INSTITUT DE FRANCE.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

(Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 234, p. 20-22, séance du 2 janvier 1952.)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le tenseur énergie-impulsion dans la théorie du champ soustractif.* Note de M. **LOUIS DE BROGLIE.**

Reprenant le schéma lagrangien de la théorie du champ soustractif qu'il avait précédemment étudié, l'auteur propose une nouvelle forme du tenseur énergie-impulsion, qui lui paraît préférable à celle qu'il avait précédemment envisagée.

Dans une Note antérieure ⁽¹⁾, nous avons envisagé un schéma lagrangien de la théorie du champ soustractif correspondant à la fusion de deux champs de constantes de masses k_1 et k_2 . Partant de la forme suivante du Lagrangien

$$(1) \quad \mathcal{L} = \frac{1}{4} \frac{1}{k_1^2 + k_2^2} F_\gamma^{\alpha\beta} F_\gamma^{\alpha\beta} + \frac{1}{4} F^{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} + \frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 + k_2^2} A^\alpha A^\alpha,$$

nous avons été conduit aux équations fondamentales entre les champs $F^{\alpha\beta}$ et les potentiels A^α

$$(2) \quad F^{\alpha\beta} = A_\beta^\alpha - A_\alpha^\beta; \quad A_\alpha^\alpha = 0; \quad F_\gamma^{\alpha\beta} + F_\alpha^{\beta\gamma} + F_\beta^{\gamma\alpha} = 0$$

et

$$(3) \quad \frac{1}{k_1^2 + k_2^2} F_{\beta\gamma}^{\alpha\beta} - F_\beta^{\alpha\beta} + \frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 + k_2^2} A^\alpha = \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_1^2 + k_2^2} j^\alpha.$$

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1269.

Les équations (1), (2) et (3) sont écrites en coordonnées d'univers : les indices supérieurs représentent les variances, les indices inférieurs les dérivations ($\partial F^{\alpha\beta}/\partial x^\gamma = F_{\gamma}^{\alpha\beta}$). La densité de courant d'univers due à une charge ponctuelle j^z est égale à $\rho_0 u^z$, ρ_0 étant la densité de charge dans le système propre $\varepsilon \delta(r_0)$ et u^z la vitesse d'univers. Nous avons montré que les équations (2) et (3) permettent de retrouver la théorie du champ soustractif sous la forme que nous lui avons donnée.

Puis nous avons indiqué (2) une forme du tenseur $T^{\mu\nu}$ d'énergie-impulsion satisfaisant dans tout l'espace extérieur à la charge ponctuelle à l'équation $T_{\mu}^{\mu\nu} = 0$. Dans le cas du champ statique dû à une charge immobile, l'emploi de ce tenseur conduit aux deux résultats intéressants suivants : 1° la masse propre de l'électron (en supposant $k_1 \simeq 0$) est égale à $e^2 k_2 / 2c^2$, de sorte que la masse mésonique correspondante à k_2 se trouve égale à 27/4 la masse de l'électron (3); 2° les intégrales $\int T^{11} d\tau$, $\int T^{22} d\tau$ et $\int T^{33} d\tau$ sont nulles, ce qui montre que la pression de Poincaré est automatiquement incluse dans le champ soustractif.

En réfléchissant de nouveau à cette question, nous avons été amené à envisager une autre forme possible du tenseur $T^{\mu\nu}$ qui nous paraît préférable à celle que nous avons adoptée. Voici cette forme nouvelle

$$(4) \quad T^{\mu\nu} = -\frac{1}{k_1^2 + k_2^2} F_{\gamma}^{\alpha\gamma} F^{\alpha\mu} + \frac{1}{2} \frac{1}{k_1^2 + k_2^2} F_{\mu}^{\alpha\beta} F_{\nu}^{\alpha\beta} + F^{\alpha\mu} F^{\alpha\nu} + \frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 + k_2^2} A^{\mu} A^{\nu} - \delta_{\mu\nu} \mathcal{L}.$$

On trouve alors

$$(5) \quad T_{\nu}^{\mu\nu} = -F^{\alpha\mu} \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_1^2 + k_2^2} j^{\alpha},$$

ce qui, dans le cas d'une charge ponctuelle immobile, donne

$$(6) \quad -T_{\nu}^{\mu\nu} = +F^{\alpha\mu} \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_1^2 + k_2^2} j^{\alpha} = E^{\mu} \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_1^2 + k_2^2} \varepsilon \delta(r_0) = 0,$$

car, ainsi que M. Bopp l'avait souligné, $E^{\mu}(0) = 0$. Ce résultat est satisfaisant.

Le calcul montre ensuite que la masse propre de l'électron est donnée par la relation

$$(7) \quad m_0 c^2 = \frac{e^2 k_2}{2},$$

(2) Formule (10) de la Note précitée.

(3) Ce résultat avait été trouvé par Stueckelberg dès son premier travail sur ce sujet (*Nature*, 144, 1939, p. 118) et retrouvé ensuite par Bopp (*Ann. der Physik*, 38, 1940, p. 345).

ce qui conduit à prendre pour valeur de la masse mésonique $274 m_0$, et que l'on a $\int T^{11} d\tau = \int T^{22} d\tau = \int T^{33} d\tau = 0$, de sorte que la pression de Poincaré se trouve incluse dans le champ soustractif.

Le tenseur (4) permet donc de retrouver tous les résultats essentiels de notre Note du 28 mars 1951.