Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 13 (1940)

Heft: V

Artikel: Influence du champ pseudoscalaire sur la théorie classique des forces d'échange

Autor: Stueckelberg, E.C.G.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111068

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 01.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Influence du champ pseudoscalaire sur la théorie classique des forces d'échange

par **E. C. G. Stueckelberg.**

(9. VIII. 40.)

Résumé. — Dans un article précédent[11]), l'interaction entre particules nucléaires a été décrite par une certaine série. MØLLER et ROSENFELD ont proposé de combiner une partie vectorielle et une partie pseudoscalaire du champ des forces nucléaires pour améliorer la convergence de cette série. Nous montrons que cette amélioration n'est pas considérable. Toutefois, cette théorie combinée présente un certain intérêt à cause de la symétrie complète entre le spin spatial et le spin isotopique.

1. Indroduction.

Pendant que l'article de M. PATRY[11]) et de l'auteur était sous presse, MM. MØLLER et ROSENFELD[12]) ont publié un mémoire au sujet de la théorie des forces nucléaires. Ils pensent que la mauvaise convergence de la théorie vectorielle peut être améliorée si le champ vectoriel est complété par un champ pseudoscalaire.

Nous avons donc appliqué notre méthode à cette *théorie combinée* pour comparer le rapport $V_6^{\mu\nu}/V_2^{\mu\nu}$ entre le deuxième et le premier terme de la série $V_2^{\mu\nu} + V_6^{\mu\nu} + V_{10}^{\mu\nu} + \cdots$ avec les rapports correspondants de la *théorie scalaire* et *vectorielle* exposée en I.

Le résultat de ces calculs n'est pas beaucoup meilleur que celui de la théorie vectorielle. Le terme $V_6^{\mu\nu}$ contient encore des facteurs infinis. Les valeurs numériques des coefficients rendent $V_6^{\mu\nu}/V_2^{\mu\nu}$ de l'ordre de grandeur de l'unité pour $r = l^{-1}$, même si l'on supprime les termes infinis.

Par contre, il est intéressant de noter une analogie très remarquable entre la *théorie du scalaire spatial* (c.-à-d. théorie vectorielle I § 6 avec $f = 0$, $g \neq 0$) et la *théorie combinée* proposée par MØLLER et ROSENFELD[12]).

---

[11]) STUECKELBERG et PATRY, Helv. Phys. Acta **13**, 167 (1940). Nous nous référons à cet article par I. et à ses formules par (I. 2,11) etc. La bibliographie se réfère à la bibliographie de I. sauf les références [11]) et [12]). (I. 4,10) doit être changé de signe.

[12]) MØLLER et ROSENFELD, Kgl. Danske Vid. Sels (math. fys. Med.) **17**, Heft 8 (1940).

Cette analogie a pour effet que le spin isotopique τ et le spin spatial $\vec{\sigma}$ interviennent d'une façon parfaitement symétrique dans toutes les approximations (pour $g = 0$, $f \neq 0$).

Nous commencerons donc par établir au § 2 quelques formules et définitions de la théorie du scalaire spatial pour pouvoir les réinterpréter au § 3 dans la *théorie du champ combiné.*

2. La théorie du scalaire spatial.

Si nous posons $f = 0$ dans (I. 6,1), les termes dus au caractère vectoriel $\vec{S}$ des particules s'annulent et l'interaction (I. 6,3) peut être mise sous la forme:

$$V = g \int d\vec{x}^3 Q_i^{0\prime} J_i \tag{2,1}$$

avec le scalaire spatial:

$$Q_i^{0\prime} = Q_i^0 + 4\pi c l^{-1} P_i . \tag{2,2}$$

On peut montrer facilement que (2,2) est une des substitutions canoniques qu'on obtient à partir de la fonctionnelle de transformation suivante:

$$\begin{aligned} &U(P_i^{0\prime}, Q_i^0, P_i, Q_i') \\ &= \int d\vec{x}^3 \{P_i^{0\prime}(Q_i^0 + 4\pi c l^{-1} P_i) + P_i Q_i' + Q_i^0 (lc)^{-1} Z Q_i'\} . \end{aligned}$$

En effet, en résolvant pour les variables non primées, on a:

$$\begin{aligned} P_i^0 &= P_i^{0\prime} + (lc)^{-1} Z Q_i' \\ Q_i^0 &= l^2 \Delta^{-1}(Q_i^{0\prime} - 4\pi c l^{-1} P_i') \\ P_i &= l^2 \Delta^{-1}(P_i' - (lc)^{-1} Z Q_i^{0\prime}) \\ Q_i &= Q_i' + 4\pi c l^{-1} P_i^{0\prime} . \end{aligned} \tag{2,3}$$

Pour obtenir ce résultat, il faut faire usage du fait qu'à tout opérateur correspond un opérateur inverse. En portant ces substitutions en (I. 6,3), on peut écrire H^{ch} sous la forme:

$$H^{ch} = \tfrac{1}{2} \int d\vec{x} \{\cdots - Q_i^{0\prime} Z' Q_i^{0\prime} - P_i^{0\prime} (4\pi c^2)' P_i^{0\prime}\} \tag{2,4}$$

les opérateurs Z' et $(4\pi c^2)'$ étant définis par

$$Z' = l^2 \Delta^{-1} Z ; \quad (4\pi c^2)' = l^{-2} \Delta (4\pi c^2) . \tag{2,5}$$

Les $\cdots$ représentent les termes vectorielles et les termes en Q' et P' qui se rapportent à des composantes du champ ne présentant aucune interaction en (2,1).

Formellement, la théorie du scalaire spatial contenue dans V (2,1) et H^{ch} (2,4) est donc complètement analogue à la théorie

scalaire (au signe près), mais le facteur $4\pi c^2$ est devenu un opérateur (2,5).

Nous pouvons donc appliquer à cette théorie les formules (I. 2,15) (resp. I. 3,1) (I. 4,6) (I. 4,8) et (I. 4,9) de la théorie scalaire avec les opérateurs (2,5). Nous obtenons tout d'abord $V_2^{\mu\nu}$ sous la forme:

$$\sum_\mu \sum_\nu V_2^{\mu\nu} = \tfrac{1}{2} g^2 \int d\vec{x}^3 J_i Z'^{-1} J_i .$$

Or, en vertu de la relation inverse (2,5) et de la définition (I. 2,5) de l'opérateur Z (c.-à-d. $4\pi Z = l^2 - \Delta$), on trouve:

$$Z'^{-1} = Z^{-1} - 4\pi l^{-2} \tag{2,6}$$

et l'on voit donc que $V_2^{\mu\nu}$ contient et le potentiel de Yukawa et un terme supplémentaire $-V_0$ avec

$$V_0 = 2\pi g^2 l^{-2} \int d\vec{x}^3 J_i J_i . \tag{2,7}$$

Ce terme additionnel correspond à une interaction directe (potentiel d'interaction du type $\delta(\vec{q}^\mu - \vec{q}^\nu)$) entre les particules (cf. Note I pp. 183 et 184).

Pour se débarrasser de ce terme supplémentaire (invariant), on peut l'ajouter à l'Hamiltonienne originale, qui prend alors la forme

$$H = H^{ch} + V + V_0 + H^{\text{part}}. \tag{2,8}$$

Mais ce terme V_0 a maintenant une influence sur les approximations supérieures. En effet, en appliquant le procédé des transformations de contact exposé en I., nous trouvons en plus des résultats de la théorie scalaire (au signe près et avec les opérateurs (2,5)), des termes provenant de la substitution (I. 4,5) (avec Z'^{-1}) en (2,7). En vertu de la relation opératorielle (2,6), les termes linéaires se combinent sous la forme (très analogue à (I. 4,6)):

$$V^{\text{lin}} = g^3 \int d\vec{x}^3 P_i Z'^{-1} (A_{ik} Z^{-1} J_k) . \tag{2,9}$$

La deuxième transformation (I. 4,8) resp. (I. 5,5) peut alors être effectuée et nous trouvons:

$$\sum_\mu \sum_\lambda \sum_\nu \sum_\varrho V_6^{\mu\lambda\nu\varrho} = \frac{g^6}{2} \int d\vec{x}^3 (A_{ik} Z^{-1} J_k) Z'^{-2} (4\pi c^2)'^{-1} (A_{il} Z^{-1} J_l)$$

$$= \sum_\mu \sum_\lambda \sum_\nu \sum_\varrho \frac{g^6}{4 c^2 l} ((\mu\lambda)(\nu\varrho)) \frac{e^{-l(r^{\mu\lambda} + r^{\nu\varrho} + r^{\mu\nu})}}{r^{\mu\lambda} r^{\nu\varrho}} \left(1 - \frac{2}{l r^{\mu\nu}}\right). \tag{2,10*}$$

*) Cette évaluation est obtenue grâce aux relations opératorielles:

$$(4\pi c^2)'^{-1} Z'^{-2} = (4\pi c^2)^{-1} (Z^{-2} - 4\pi l^{-2} Z^{-1})$$

$$Z^{-2} f(\vec{x}) = \int d\vec{y}^3 \, 2\pi l^{-1} e^{-l|\vec{x}-\vec{y}|} f(\vec{y}) .$$

L'expression

$$((\mu\lambda)(\nu\varrho)) = (\mu\lambda)_i(\nu\varrho)_i \tag{2,11}$$

est le « produit scalaire « dans l'espace isotopique de

$$(\mu\lambda)_i = \{\tau_i^\mu, \tau_k^\mu\}\ \tau_k^\lambda \tag{2,12}$$

avec $(\nu\varrho)_i$. Dans la théorie symétrique, on a $(\mu\mu)_i = 0$ et l'interaction (2,10) entre deux particules prendra la forme simple ($r^{\mu\nu} = r$):

$$V_6^{\mu\nu} = \frac{g^6}{2\,c^2 l}\left\{((\mu\nu)(\mu\nu))\frac{e^{-2lr}}{r^2}\left(1 - \frac{2}{lr_0}\right)\right.$$
$$\left. + ((\mu\nu)(\nu\mu))\frac{e^{-3lr}}{r^2}\left(1 - \frac{2}{lr}\right)\right\}. \tag{2,13}$$

L'évaluation des facteurs suivant la théorie des quanta donne ($\tau_i^\mu\tau_i^\nu = (\tau\tau)$).

$$((\mu\nu)(\mu\nu)) = -((\mu\nu)(\nu\mu)) = 8\,h^{-2}(3 - (\tau\tau)). \tag{2,14}$$

On vérifie facilement que (2,13) devient, avec (2,14), identique au $V_6^{\mu\nu}$ donné en bas de la page 186 de I.

Nous avons ainsi reétabli (2,13) pour pouvoir l'utiliser sous cette forme pour la théorie combinée de Møller et Rosenfeld, qui sera exposée au paragraph suivant.

3. La théorie vectorielle combinée avec la théorie pseudoscalaire (théorie combinée).

En nous limitant à des spins zéro et un du mésotron, les champs *scalaire, vectoriel, pseudovectoriel* et *pseudoscalaire* représentent quatre théories possibles. L'interaction de ces champs avec les particules nucléaires a été discutée par Kemmer[1]). Il supposait que les particules nucléaires étaient décrites par la théorie de Dirac, ce qui permettait de former le *tenseur antisymétrique* $\sigma^{\alpha\beta} = i\gamma^\alpha\gamma^\beta$, le *pseudovecteur* $\varphi^\delta = i\gamma^\alpha\gamma^\beta\gamma^\gamma$ et le *pseudoscalaire* $\chi = \chi^{\alpha\beta\gamma\delta} = \gamma^\alpha\gamma^\beta\gamma^\gamma\gamma^\delta$ à partir des opérateurs de quadrivecteur γ^α. ($\alpha\beta\gamma\delta$ est une permutation paire des indices 1230). Nous allons montrer qu'une particule classique douée d'un spin $\vec{\sigma}$ possède des grandeurs analogues.

Du vecteur spatial de la vitesse $\dot{\vec{q}}$ et du scalaire spatial $c\beta = \sqrt{c^2 - |\dot{\vec{q}}|^2}$, nous formons le *quadrivecteur* $(\vec{v}, v^0)$:

$$v^\alpha = v_\alpha = \dot{q}^\alpha(\beta c)^{-1};\ v^0 = -v_0 = \beta^{-1}. \tag{3,1}$$

Du pseudovecteur spatial $\vec{\sigma}$ (à composantes $\sigma^{\alpha\beta} = \sigma^{\gamma} = -\sigma^{\beta\alpha}$ ($\alpha\beta\gamma$ = perm. paire de 123), on peut former le *tenseur antisymétrique* $\sigma^{\alpha\beta} = -\sigma^{\beta\alpha}(\alpha, \beta = 1, 2, 3, 0)$ par la relation covariante

$$\sigma^{\alpha\beta} v_{\beta} = 0$$

ce qui définit le vecteur spatial $\vec{\sigma}^{\cdot 0}$ (à composantes $\sigma^{\alpha 0}(\alpha = 1, 2, 3)$ en termes de $\vec{v}$, v^0 et $\vec{\sigma}$:

$$\vec{\sigma}^{\cdot 0} = -\frac{1}{v^0}(\vec{\sigma} \times \vec{v}). \tag{3,2}$$

Du tenseur $\sigma^{\alpha\beta}$ et de v^{γ} nous formons le *tenseur antisymétrique de troisième ordre*

$$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} = \sigma^{\alpha\beta} v^{\gamma} + \sigma^{\beta\gamma} v^{\alpha} + \sigma^{\alpha\gamma} v^{\beta} \equiv -\varphi^{\delta}$$

auquel nous associons le *pseudoquadrivecteur* $\varphi^{\delta}(\vec{\varphi}, \varphi^0)$ ($\alpha\beta\gamma\delta$ = Perm. paire de 1230). On a donc:

$$\begin{aligned} \vec{\varphi} &= +v^0 \vec{\sigma} + \frac{1}{v^0}((\vec{\sigma} \times \vec{v}) \times \vec{v}) \\ \varphi^0 &= -(\vec{\sigma}, \vec{v}). \end{aligned} \tag{3,3}$$

Le tenseur antisymétrique du quatrième ordre n'a qu'une seule composante, le *pseudoscalaire* χ:

$$\begin{aligned} \chi^{\alpha\beta\gamma\delta} &= \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} v^{\delta} + \varepsilon^{\beta\gamma\delta} v^{\alpha} + \varepsilon^{\gamma\delta\alpha} v^{\beta} + \varepsilon^{\delta\alpha\beta} v^{\gamma} \\ &= \pm \chi = \pm 2(\vec{\sigma}, \vec{v})\, v^0 \end{aligned} \tag{3,4}$$

($\pm$ suivant que $\alpha\beta\gamma\delta$ est Perm. paire ou impaire de 1230). C'est bien ce que nous voulions montrer. Nous pouvons donc passer aux densités correspondant à ces différents tenseurs. Les formules (3,1) à (3,4) nous permettent en effet d'associer à une particule de densité $\varrho(\vec{x} - \vec{q})$, de vitesse $\dot{\vec{q}}$ et de spin $\vec{\sigma}$, une *densité scalaire* (cf. (I. 2,3))

$$\underline{J_i = \tau_i \beta \varrho(\vec{x} - \vec{q})}$$

une *densité quadrivectorielle*

$$\vec{J}_i = \vec{v} J_i; \quad \underline{J_i^0 = \beta^{-1} J_i}$$

une *densité tensorielle* (3,5)

$$\underline{g\vec{S}_i = f l^{-1} \vec{\sigma} J_i}; \quad g\vec{S}^{\cdot 0}_i = f l^{-1} \vec{\sigma}^{\cdot 0} J_i$$

une *densité pseudovectorielle*

$$\underline{g\vec{\Sigma}_i = f' l^{-1} \vec{\varphi} J_i}; \quad g\Sigma_i^0 = f' l^{-1} \varphi^0 J_i$$

et une densité pseudoscalaire

$$gK_i = g' \chi J_i.$$

Dans la limite $\vec{v} \sim 0$; $\beta \sim v^0 \sim 1$, qui seule nous intéresse, $J_i = J_i^0$ et $f' \vec{S}_i = f \vec{\Sigma}_i$ sont les seules composantes différentes de zéro. Nous les avons soulignées en (3,5).

Un champ pseudoscalaire Ψ_i ne peut être produit que par la densité pseudoscalaire formée à partir de K_i et de $\partial \Sigma_i^\alpha / \partial x^\alpha$ et, ainsi, l'équation d'onde prend la forme

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - l^2\right) \Psi_i = -4 \pi g \operatorname{div} \vec{\Sigma}_i \tag{3,6}$$

pour $\vec{v} = 0$.

Cette équation résulte des équations canoniques, si nous ajoutons à (I. 6,3) les termes

$$\begin{aligned} H^{ch} &= (\text{I. } 6{,}3) + \tfrac{1}{2} \int d\vec{x}^3 \{\Psi_i Z \Psi_i + \Pi_i 4 \pi c^2 \Pi_i\} \\ V &= (\text{I. } 6{,}3) + g \int d\vec{x}^3 \{- \Psi_i \operatorname{div} \vec{\Sigma}_i\} \end{aligned} \tag{3,7}$$

Π_i est l'impulsion conjuguée à Ψ_i.

Møller et Rosenfeld considèrent le cas particulier dans lequel $f = f'$, c'est-à-dire $\vec{\Sigma}_i = \vec{S}_i$. En posant alors

$$f \vec{J}_i' = g l \vec{S}_i = g l \vec{\Sigma}_i = f \sum_\mu \tau_i^\mu \vec{\sigma}^\mu \varrho(\vec{x} - \vec{q}^\mu)$$

on voit que V prend la forme simple:

$$V = -f \int d\vec{x}^3 (\vec{J}_i', \vec{Q}_i') \tag{3,8}$$

où $\vec{Q}_i'$ est un pseudovecteur spatial combiné:

$$l \vec{Q}_i' = \operatorname{rot} \vec{Q}_i - \operatorname{grad} \Psi_i . \tag{3,9}$$

Comme nous l'avons fait pour le $Q_i^{0\prime}$ dans la théorie du scalaire spatial au § 2, nous vérifions que (3,9) fait partie d'une transformation canonique définie par

$$l U(\vec{P}_i', \vec{Q}_i, \Pi_i', \Psi_i) = \int d\vec{x}^3 \{(\vec{P}_i', \operatorname{rot} \vec{Q}_i - \operatorname{grad} \Psi_i) + \Pi_i' \operatorname{div} \vec{Q}_i\}.$$

Les grandeurs non primées peuvent alors être exprimées en terme des grandeurs primées par:

$$\begin{aligned} \vec{Q}_i &= -\Delta^{-1} l (\operatorname{rot} \vec{Q}_i' - \operatorname{grad} \Psi_i') \\ \vec{P}_i &= l^{-1} (\operatorname{rot} \vec{P}_i' - \operatorname{grad} \Pi_i') \\ \Psi_i &= -\Delta^{-1} l \operatorname{div} \vec{Q}_i' \\ \Pi_i &= l^{-1} \operatorname{div} \vec{P}_i' . \end{aligned} \tag{3,10}$$

Utilisant les définitions (2,5) des opérateurs Z' et $(4\pi c^2)'$, ces substitutions donnent à H^{ch} la forme suivante:

$$H^{ch} = \tfrac{1}{2}\int d\vec{x}^3 \{-\vec{Q}_i' Z' \vec{Q}_i' - \vec{P}_i' (4\pi c^2)' \vec{P}_i' + \cdots\} \qquad (3,11)$$

par $+\cdots$, nous marquons les termes scalaires en P_i, Q_i, P_i^0, Q_i^0, Π_i', Ψ_i' qui ne présentent pas d'interaction en (3,8). Les équations (3,8) et (3,10) sont, même au signe près, identiques à celles de la théorie du scalaire spatial (2,1) et (2,4) si la constante g est remplacée par f et les grandeurs τ_i par des grandeurs à deux indices $\tau_{i\alpha} = \tau_i \sigma^\alpha$ (i dénombrant les axes de l'espace isotopique et $\alpha = 1, 2, 3$ ceux de l'espace ordinaire). Les formules (2,10) à (2,13) restent donc valables si les sommations sur les indices i, k et l sont exécutées sur les paires $i\alpha$, $k\beta$ et $l\gamma$. Le résultat sera du même type que celui considéré dans la théorie du scalaire spatial. Seules les constantes numériques $((\mu\nu)(\mu\nu))$ et $((\mu\nu)(\nu\mu))$ auront changé*).

En particulier, la *théorie du champ mésotronique sans charge et à spin 1* (et sans interaction scalaire, c.-à-d. $g = 0$)) donnera la même formule que celle du mésotron chargé, mais sans spin (c.-à-d. formule (2,14) avec $(\vec{\sigma}\vec{\sigma})$ à la place de $(\tau\tau)$ et f^6 pour g^6 en (2,13)).

La théorie du champ mésotronique *chargé et à spin 1* (et avec $g = 0$) sera encore une fois représentée par (2,13), mais avec les coefficients:

$$\begin{aligned}((\mu\nu)(\mu\nu)) &= -8\,h^{-2}\{8\,(3-(\vec{\sigma}\vec{\sigma}))(3-(\tau\tau)) - 3\,(3-(\vec{\sigma}\vec{\sigma})) \\ &\quad - 3\,(3-(\tau\tau)) - 4\,(\vec{\sigma}\vec{\sigma})(\tau\tau)\} \\ ((\mu\nu)(\nu\mu)) &= -8\,h^{-2}\{8\,(3-(\vec{\sigma}\vec{\sigma}))(3-(\tau\tau)) + (3-(\vec{\sigma}\vec{\sigma}))(\tau\tau) \\ &\quad + (\vec{\sigma}\vec{\sigma})(3-(\tau\tau)) - 4\,(\vec{\sigma}\vec{\sigma})(\tau\tau)\} \qquad (3,12)\end{aligned}$$

au lieu de (2,14) et avec f^6 au lieu de g^6.

La théorie complète ($g \neq 0$) montrera en plus de ces termes en f^6 les termes en g^6 de la théorie du scalaire spatial (cf. § 2) et quelques termes mixtes en $g^2 f^4$ et $g^4 f^2$.

Pourtant tous ces termes sont de la forme (2,13) avec d'autres coefficients $((\mu\nu)(\mu\nu))$ et $((\mu\nu)(\nu\mu))$. On peut vérifier facilement que (3,12) sont les coefficients numériques les plus grands. Ils ont tous les deux une valeur numérique d'environ $-8 \times 8 \times 2 \times 6 \cdot h^{-2} \sim -500\,h^{-2}$ pour $(\tau\tau) = -3$ et $(\vec{\sigma}\vec{\sigma}) = 1$ (l'état normal

*) En place de (2,7) le terme invariant a la forme

$$V_0 = 2\,\pi g^2 \int d\vec{x}^3 \{(\vec{S}_i, \vec{S}_i) - (\vec{S}_i^{\,0}, \vec{S}_i^{\,0})\} \sim 2\,\pi f^2 l^{-2} \int d\vec{x}^3 (\vec{J}_i', \vec{J}_i') \text{ pour } \vec{v} \sim 0 \text{ et } v^0 \sim 1.$$

du deuton). Comparant le $V_6^{\mu\nu}$ ainsi obtenu avec le $V_2^{\mu\nu} = (\vec{\sigma}\vec{\sigma})(\tau\tau) f^2 e^{-lr}/r$, on trouve, pour la distance $r = l^{-1}$, un rapport de l'ordre de grandeur:

$$\frac{V_6^{\mu\nu}}{V_2^{\mu\nu}} = \frac{\overline{V}_6^{\mu\nu}}{V_2^{\mu\nu}} + \frac{V_6^{0\,\mu\nu}}{V_2^{\mu\nu}} \sim \left(\frac{f^2}{hc}\right)^2 \left\{\frac{250}{3\,e} - \frac{500}{3\,e\,(lr_0)}\right\}.$$

Nous avons, ici comme précédemment au § 6 de I., séparé ce rapport en une partie finie $\overline{V}_6^{\mu\nu}$ et une partie $V_6^{0\,\mu\nu}$, qui devient infinie, si r_0 tend vers zéro (particule ponctuelle). Si le rayon de la particule r_0 est de l'ordre de grandeur du rayon des forces nucléaires ($lr_0 = 1$) et si f^2/hc vaut 1/10, les deux rapports sont de l'ordre de grandeur + 0,3 et — 0,6 comparé à — 2 et + 3 dans la théorie vectorielle pure (cf. fig. 2, I., p. 187).

4. Conclusions.

Si la théorie du champ nucléaire correspondant à des mésotrons chargés et doués du spin 1 (champ vectoriel) est complétée par un champ pseudoscalaire (mésotrons chargés de spin 0), les constantes peuvent être choisies de telle sorte que l'interaction $V_2^{\mu\nu}$ (proportionnelle à g^2) ne contient pas de termes du type $(\vec{\sigma}^\mu, \partial/\partial\vec{q}^\mu)(\vec{\sigma}^\nu, \partial/\partial\vec{q}^\nu) e^{-lr}/r$. Ce choix particulier a été proposé par Kemmer[2]; Møller et Rosenfeld[11]) ont repris cette combinaison, espérant que l'interaction $V_2^{\mu\nu}$ sera alors une meilleure approximation pour la série $V_2^{\mu\nu} + V_6^{\mu\nu} + V_{10}^{\mu\nu} + \cdots$ dans une telle théorie, qu'elle ne l'était dans la théorie vectorielle pure.

L'étude approfondie de ce champ combiné montre en effet une simplification considérable de tous les calculs. Pourtant, le gain en convergence n'est pas très grand. Pour un rayon égal au rayon de l'action des forces nucléaires, le rapport de $V_6^{\mu\nu}/V_2^{\mu\nu}$ a encore une valeur d'environ 0,5, même si l'on donne aux particules un diamètre fini de l'ordre de grandeur du rayon d'action des forces nucléaires.

Par contre, les puissances en r^{-1} sont: $V_2^{\mu\nu} \infty r^{-1}$ et $V_6^{\mu\nu} \infty r^{-3}$ (comparé à $V_2^{\mu\nu} \infty r^{-3}$ et $V_6^{\mu\nu} \infty r^{-7}$ dans la théorie vectorielle pure).

Finalement, nous remarquons que la théorie combinée fait intervenir le spin spatial $\vec{\sigma}$ et le spin isotopique τ d'une façon *entièrement symétrique*, ce qui peut avoir de l'intérêt pour la théorie générale de la structure des noyaux atomiques.

Institut de Physique de l'Université de Genève.