

Le plus simple paraît être de prendre comme point de départ les équations de Hertz (*Grundgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper*, *Wied. Ann.* 41) et de les traduire ensuite soit dans le langage de la

théorie de Fresnel adaptée, soit dans celui de la théorie de Larmor.

Mais une première question se pose. Ces équations, qui ne reposent, en somme, que sur quelques inductions hardies, peuvent-elles être acceptées telles quelles; cela est fort douteux.

Examinons en effet ces équations et commençons par transcrire les groupes (Ia) et (Ib) de Hertz (*HERTZ, Ausbreitung der Elektrischen Kraft*, Leipzig, Barth 1892, page 216). Je supposerai $\mu = 1$, de sorte que l'induction magnétique, comme la force magnétique sera représentée par le vecteur L, M, N ; quant à l'induction électrique, elle aura pour composantes : $\epsilon X, \epsilon Y, \epsilon Z$; les composantes du courant sont désignées par u, v, w , celles de la vitesse de la matière par α, β, γ . Je n'écris que la première équation de chaque groupe.

$$\begin{aligned} A \left[\frac{dL}{dt} + \frac{d}{dy} (\beta L - \alpha M) - \frac{d}{dz} (\alpha N - \gamma L) + \alpha \left(\frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} \right) \right] &= \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \\ A \left[\frac{d\epsilon X}{dt} + \frac{d}{dy} (\beta \epsilon X - \alpha \epsilon Y) - \frac{d}{dz} (\alpha \epsilon Z - \gamma \epsilon X) + \alpha \left(\frac{d\epsilon X}{dx} + \frac{d\epsilon Y}{dy} + \frac{d\epsilon Z}{dz} \right) \right] &= \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - 4\pi A u. \end{aligned}$$

Dans un milieu diélectrique homogène, nous devons supposer : 1^o que ϵ est constant; 2^o que le courant est nul; 3^o que le magnétisme per-

manent est nul ainsi que la densité électrique, ce qui s'écrit :

$$\frac{dL}{dx} + \frac{dM}{dy} + \frac{dN}{dz} = \frac{d\epsilon X}{dx} + \frac{d\epsilon Y}{dy} + \frac{d\epsilon Z}{dz} = 0, \quad u = v = w = 0.$$

Nos équations se simplifient alors beaucoup;

elles se simplifient davantage encore, si je suppose que le mouvement se propage par ondes planes dont le plan est perpendiculaire

(¹) Voir *l'Éclairage Électrique* du 6 avril.

à l'axe des z , c'est-à-dire que toutes nos quantités sont fonctions seulement de z et de t ; si je suppose en même temps que la vitesse de la matière est constante et parallèle à l'axe des z , d'où :

$$\alpha = \beta = 0 \quad \gamma = \text{const.}$$

Nos équations deviennent alors :

$$(1) \quad A \left(\frac{dL}{dt} + \gamma \frac{dL}{dz} \right) = - \frac{dY}{dz}$$

$$(2) \quad A\epsilon \left(\frac{dX}{dt} + \gamma \frac{dX}{dz} \right) = \frac{dM}{dz}$$

Celles que je viens d'écrire sont les premières de chaque groupe, j'en déduis par symétrie la seconde équation du groupe (1b) :

$$(3) \quad A\epsilon \left(\frac{dY}{dt} + \gamma \frac{dY}{dz} \right) = - \frac{dL}{dz}$$

De (1) et (3) on déduira :

$$(4) \quad A^2\epsilon \left(\frac{d^2L}{dt^2} + 2\gamma \frac{d^2L}{dt dz} + \gamma^2 \frac{d^2L}{dz^2} \right) = \frac{d^2L}{dz^2},$$

de sorte que la vitesse V de propagation des ondes sera donnée par l'équation :

$$A^2\epsilon \left(V + \gamma \right)^2 = 1;$$

d'où :

$$V = \pm \sqrt{\frac{1}{A^2\epsilon}} + \gamma.$$

Il résulterait de là que les ondes lumineuses devraient être entraînées *totale*ment par un milieu diélectrique en mouvement. Cela est absolument contraire à l'expérience célèbre de M. Fizeau qui nous apprend que l'entraînement n'est que partiel; on devrait avoir :

$$V = \pm \sqrt{\frac{1}{A^2\epsilon}} + \gamma \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right).$$

Les équations de Hertz doivent donc être modifiées. Mais quelle modification faut-il y introduire? On peut être un peu embarrassé pour répondre à cette question. Aucune théorie optique ne rend compte d'une façon satisfaisante des phénomènes complexes qui se rattachent à l'aberration astronomique et à l'entraînement partiel de l'éther. Une de ces théories pourtant explique le plus important

d'entre eux et rend compte des faits, non exactement, mais au degré d'approximation dont nous nous contentons ici, c'est-à-dire en négligeant la dispersion. Cette théorie est celle de Fresnel; malgré les doutes qui subsistent nous l'adopterons provisoirement.

Nous allons donc suivre la marche inverse de celle que nous avons adoptée jusqu'ici; nous allons écrire les équations de la théorie optique de Fresnel, et les traduisant ensuite dans le langage électrique, nous rechercherons si elles peuvent rendre compte des phénomènes de l'électrodynamique des corps en mouvement.

Encore la théorie de Fresnel peut-elle prendre diverses formes; nous adopterons par exemple les hypothèses sur lesquelles Helmholtz fonde sa théorie de la dispersion.

§ 6. — THÉORIES DE HELMHOLTZ

Représentons-nous deux milieux qui se pénètrent, l'éther et la matière; soit ρ la densité de l'éther, ρ_1 celle de la matière; soient ξ , η , ζ , les composantes du déplacement de l'éther; ξ_1 , η_1 , ζ_1 , celles du déplacement de la matière.

Une particule d'éther est soumise à deux forces; l'une due à l'action de l'éther environnant et qui est la même que si la matière n'existait pas; soit P , Q , R cette force; l'autre due à l'action de la matière sur l'éther et dont les composantes seront :

$$B(\xi_1 - \xi), \quad B(\eta_1 - \eta), \quad B(\zeta_1 - \zeta).$$

Une particule de matière est soumise également à deux forces; l'une est la réaction de l'éther sur la matière et a pour composantes.

$$B(\xi - \xi_1), \quad B(\eta - \eta_1), \quad B(\zeta - \zeta_1).$$

L'autre est une sorte de frottement dont Helmholtz n'explique pas très bien l'origine et qui a pour composantes :

$$-C \frac{d\xi_1}{dt}, \quad -C \frac{d\eta_1}{dt}, \quad -C \frac{d\zeta_1}{dt}.$$

B et C sont des constantes qui dépendent de la nature du corps. Les équations du mouvement deviennent alors :

$$\rho \frac{d^2\xi}{dt^2} = P + B (\xi_1 - \xi),$$

$$\rho_1 \frac{d^2\xi_1}{dt^2} = B (\xi - \xi_1) - C \frac{d\xi_1}{dt}.$$

C'est à l'aide de ces équations que Helmholtz rend compte de la dispersion. Mais tel n'est pas notre but; nous voulons au contraire nous en tenir au premier degré d'approximation où on néglige la dispersion, et pour cela il faut supposer que B étant très grand, on a sensiblement $\xi = \xi_1$.

En ajoutant les deux équations précédentes et faisant $\xi = \xi_1$, il vient :

$$(5) \quad (\rho + \rho_1) \frac{d^2\xi}{dt^2} = P - C \frac{d\xi}{dt}.$$

Il nous reste à voir ce qui arrive si on suppose l'éther immobile (sauf son mouvement de vibration bien entendu) et la matière en mouvement.

Nous désignerons par α, β, γ les composantes de la vitesse de la matière.

Nous représenterons par $\frac{\partial \xi_1}{\partial t}$ et par $\frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2}$, la projection sur l'axe des x de la vitesse et de l'accélération d'une molécule matérielle, de sorte que

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{d\xi}{dt} + \alpha \frac{d\xi}{dx} + \beta \frac{d\xi}{dy} + \gamma \frac{d\xi}{dz},$$

et en négligeant les carrés et les dérivées de α, β, γ :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{d^2 \xi}{dt^2} + 2\alpha \frac{d^2 \xi}{dx dt} + 2\beta \frac{d^2 \xi}{dy dt} + 2\gamma \frac{d^2 \xi}{dz dt}.$$

L'équation (5) devient alors :

$$(5 \text{ bis}) \quad \rho \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \rho_1 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = P - C \frac{\partial \xi}{\partial t}.$$

Il est aisé de voir d'abord que cette formule (5 bis) rend compte de l'expérience de M. Fizeau. Imaginons en effet que le milieu soit un diélectrique parfait (d'où $C = 0$) et que les ondes lumineuses soient planes, le plan de l'onde étant parallèle au plan des xy ; alors

ξ est fonction de z et de t seulement, et l'on a :

$$P = \lambda \frac{d^2 \xi}{dz^2},$$

λ étant un coefficient constant.

Supposons de plus que la vitesse de la matière soit constante et parallèle à l'axe des z , de sorte que

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{d^2 \xi}{dt^2} + 2\gamma \frac{d^2 \xi}{dz dt} + \gamma^2 \frac{d^2 \xi}{dz^2}.$$

On a d'ailleurs :

$$\lambda = \rho V^2,$$

V étant la vitesse de la lumière dans le vide, et l'équation (5 bis) devient :

$$\rho \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \rho_1 \left(\frac{d^2 \xi}{dt^2} + 2\gamma \frac{d^2 \xi}{dz dt} + \gamma^2 \frac{d^2 \xi}{dz^2} \right) = \rho V^2;$$

d'où si l'on appelle pour un instant U la vitesse de propagation de l'onde :

$$(\rho + \rho_1) U^2 + 2\gamma \rho_1 U + \gamma^2 \rho_1 = \rho V^2;$$

d'où en négligeant le carré de γ :

$$U = V \sqrt{\frac{\rho}{\rho + \rho_1}} - \frac{\rho_1 \gamma}{\rho + \rho_1}.$$

Il est clair que

$$\frac{\rho + \rho_1}{\rho} = \epsilon,$$

il vient donc finalement :

$$U = V \sqrt{\frac{1}{\epsilon}} - \gamma \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right).$$

On voit donc que cette théorie rend bien compte de l'entraînement partiel des ondes constaté par M. Fizeau.

Mais elle cessera de paraître satisfaisante si on veut l'appliquer aux phénomènes électriques.

Reprenons les équations (5 bis) en supposant $C = 0$, il vient

$$\rho \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \rho_1 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = P,$$

et de même

$$\rho \frac{d^2 \eta}{dt^2} + \rho_1 \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = Q,$$

$$\rho \frac{d^2 \zeta}{dt^2} + \rho_1 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = R.$$

Comme on a :

$$\frac{dP}{dx} + \frac{dQ}{dy} + \frac{dR}{dz} = 0,$$

si l'on pose :

$$\theta = \frac{dx}{dt} + \frac{dy}{dt} + \frac{dz}{dt},$$

il viendra :

$$(6) \quad \rho \frac{d^2\theta}{dt^2} + \rho_1 \frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} = 0;$$

les d ordinaires représentent toujours les dérivées prises par rapport à t en supposant le point x, y, z, fixe et les d ronds, en supposant le point x, y, z entraîné par la matière.

Pour nous rendre compte de la signification de cette équation, reportons-nous à ce que nous avons dit plus haut de la théorie de Fresnel adaptée. Nous avons vu que, dans cette théorie, aux points où il y a de l'électricité positive, la densité de l'éther va constamment en augmentant.

Or, d'après une formule bien connue, θ représente la condensation de l'éther, c'est-à-dire l'excès de sa densité actuelle sur sa densité normale. Dans cette manière de voir, la densité de l'électricité libre serait donc proportionnelle à $\frac{d\theta}{dt}$.

Il pourrait y avoir doute dans le cas où les corps chargés d'électricité sont en mouvement. On peut se demander alors si la densité de l'électricité doit être représentée par $\frac{d\theta}{dt}$ ou par $\frac{\partial\theta}{\partial t}$; mais le résultat que j'ai en vue n'en sera pas changé.

Supposons que $\alpha = \beta = 0$, $\gamma = \text{constante}$; l'équation (6) devient :

$$(6 \text{ bis}) \quad \left(\rho + \rho_1 \right) \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\rho_1\gamma \frac{d^2\theta}{dt dz} + \rho_1\gamma^2 \frac{d^2\theta}{dz^2} = 0.$$

D'ailleurs $\frac{d\theta}{dt}$ et $\frac{\partial\theta}{\partial t}$ satisferont comme θ à l'équation (6 bis). Cette équation est contredite par l'expérience, l'électricité devrait être entraînée avec la même vitesse que la matière puisqu'elle reste attachée aux corps qui en

sont chargés, et on devrait avoir

$$(6 \text{ ter}) \quad \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\gamma \frac{d^2\theta}{dt dz} + \gamma^2 \frac{d^2\theta}{dz^2} = 0,$$

$\frac{d\theta}{dt}$ et $\frac{\partial\theta}{\partial t}$ satisfaisant comme θ à l'équation (6 ter).

Cette nouvelle théorie n'est donc pas plus satisfaisante que la première.

Mais ce n'est pas là la forme à laquelle Helmholtz s'est arrêté; à la théorie de la dispersion que nous venons de discuter et qu'il avait développée avant le triomphe de la doctrine de Maxwell, il en a substitué une autre qu'il a exposée sur la fin de sa vie dans le tome 48 des *Annales* de Wiedemann (*Elektromagnetische Theorie der Farbenzerstreuung*). A ce mémoire de Helmholtz se rattache un travail de Reif (*Wied. Annalen* t. 50, Fortpflanzung des Lichtes), qui examine les conséquences de la théorie de Helmholtz précisément au point de vue qui nous occupe, c'est-à-dire au point de vue de l'entraînement partiel des ondes par un milieu en mouvement. Helmholtz suppose que dans les diélectriques, la polarisation électrique se décompose en deux parties; la polarisation de l'éther dont nous désignerons les composantes par F, G, H, et la polarisation de la matière que nous désignerons par f, g, h, et que le savant allemand attribue à une sorte d'électrolyse incomplète.

Le courant de déplacement total a alors pour composantes :

$$\frac{dF}{dt} + \frac{df}{dt}, \quad \frac{dG}{dt} + \frac{dg}{dt}, \quad \frac{dH}{dt} + \frac{dh}{dt}.$$

L'énergie électrostatique localisée dans le volume $d\tau$ est d'autre part la somme de trois termes, un terme en $F^2 + G^2 + H^2$, un terme en $f^2 + g^2 + h^2$, et un terme en $Ff + Gg + Hh$.

En partant de ces hypothèses, Helmholtz rend compte des lois de la dispersion; mais Reif a voulu voir comment on pourrait expliquer dans le même ordre d'idées, l'expérience de Fizeau, répétée par Michelson et Morley. Il a reconnu qu'il faudrait supposer que la ma-

tière transporte avec elle l'électricité qui engendre la seconde composante f, g, h de la polarisation, tandis que l'éther est entraîné partiellement en transportant avec lui l'électricité qui engendre la première composante F, G, H .

M. Reif a alors songé à modifier l'hypothèse de Helmholtz en supprimant dans l'énergie électrostatique le terme en $Ff + Gg + Hh$. Le résultat est alors beaucoup plus simple. L'entraînement de l'éther est alors nul.

Je transcris les équations de Helmholtz *Sitzungsberichte* de Berlin, 1892, LIII, p. 1098 équations 12^b, 12^c, 12^d). Seulement j'ai désigné par F, G, H, f, g, h , ce que Helmholtz représente par les lettres gothiques X, Y, Z, x, y, z ; de plus je supposerai $\mu = \epsilon = 1$; je représenterai enfin par les lettres romaines L, M, N les lettres gothiques correspondantes. Il vient ainsi :

$$(7) \quad A \frac{dL}{dt} = \frac{d(H-h)}{dy} - \frac{d(G-g)}{dz},$$

$$B) \quad A \frac{d}{dt} (F + f) = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy},$$

avec les équations qu'on en déduirait par symétrie.

Avec l'hypothèse de Reif, il faut dans l'équation (7) et celles qu'on en déduit par symétrie remplacer $F - f, G - g, H - h$, par F, G, H .

Malheureusement il y a un obstacle dont Reif ne se tire pas mieux que Helmholtz.

Si le milieu est en mouvement, la composante f, g, h est entraînée par la matière et l'équation (8) devient :

$$A \frac{dF}{dt} + A \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy}.$$

On déduit de là :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dz} \right) = 0.$$

L'expression

$$\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dz} = \sigma,$$

est proportionnelle à la densité de l'électricité.

D'autre part Helmholtz trouve :

$$F = a^2 f + m \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} + k \frac{\partial f}{\partial t}.$$

a^2, m et k étant des coefficients constants. Si les mouvements sont très lents les deux derniers termes disparaissent et il reste :

$$F = a^2 f,$$

d'où :

$$\frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dz} = a^2 \sigma.$$

d'où enfin :

$$a^2 \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0.$$

Si $\alpha = \beta = 0$, c'est-à-dire si la vitesse de la matière est parallèle à l'axe des z , il vient :

$$(a^2 + 1) \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \gamma \frac{\partial \sigma}{\partial z} = 0.$$

ce qui veut dire que les charges électriques ne sont pas entraînées avec la matière, comme l'exige le principe de la conservation de l'électricité, mais qu'elle est entraînée avec une vitesse plus petite égale à

$$\frac{\gamma}{a^2 + 1}.$$

La théorie de Helmholtz conduisant sous ce rapport au même résultat que celle de Reif, l'une et l'autre me paraissent devoir être rejetées.

§ 7. — THÉORIE DE LORENTZ

M. Lorentz a imaginé une théorie électrodynamique des corps en mouvement fondée sur des principes entièrement différents et à certains égards plus satisfaisante.

L'hypothèse fondamentale est la suivante :

Un très grand nombre de petites particules portant des charges électriques qui leur sont invariablement liées, sont disséminés dans le volume des conducteurs et des diélectriques. Elles parcourent les conducteurs dans tous les sens avec des vitesses très grandes. Dans les diélectriques, au contraire, elles ne peuvent subir que de petits déplacements, et les actions des particules voisines tendent à les ramener

à leurs positions d'équilibre dès qu'elles s'en écartent.

Cette théorie rend compte du principe de la conservation de l'électricité, puisque l'hypothèse fondamentale n'est autre chose, après tout qu'une traduction de ce principe lui-même. Elle rendrait compte également de l'entraînement partiel des ondes.

Malheureusement il reste une difficulté grave : il n'y a plus égalité entre l'action et la réaction.

Pour nous en rendre compte, sans entrer dans le détail des calculs, il nous suffira d'un exemple simple. Considérons un petit conducteur A chargé positivement et entouré d'éther. Supposons que l'éther soit parcouru par une onde électromagnétique et qu'à un certain moment cette onde atteigne A, la force électrique due à la perturbation agira sur la charge de A et produira une force pondéromotrice agissant sur le corps A. Cette force pondéromotrice ne sera contrebalancée au point de vue du principe de l'action et de la réaction par aucune autre force agissant sur la matière pondérable. Car tous les autres corps pondérables peuvent être supposés très éloignés et en dehors de la région de l'éther qui est troublée.

On s'en tirerait en disant qu'il y a réaction du corps A sur l'éther ; il n'en est pas moins vrai qu'on pourrait, sinon réaliser, au moins concevoir une expérience où le principe de réaction semblerait en défaut, puisque l'expérimentateur ne peut opérer que sur les corps pondérables et ne saurait atteindre l'éther. Cette conclusion semblera difficile à admettre.

La théorie de Hertz ne donnait pas lieu à cette difficulté et était parfaitement d'accord avec le principe de réaction. Dans cette théorie et dans l'exemple simple qui nous occupait plus haut, il y aurait réaction du corps A non seulement sur l'éther, mais sur l'air où se trouve cet éther ; et, quelque raréfié que soit cet air, il y aurait égalité parfaite entre l'action subie par A et la réaction de A sur cet air.

Cela tenait à ce que dans la théorie de Hertz l'éther était entraîné totalement par la matière ;

dans la théorie de Lorentz au contraire il n'en est pas de même, la réaction subie par l'air n'est qu'une très faible fraction de l'action subie par le corps A, et cette fraction est d'autant plus faible que l'air est plus raréfié.

En réfléchissant à ce point, on voit que la difficulté n'est pas particulière à la théorie de Lorentz et qu'on aura beaucoup de peine à expliquer l'entraînement partiel des ondes sans violer le principe de l'égalité de l'action et de la réaction. Nous verrons plus loin si la conciliation est possible.

THÉORIE DE J.-J. THOMSON

Dans ses « Recent Researches », J.-J. Thomson consacre un paragraphe à la propagation de la lumière dans un diélectrique en mouvement (§ 440. p. 543). Ce travail a été analysé en détail par M. Blondin dans la *Lumière Électrique* du 4 novembre 1893, page 201, et je n'y reviendrai pas.

Je me contenterai de rappeler les principaux résultats.

Soit V la vitesse de propagation de la lumière dans le diélectrique au repos ; soit v la vitesse de la matière du diélectrique, ou plutôt la projection de cette vitesse sur la direction de la propagation des ondes ; soit v_0 la vitesse de l'éther dans le diélectrique qui serait nulle s'il n'y avait pas d'entraînement, qui serait égale à v si l'entraînement était total et qui aurait des valeurs intermédiaires si l'entraînement était partiel.

La vitesse de la lumière dans le diélectrique en mouvement sera

$$V + v_1 + v_2$$

v_1 et v_2 pouvant avoir diverses valeurs suivant les hypothèses.

Dans un conducteur en mouvement, il peut se produire deux sortes de forces électromotrices d'induction, la première provenant de la variation du champ magnétique, la seconde provenant du déplacement du conducteur dans ce champ.

De même dans un diélectrique en mouve-

ment, il doit se développer une force électromotrice d'induction due au déplacement de ce diélectrique ; elle dépendra évidemment de la vitesse de ce diélectrique ; mais est-ce de la vitesse de la matière du diélectrique ou de la vitesse de l'éther qui y est contenu ? on peut faire les deux hypothèses. Dans le premier cas v_1 sera égal à $\frac{v}{2}$, dans le second à $\frac{v_0}{2}$.

D'autre part, si un diélectrique se déplace dans un champ électrique, s'il passe dans une région où l'intensité du champ est plus grande ou plus petite, sa polarisation variera ; on peut se demander si cette variation de la polarisation produira un courant de déplacement susceptible d'agir sur l'aiguille aimantée. On peut faire à cet égard plusieurs hypothèses.

On peut supposer que quand la polarisation électrique en *un même point de l'espace* demeure constante, il n'y a pas de courant de déplacement, quand même le diélectrique en se déplaçant passerait dans une région où cette polarisation est différente.

En d'autres termes, les composantes du courant de déplacement seraient :

$$\frac{df}{dt}, \frac{dg}{dt}, \frac{dh}{dt},$$

f, g, h étant les composantes du déplacement électrique en un point donné *fixé dans l'espace*.

On peut supposer ensuite que ces composantes sont

$$\frac{df}{dt}, \frac{dg}{dt}, \frac{dh}{dt},$$

f, g, h , étant les composantes du déplacement en un point donné invariablement lié à la matière du diélectrique mobile.

On peut supposer enfin que les composantes du courant sont $\frac{df}{dt}, \frac{dg}{dt}, \frac{dh}{dt}$, et que f, g, h sont les composantes du déplacement en un point donné invariablement lié à l'éther partiellement entraîné par le diélectrique mobile.

Dans le premier cas, v_1 est égal à 0, dans le second à $\frac{v}{2}$, dans le troisième à $\frac{v_0}{2}$.

La discussion de J.-J. Thomson laisse donc place à un grand nombre d'hypothèses, mais aucune n'est satisfaisante ; la seule qui soit d'accord avec l'expérience de Fizeau ($v_1 = v_2 = \frac{v_0}{2}$) soulèverait les mêmes difficultés que les théories de Helmholtz-Reif et de Lorentz.

On voit donc combien il est difficile de rendre compte par une même théorie de tous les faits observés ; les contradictions auxquelles toutes les hypothèses viennent se heurter paraissent tenir à une cause profonde. Dans tous les cas, un examen plus attentif est nécessaire, et j'en ferai l'objet d'un prochain article.

(A suivre.)

H. POINCARÉ,

de l'Institut,
Professeur de physique mathématique
à la Sorbonne.

LES TRAMWAYS ÉLECTRIQUES DE BOSTON

Les compagnies de tramways qui desservent la ville de Boston et ses environs ont été parmi les premières qui ont substitué la traction électrique à la traction animale, et l'ensemble des installations de ce réseau est un des plus importants que l'on connaisse. Les résultats de cette longue et importante expérience présentent donc un intérêt particulier. Ils seront d'autant plus utiles aux ingénieurs français que l'exploitation des tramways dans Boston, en raison de la disposition irrégulière des rues étroites et tortueuses, se rapproche beaucoup de ce qu'elle serait dans une ville comme Paris. La figure 1 qui représente le plan de la voie près de Scollay Square indique à quel point l'exploitation y est compliquée et s'éloigne de la pratique ordinaire américaine, où les voies s'étendent en ligne droite sur de grandes longueurs.

La circulation, dans ces rues, est d'ailleurs très active ; les piétons et les voitures particulières les encomrent constamment ; pour-