nombre de mouvements propres donnés en Appendice avec diverses remarques; un autre Appendice donne par rapport à Argelander, pour chaque étoile, l'écart des dates des observations.

L'Académie appréciera la somme de travail que représente ce Catalogue de 6999 étoiles dont l'élaboration et la valeur font honneur aux astronomes de Bordeaux, à Rayet, le créateur de l'Observatoire, et à M. Luc Picart, son successeur.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Les ondes hertziennes et l'équation de Fredholm.* Note de M. H. Poincaré.

Considérons un conducteur soumis à l'action d'un champ extérieur, et cherchons à mettre les équations du champ électromagnétique sous la forme d'une équation de Fredholm. Pour cela nous envisagerons un point x, y, z situé à l'intérieur du conducteur, très près de la surface et du côté interne, et nous écrirons qu'en ce point les deux composantes tangentielles de la force magnétique sont nulles. Désignons par l, m, n, l_1, m_1, n_1, l_2, m_2, n_2 les cosinus directeurs de la normale et des tangentes aux lignes de courbure à la surface du conducteur. Soient α la première composante de la force magnétique due au champ *intérieur*, c'est-à-dire au champ développé par le conducteur lui-même, α^* la composante correspondante due au champ extérieur, et enfin $\alpha + \alpha^*$ celle qui est due au champ total. Nos équations s'écriront

$$l_1(\alpha + \alpha^*) + m_1(\beta + \beta^*) + n_1(\gamma + \gamma^*) = 0,$$

ou

$$\Sigma l_1 \alpha = -\Sigma l_1 \alpha^*, \qquad \Sigma l_2 \alpha = -\Sigma l_2 \alpha^*. \tag{1}$$

Les seconds membres des équations (1) doivent être regardés comme connus, puisque le champ extérieur est connu. Quant aux premiers membres, ils peuvent être représentés par des potentiels retardés de simple et de double couche dont la densité dépend des courants de conduction qui règnent à la surface du conducteur. La première équation (1) nous donne ainsi, par exemple, l'équation suivante, dont je vais expliquer la signification :

$$\begin{aligned} -\Sigma l_1 \alpha^* = -2\pi \Sigma l_2 \mathrm{U} &+ \int \Sigma k_1 \mathrm{U}' \frac{d}{dn'} \frac{e^{-i\omega r}}{r} d\sigma' \\ &+ \int \Sigma k'_1 \mathrm{U}' \frac{e^{-i\omega r}}{r} d\sigma' + \int \nu' \cos\theta \frac{e^{-i\omega r}}{r} d\sigma'. \end{aligned} \tag{2}$$

Nous désignons par $d\sigma'$ un élément de la surface du conducteur ayant pour centre de gravité le point x, y, z; r est la distance des deux points x, y, z et x', y', z'.

Notre perturbation est regardée comme une perturbation périodique, amortie ou non, de telle façon que toutes nos fonctions puissent, par un artifice bien connu, être regardées comme proportionnelles à $e^{i\omega t}$. Dans ces conditions le potentiel retardé d'une masse égale à 1 placée au point x', y', z' sera proportionnel à $\frac{e^{-i\omega r}}{r}$. Nous représentons par

$$U' d\sigma', \quad V' d\sigma', \quad W' d\sigma'$$

les composantes du courant de conduction qui traversent $d\sigma'$, de telle sorte que U', V', W' représentent les densités superficielles du courant en x', y', z'; U, V, W représentent les densités correspondantes en x, y, z.

On a d'ailleurs

$$\Sigma k_1 U' = k_1 U' + k_2 V' + k_3 W',$$
$$k_1 = m' n_1 - n' m_1, \qquad k'_1 = C'_1 l'_2 \Sigma l_1 l'_1 - C'_2 l'_1 \Sigma l_1 l'_2;$$

l', m', n', etc., sont les valeurs de l, m, n, etc., au point x', y', z'; C'_1 et C'_2 sont les deux courbures principales de la surface; k_2, k_3, k'_2, k'_3 se déduisent de k_1 et k'_1 par symétrie.

La dérivée $\frac{d}{dn'}$ est estimée suivant la normale à la surface au point x', y', z'. On définit ν par l'égalité

$$\int (U\,dx + V\,dy + W\,dz) = \int \nu\, d\sigma,$$

où le premier membre est une intégrale simple étendue à une courbe fermée quelconque tracée sur la surface et où le second membre est une intégrale double étendue à l'aire limitée par cette courbe. Quant à ν', c'est la valeur de ν au point x', y', z'.

On a enfin

$$\cos\theta = \Sigma l_1 l',$$

de sorte que θ est l'angle de la normale au point x', y', z' avec la tangente à la ligne de courbure en x, y, z. Telle est la signification de l'équation (2).

Si l'on pose

$$\Phi = \cos\theta \frac{e^{-i\omega r}}{r},$$

la dernière intégrale du second membre de (2) peut se transformer par intégration par parties et s'écrire

$$-\int \Sigma \frac{d\Phi}{dx'} U' \, d\sigma'.$$

Pour calculer les trois dérivées partielles de Φ, il faut compléter la définition de Φ qui n'est défini que sur la surface du conducteur; pour cela on conviendra que Φ doit conserver la même valeur tout le long d'une normale à cette surface.

L'équation (2) prend ainsi la forme

$$(3) \qquad -\Sigma l_1 \alpha^* = -2\pi \Sigma l_2 U + \int (K_1 U' + K_2 V' + K_3 W') \, d\sigma',$$

où K_1, K_2, K_3 qui jouent le rôle de noyaux sont des fonctions données de x, y, z, x', y', z'. La seconde équation (1), traitée de la même manière, nous donnerait une équation de même forme

$$(4) \qquad -\Sigma l_2 \alpha^* = 2\pi \Sigma l_1 U + \int (K'_1 U' + K'_2 V' + K'_3 W') \, d\sigma',$$

et nous pouvons y adjoindre l'équation

$$(5) \qquad 0 = \Sigma l U,$$

qui signifie que le courant est superficiel.

Nous avons ainsi trois équations (3), (4), (5) avec les trois inconnues U, V, W, et qui ont la forme d'équations de Fredholm, avec cette particularité que dans la troisième les noyaux sont nuls.

Comme à l'aide de cette équation (5) on peut presque immédiatement éliminer l'une des trois inconnues, il n'y a en réalité que deux inconnues distinctes. On pourrait également prendre comme inconnues la quantité ν et la densité électrique superficielle; on retomberait ainsi sur des formules analogues à celles que j'ai obtenues pour certains cas moins généraux dans une Note antérieure.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des trois oxy- et des p-diméthylamido- et diéthylamidobenzylidènecamphres et des p- et m-tolylidènecamphres.* Note de MM. A. Haller et Ed. Bauer.

Il y a quelques années, l'un de nous [1] a montré que certaines aldéhydes aromatiques (benzoïque, cuminique, *o.m.p.*-méthoxybenzoïques, pipéro-

[1] A. Haller, *Comptes rendus*, t. CXIII, p. 22.