LE MOUVEMENT DE L'ÉLECTRICITÉ DANS UNE COUCHE SPHÉRIQUE PLACÉE DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE [1])

L'expérience de M. Kamerlingh Onnes sur le couple agissant sur une couche sphérique supraconductrice dans laquelle des courants ont été excités et qui est placée dans un champ magnétique extérieur [2]), suggère le problème de la distribution de courants dans une pareille couche et de la détermination des forces pondéromotrices qui agissent sur elle. Ces questions peuvent être envisagées également dans le cas d'un conducteur ordinaire et elles admettent une solution simple dans le cas où le champ extérieur est supposé uniforme. Dans ce cas, à tout instant l'électricité circule suivant des cercles parallèles autour d'un certain axe OA et l'intensité $\mathbf{C}$ du courant (qui, dans le cas d'une couche mince, peut être considéré comme un courant de surface, à mesurer par la quantité d'électricité qui, par unité de temps et unité de longueur, passe à travers une ligne perpendiculaire au courant) est proportionnelle au sinus de la distance angulaire au pôle A. Une pareille distribution de courants produit à l'intérieur de la sphère un champ magnétique uniforme $\mathbf{h}$ dans la direction OA, et à l'extérieur un champ identique à celui d'un aimant ayant un certain moment magnétique $\mathbf{m}$, placé au centre dans le sens OA. Le système de courants est complètement caractérisé par la force magnétique $\mathbf{h}$, le vecteur $\mathbf{m}$, qui peut être appelé le moment magnétique de la sphère, étant relié à $\mathbf{h}$ par la formule

$$\mathbf{m} = 2\pi a^3 \mathbf{h},$$

où a est le rayon de la couche.

La façon dont les courants dans la sphère, et par conséquent le

---

[1]) Arch. néerl. 9, 171, 1925.
[2]) Arch. néerl. 9, 143, 1925.

champ **h**, varient avec le temps, sous l'influence d'un champ extérieur donné **H**, est déterminée par l'équation

$$-\frac{3c}{2\lambda}\mathbf{h} = \frac{a}{2c}(\dot{\mathbf{H}} + \dot{\mathbf{h}}) + \frac{3}{4}c\mu\,[\mathbf{H}\,\mathbf{h}]. \qquad (1)$$

Le premier membre de cette équation, dans lequel λ est le produit de la conductivité par l'épaisseur de la couche, est mis à la place de l'intensité du courant divisée par la conductivité, tandis que les termes du second membre représentent les diverses actions produisant les courants, savoir l'induction due au changement de **H**, la self-induction déterminée par $\dot{\mathbf{h}}$ et les forces transversales par lesquelles on peut rendre compte de l'effet Hall. Ces dernières forces conduisent au terme contenant le produit vectoriel $[\mathbf{H}\,\mathbf{h}]$ multiplié par le coefficient μ de l'effet Hall.

La sphère elle-même est supposée maintenue au repos et les diverses grandeurs sont exprimées en unités rationnelles; c'est pour cette raison que le facteur c figure dans les trois termes de l'équation.

Nous remarquerons d'ailleurs que l'équation est une équation vectorielle; **H** et **h** peuvent varier aussi bien en direction qu'en grandeur.

Or, si **H** est constant dans l'état final, comme c'était le cas dans l'expérience de M. Kamerlingh Onnes, l'équation (1) se réduit à

$$\dot{\mathbf{h}} + p\mathbf{h} = r\,[\mathbf{H}\,\mathbf{h}], \qquad (2)$$

où

$$p = \frac{3c^2}{a\lambda}$$

et

$$r = -\frac{3}{2}\frac{c^2\mu}{a}.$$

En multipliant (2) par e^{pt} et définissant par

$$\mathbf{k} = e^{pt}\,\mathbf{h}$$

un nouveau vecteur **k**, on trouve

$$\dot{\mathbf{k}} = r\,[\mathbf{H}\,\mathbf{k}], \qquad (3)$$

ce qui montre que le vecteur **k** reste constant en grandeur, mais a un mouvement de précession avec une vitesse angulaire $r\mathbf{H}$ autour de la ligne de force du champ **H** passant par le centre de la sphère.

Il en résulte que le vecteur **h** aussi, et tout le système de courants qu'il caractérise, ont ce mouvement de précession; seulement, pendant que ce mouvement est effectué, les courants décroissent proportionnellement à e^{-pt}, le vecteur **h** étant donné par

$$\mathbf{h} = e^{-pt}\,\mathbf{k}.$$

On trouve que l'action pondéromotrice exercée sur la sphère se compose à chaque instant d'un couple $[\mathbf{m}\mathbf{H}]$, c'est à dire le couple par lequel le champ **H** agit sur le moment de la sphère, conformément à la règle ordinaire.

Si l'on applique ces considérations à une couche supraconductrice, pour laquelle on peut poser $p = 0$, on trouve que les courants sont persistants, mais, aussi longtemps qu'il y a une constante de Hall différente de zéro, ils doivent présenter le mouvement de précession donné par (3) et dont la vitesse est indépendante de la conductivité.

Donc, si la force **H** est horizontale et si **h** fait un certain angle avec cette force, le moment **m**, tournant autour de la direction de **H**, doit changer de direction et le couple qui tend à faire tourner la sphère autour du fil de suspension doit varier continuellement.

Dans l'expérience de M. KAMERLINGH ONNES ce couple ne s'est pas modifié sensiblement dans l'espace de six heures; nous pouvons donc conclure avec certitude que l'angle, sur lequel s'est effectuée la précession pendant cet intervalle de temps, a été plus petit que, disons, 20°. Cela veut dire que la grandeur de $r\mathbf{H}$ a été inférieure à $1{,}62\ 10^{-5}$. Si les electrons dont le mouvement constitue les courants étaient tout à fait libres d'obéir à la force transversale exercée par le champ **H**, il y aurait un effet Hall de grandeur et de signe déterminés; la constante de Hall aurait la valeur

$$\mu = -\frac{1}{c\sigma},$$

où $-\sigma$ est la charge totale des électrons libres contenus dans la couche par unité de surface. En rapport avec ce que nous avons trouvé au sujet de la grandeur de $r\mathbf{H}$, on peut en conclure que dans le cas du plomb le rapport du nombre des électrons libres au nombre des atomes doit être plus grand que

$$14 \frac{H}{a\delta},$$

où H est l'intensité du champ exprimée en gauss et δ l'épaisseur de la couche. Cette condition n'a certainement pas été remplie, car H a été de quelques dizaines de gauss et le nombre des électrons libres ne peut être qu'une petite fraction de celui des atomes.

Les expériences prouvent donc qu'il n'est pas question d'une précession comme celle qui existerait si les électrons se mouvant dans les courants étaient parfaitement libres. Nous devons conclure que pratiquement il n'y a pas d'effet Hall et nous devons supposer, comme le fait M. KAMERLINGH ONNES, que le mouvement des électrons est, dans de larges limites, insensible aux forces transversales exercées par le champ. Nous devons admettre que si en dehors d'un champ magnétique un électron se mouvait suivant un certain chemin le long d'une rangée d'atomes, les forces transversales introduites avec le champ ne seraient pas capables de détacher le chemin complètement de cette rangée.