



**HAL**  
open science

# Remarques sur quelques progrès récents de la théorie du neutrino. I

Jacques Solomon

► **To cite this version:**

Jacques Solomon. Remarques sur quelques progrès récents de la théorie du neutrino. I. Journal de Physique et le Radium, 1937, 8 (5), pp.179-184. 10.1051/jphysrad:0193700805017900 . jpa-00233492

**HAL Id: jpa-00233492**

**<https://hal.science/jpa-00233492>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# REMARQUES SUR QUELQUES PROGRÈS RÉCENTS DE LA THÉORIE DU NEUTRINO. I.

Par JACQUES SOLOMON.

**Sommaire.** — Le présent travail a pour but de discuter les progrès récents de la théorie du neutrino et de chercher à surmonter quelques-unes de ses difficultés. Dans la première partie de ce travail, après avoir rappelé les propriétés fondamentales du neutrino, nous examinons la première application qui en a été faite, à savoir la théorie des désintégrations  $\beta$ . On passe ensuite à la théorie de la force d'échange entre particules lourdes et aux difficultés qui surgissent lorsqu'il s'agit de concilier l'importance des défauts de masse observés et la longue durée des éléments  $\beta$  radioactifs. On examine ensuite la théorie du moment magnétique des particules lourdes et les confirmations auxquelles elle peut prêter et enfin le phénomène de production des gerbes par les rayons cosmiques. En terminant on montre les difficultés qu'il y a à concilier ces différents ordres de phénomènes et on indique les essais qui ont déjà été tentés pour généraliser les hypothèses primitives et obtenir un meilleur accord avec l'expérience.

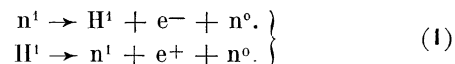
**1. Introduction.** — On sait que l'hypothèse des neutrinos, lancée par Pauli, dans le but de trouver une manière d'échapper aux difficultés quasi-insurmontables que nous montre l'étude des désintégrations  $\beta$ , a été à l'origine, dans ces derniers temps, d'un certain nombre de développements théoriques ayant trait tout d'abord à la théorie même des désintégrations  $\beta$ , puis à la théorie de l'interaction neutron-proton, à la théorie de la formation des gerbes dans le rayonnement cosmique, enfin à la théorie du moment magnétique du proton et du neutron. Ces divers développements ont conduit à de notables difficultés et je me propose ici, après avoir indiqué les grandes lignes de ces théories, de chercher à en discuter les origines et les possibilités que peut révéler la présente théorie de les surmonter.

**2. Neutrinos et antineutrinos** <sup>(1)</sup>. — Le neutrino, tel que l'a imaginé Pauli, répondait aux nécessités de satisfaire à un certain nombre de principes de conservation. D'où ses propriétés : particule sans charge, il est pourvu du spin  $1/2 \hbar$ , il satisfait à la statistique de Fermi. Que sa masse soit nulle ou tout au moins faible vis-à-vis de la masse de l'électron, est moins évident. Cela ne peut être déduit que d'une comparaison détaillée de la théorie avec les expériences sur les spectres de désintégration  $\beta$ .

Si l'on admet, ce qui sera fait dans tout ce travail, que le neutrino a une masse propre nulle, ce qui le rapproche sensiblement du photon, nous voilà conduits assez naturellement à décrire ses propriétés par une fonction d'onde du même type que celle de l'électron. Cette fonction d'onde satisfera à l'équation de Dirac habituelle mais où l'on aura égalé à zéro la masse et la charge. D'autre part, cette équation de Dirac aura forcément des solutions à énergie positive et des solutions à énergie négative ; comme pour le cas de l'électron,

nous supposons remplies toutes les solutions à énergie négative, d'où seulement des lacunes, des « trous », dans cette distribution : ce seront des antineutrinos. En fait, comme charge et masse sont nulles, ils sont impossibles à distinguer des neutrinos habituels. Mais leur usage s'avérera commode pour la symétrie du formalisme mathématique.

**3. Théorie des désintégrations  $\beta$ .** — Nous désignerons un neutron par  $n^1$ , un proton par  $H^1$ , un neutrino par  $n^0$ , un électron par  $e^+$ , ou  $e^-$  suivant le signe de sa charge. Dans ces conditions, une désintégration  $\beta$  (à caractère positif ou négatif) correspond à une des deux réactions



Il s'agit pour nous de calculer la probabilité de ces processus. Nous désignerons par  $\Psi, \Phi, \psi, \varphi$  les fonctions d'onde du proton, neutron, électron, neutrino (majuscules pour les particules lourdes, minuscules pour les particules légères ;  $\psi$  pour les particules chargées,  $\varphi$  pour les particules neutres).

Pour déterminer maintenant la forme de l'interaction entre toutes ces particules, on peut, avec Heisenberg <sup>(1)</sup>, se reporter à une analogie simple. Il est clair que la combinaison des processus (1) nous permet de passer de la théorie de la désintégration  $\beta$  à la théorie de l'interaction neutron-proton et donne une image intuitive de la théorie d'échange que Heisenberg a proposée il y a déjà plusieurs années. Dans ces conditions, de même que la force de Coulomb entre deux électrons se déduit des probabilités d'émission et de réabsorption (virtuelles) d'un photon (longitudinal), de même l'interaction entre proton et neutron est liée à la possibilité d'émission et de réabsorption (virtuelles) d'un électron et d'un neutrino. De même qu'on peut

<sup>(1)</sup> Cf. H. A. BETHS et R. F. BACHER, *Reviews of Modern Physics*, 1936, 8, 82-229.

<sup>(1)</sup> W. HEISENBERG. *Zeeman Festschrift*, La Haye, 1935, p. 108.

dire dans le premier cas que la loi de Coulomb est la conséquence de l'existence d'un champ virtuel de photons, de même il est possible de dire, dans le problème qui nous occupe, que l'interaction neutron-proton est liée à l'existence d'un champ virtuel d'électrons et de neutrinos.

De cette analogie découle assez simplement la forme de l'interaction. L'interaction entre électron et photon n'a pas lieu à distance mais uniquement au même point : de même nous admettons, pour le moment tout au moins, que l'interaction entre neutron, électron et neutrino n'est sensible que pour autant que toutes ces particules se trouvent au même point. C'est d'ailleurs naturellement l'hypothèse la plus simple. C'est celle qui a été formulée tout d'abord par Fermi<sup>(1)</sup>. Celui-ci posait pour l'énergie d'interaction particule lourde-particules légères

$$H = g \int \Psi^*(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) \psi^*(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) d\vec{r} + \text{conjuguée} \quad (2)$$

où  $g$  est une constante encore indéterminée et qui ne sera fixée que par comparaison avec les résultats expérimentaux et où  $\vec{r}$  désigne les coordonnées d'espace. Cette expression a l'inconvénient de ne pas satisfaire aux conditions d'invariance relativiste. Pour y arriver, formons l'invariant

$$\mu(\psi^* \varphi) = \sum_{\rho\sigma} \Psi_\rho^*(\vec{r}) \beta_{\rho\sigma} \varphi_\sigma(\vec{r}) \quad (3)$$

où  $\beta_{\rho\sigma}$  est l'élément de la matrice :

$$\beta = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix} \quad (4)$$

et le quadrivecteur courant-densité

$$s(\psi^* \varphi) = \left\{ \begin{array}{l} \sum_{\rho\sigma} \Psi_\rho^*(\vec{r}) \alpha_{\rho\sigma}^i \varphi_\sigma(\vec{r}) \quad i = 1, 2, 3 \\ \sum_{\rho} \Psi_\rho^*(\vec{r}) \varphi_\rho(\vec{r}) \end{array} \right\} \quad (5)$$

où les trois matrices  $\alpha^i$  sont les matrices habituelles de Dirac.

Dans ces conditions, on est amené à remplacer (2) par l'une des expressions suivantes

$$H_a = g \int \mu(\Psi^* \Phi) \mu(\psi^* \varphi) d\vec{r} + \text{conjuguée} \quad (6)$$

$$H_b = g \int \mu(\Psi^* \varphi) \mu(\psi^* \Phi) d\vec{r} + \text{conjuguée} \quad (7)$$

$$H_c = g \sum_{\nu} \int s^{\nu}(\Psi^* \Phi) s_{\nu}(\psi^* \varphi) d\vec{r} + \text{conjuguée} \quad (8)$$

$$H_d = g \sum_{\nu} \int s^{\nu}(\Psi^* \psi) s_{\nu}(\varphi^* \Phi) d\vec{r} + \text{conjuguée} \quad (9)$$

sans qu'il nous soit possible pour le moment de choisir entre ces quatre expressions.

Toujours est-il qu'il est possible dès lors de calculer la probabilité des processus (1) comme on détermine la probabilité d'émission d'un photon. C'est là un problème de pur calcul sur lequel je n'insisterai pas et qui nous permet de déterminer la répartition en énergie du spectre  $\beta$ . Mais avec toutes ces expressions de l'interaction, la distribution d'énergie est symétrique entre électron et neutrino, les deux particules reçoivent autant en moyenne, alors qu'il en est autrement dans la réalité. L'expérience montre en effet qu'en moyenne le neutrino reçoit plus d'énergie que l'électron et comme ce fait se vérifie aussi bien pour les éléments légers que pour les éléments lourds, un effet de la charge nucléaire est tout à fait insuffisant à expliquer ces divergences d'avec la théorie. On a donc été amené à modifier sensiblement la théorie, en introduisant, avec Uhlenbeck et Konopinski<sup>(1)</sup> les dérivées des fonctions d'ondes dans l'expression de l'énergie. On peut ainsi se rapprocher des résultats expérimentaux, mais le choix de l'expression de l'énergie dès lors apparaît bien plus entaché d'arbitraire. Nous réservons la discussion de ces problèmes pour la seconde partie de cette étude.

Quoi qu'il en soit, on peut exprimer le résultat de ces calculs en disant qu'ils nous permettent de nous donner une idée du mécanisme de la désintégration  $\beta$ ; la comparaison avec les résultats expérimentaux permet de déterminer la constante  $g$  qui mesure en quelque sorte l'interaction entre particules lourdes et particules légères. On obtient approximativement

$$g = 1,1 \cdot 10^{-13} mc^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^3 = 4 \cdot 10^{-6} Mc^2 \left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^3 = 4 \cdot 10^{-50} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3 \quad (10)$$

où  $m$  désigne la masse de l'électron et  $M$  la masse commune du proton et du neutron. On ne peut manquer d'être frappé de l'extrême petitesse de cette constante  $g$  qui correspond à la très longue durée des désintégrations  $\beta$  vis-à-vis des périodes nucléaires (évaluées par exemple au moyen des fréquences des rayons  $\gamma$ ).

**4. Calcul de la force d'échange entre particules lourdes.** — Il n'est pas nécessaire d'insister ici sur la façon dont doit se conduire le calcul de l'énergie d'échange entre un proton et un neutron par exemple. Il s'agit là d'un calcul d'approximation classique. Au début on suppose présents un proton et un neutron. Le proton émettra suivant (1) un positron et un neutrino (1<sup>re</sup> approximation), puis (2<sup>e</sup> approximation), le neutron les absorbera, se transformant en proton. En faisant la sommation sur tous les états intermédiaires possibles, on doit obtenir l'énergie d'interaction cherchée.

Or, quand, après avoir fait les sommations sur les spins, on passe à l'intégration sur les quantités de

(1) E. FERMI, *Z. Physik*, 1934, 88, 161.

(1) UHLENBECK et KONOPINSKI, *Phys. Rev.*, 1937, 48, 7.

mouvement des particules, on est conduit à des intégrales divergentes, par exemple telles que

$$\int_0^\infty p_e^2 dp_e \int_0^\infty p_n^2 dp_n \frac{e^{\frac{i}{\hbar}(p_e - p_n)(r' - r)}}{p_e + p_n}. \quad (11)$$

Il est facile de rendre convergente une telle intégrale en introduisant sous le signe  $\int$  une exponentielle telle que  $e^{-\alpha(p_e + p_n)}$ , intégrant puis posant  $\alpha = 0$  dans le résultat de l'intégration. On obtient ainsi sans difficultés un potentiel d'échange en  $1/r^5$ .

Mais une nouvelle difficulté se présente alors : de même que pour le potentiel de Coulomb en  $1/r$ , le potentiel d'échange en  $1/r^5$  entraîne avec lui les difficultés connues généralement sous le nom d'énergie propre infinie. D'ailleurs l'origine en est la même : pour le potentiel de Coulomb, possibilité d'émission et d'absorption successives du photon par le même électron ; pour le potentiel étudié ici, possibilité d'émission et d'absorption successives de l'électron et du neutrino par la même particule lourde.

Afin d'étudier <sup>(1)</sup> de façon plus détaillée ces problèmes, laissons à  $\alpha$  une valeur finie (ce qui revient évidemment à négliger l'influence des trop petites longueurs d'onde, donc des électrons et neutrinos de trop grande énergie). Posons

$$y = \frac{\hbar \alpha}{r}. \quad (12)$$

On s'aperçoit que les différentes expressions possibles pour l'énergie (6), (7), (8) et (9) donnent, pour la loi d'interaction neutron-proton étudiée, des combinaisons linéaires de deux fonctions de la distance  $D$  et  $E$  :

$$D = \frac{4\pi^2 \hbar^5}{r^5} \left\{ \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} y - \frac{y}{(1+y^2)^3} \left( y^4 + \frac{8}{3} y^2 - 1 \right) \right\} \quad (13)$$

$$E = \frac{4\pi^2 \hbar^5}{r^5} \left\{ \frac{5\pi}{2} - 5 \operatorname{arctg} y - \frac{y}{(1+y^2)^3} \left( 5y^4 + \frac{40}{3} y^2 + 11 \right) \right\} \quad (14)$$

avec

$$E = 5D - \frac{64\pi^2 \hbar^5}{r^5} \frac{y}{(1+y^2)^3}. \quad (15)$$

Il est commode d'en indiquer les développements en série dans les deux cas extrêmes des distances suffisamment petites et suffisamment grandes.

Pour  $r \ll \hbar \alpha$ , on obtient

$$D = \frac{64\pi^2}{5\alpha^5} - \frac{256\pi^2 r^2}{7\alpha^7 \hbar^2} + \dots \quad (16)$$

$$E = \frac{64\pi^2 r^2}{7\alpha^7 \hbar^2} - \dots \quad (17)$$

tandis que pour  $r \gg \hbar \alpha$ , on a

$$D = \frac{2\pi^3 \hbar^5}{r^5} - \frac{64\pi^2 \hbar^8}{3r^8} \alpha^3 + \dots \quad (18)$$

<sup>(1)</sup> C. F. V. WISZÄCKER, *Z., Physik*, 1936, **402**, 572-602.

$$E = \frac{10\pi^3 \hbar^5}{r^5} - \frac{64\pi^2 \hbar^6}{r^6} \alpha + \frac{256\pi^2 \hbar^8}{3r^8} \alpha^3 - \dots \quad (19)$$

Par exemple, si l'on part de  $H_a$  (6), on obtient :

$$J_a = - \frac{g^2}{ch^6} \beta_{\lambda\lambda'} \beta_{\lambda'\lambda} (4D + E) \quad (20)$$

où les  $\beta_{\lambda\lambda'}$  sont les éléments de la matrice  $\beta$  de Dirac. De même pour  $J_b$ , on obtient, en partant de  $H_b$  (7),

$$J_b = - \frac{g^2}{ch^6} \left\{ \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\lambda'\lambda} D - \alpha_{\lambda\lambda'}^i \alpha_{\lambda'\lambda}^{\hbar} E \frac{r_1 r_2}{r^2} \right\}. \quad (21)$$

Mais il reste à fixer la valeur de  $\alpha$ . Or, la valeur de  $g$  étant fixée comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, si l'on donne à  $\alpha$ , comme il semble naturel, une valeur correspondant à une longueur critique de l'ordre du rayon de l'électron (ou des dimensions du proton), on trouve une force d'échange  $10^{12}$  fois trop faible. Par exemple, pour obtenir la valeur de l'énergie de liaison du deuton, il faudrait prendre une longueur critique  $\hbar \alpha$  de l'ordre de  $0,85 \cdot 10^{-15}$  cm, donc très inférieure aux longueurs

$$\frac{\hbar}{Mc} = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ cm} \quad \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \quad (22)$$

Il est clair que la difficulté tient ici à la valeur de  $g$ , c'est-à-dire à la faiblesse, que nous avons soulignée, de l'interaction particules lourdes-particules légères. Sans doute l'introduction des dérivées dans l'expression de  $H$  — à la manière de Uhlenbeck et Kono-pinski — améliorerait la situation, mais il est bien clair qu'il doit s'agir là de quelque chose de bien plus profond, et sur lequel nous allons revenir tout à l'heure.

Notons enfin que si les différentes expressions proposées pour  $H$  (6), (7), (8), (9) ne donnent pas de valeurs d'énergie d'interaction très sensiblement différentes, il en est tout autrement de leurs propriétés de symétrie. Le type  $H_d$ , par exemple, donne directement les propriétés d'échange entre proton et neutron qu'avait postulées Majorana pour l'étude de la structure nucléaire.

**5. Le moment magnétique des particules lourdes <sup>(1)</sup>.** — On sait depuis quelque temps déjà que le moment magnétique du proton est d'environ

$$\mu_p = 2,9 \frac{\hbar e}{2Mc}. \quad (23)$$

Si l'on admet que les propriétés du proton sont décrites par l'équation relativiste de Dirac, on s'attendrait à ce que son moment magnétique soit  $\frac{\hbar e}{2Mc}$ , comme le moment magnétique de l'électron est  $\frac{\hbar e}{2mc}$ . Or l'expérience nous donne la valeur (23).

<sup>(1)</sup> WICK, *At. Acad. Lincei.*, 1935, **21**, 170.

Il est vrai que, sans porter atteinte au caractère invariant du point de vue relativiste de l'équation de Dirac, il est possible d'y introduire un terme supplémentaire de la forme

$$\mu \gamma^k \gamma^l F_{kl} \quad (24)$$

où les  $\gamma^k$  sont des matrices de Dirac et  $F_{kl}$  le tenseur du champ. Un tel terme supplémentaire correspond à l'apparition d'un moment supplémentaire mesuré par  $\mu$ . Mais l'introduction de ce nouveau terme est complètement arbitraire. Nous allons voir au contraire que la théorie des neutrinos permet de lui donner un certain fondement.

Supposons un proton placé dans un champ électromagnétique extérieur. Il nous faut tenir compte de l'interaction :

1° Du proton et du champ extérieur ;

2° Du champ virtuel électrons-neutrinos avec le champ extérieur. C'est cette dernière interaction qui va nous fournir le moment supplémentaire cherché. Considérons pour plus de simplicité, au lieu d'un proton, un neutron. Le neutron ne peut directement avoir aucune interaction avec le champ extérieur. Mais il nous est loisible d'imaginer la suite de transitions suivantes :

1. Un électron et un antineutrino sont émis. Le neutron se transforme en proton.

2. L'électron ou le proton effectuent une transition dans le champ extérieur.

3. L'électron et l'antineutrino sont absorbés. Le proton se transforme en neutron.

Par conséquent, dans l'ensemble, le neutron a échangé de la quantité de mouvement avec le champ extérieur. Comme la charge est nulle en moyenne, on ne peut assigner de « charge » au neutron. Donc on peut s'attendre à ce que, au moins à une certaine approximation, on puisse décrire son interaction avec le champ extérieur au moyen d'un dipôle.

Remarquons que si nous faisons tendre le champ extérieur vers zéro, la transition 2 devient de plus en plus rare et à la limite restent seules les transitions 1 et 3 qui, comme nous l'avons vu plus haut, sont à l'origine de la difficulté de l'énergie propre infinie. Le processus étudié ici apparaît donc simplement comme une perturbation de cette énergie propre par le champ extérieur. Nous ne serons donc pas étonnés de rencontrer dans cette théorie un certain nombre de difficultés.

D'autre part, la possibilité de transitions vers les états d'énergie négative entraîne quelques difficultés. On les surmonte en considérant les processus suivants :

1. Un électron et un antineutrino sont émis. Le neutron se transforme en proton.

2. Le proton, se combinant avec l'antineutrino, donne un neutron et un positon.

3. L'électron et le positon s'annihilent sous l'action du champ extérieur, d'une part et :

1. Un électron et un antineutrino sont émis. Le neutron se transforme en proton.

2. L'électron se transforme avec l'antineutrino en un neutron et un proton négatif.

3. Le proton et le proton négatif s'annihilent sous l'action du champ extérieur.

Quand on fait le calcul, en particulier lors des intégrations sur les quantités de mouvement des particules légères, on est, ici encore, obligé d'introduire un facteur exponentiel de convergence. Par exemple, on est conduit à des expressions telles que

$$\frac{32\pi^2}{3} \int_0^\infty p_e^2 dp_e^* \int_0^\infty p_n^2 dp_n \frac{e^{-\alpha(p_n + p_e)}}{(p_n + p_e)^3} = \frac{32\pi^2}{45\alpha^3} \quad (25)$$

Finalement, en rapport avec les expressions  $C$  et  $D$  du paragraphe précédent, on obtient deux « moments partiels »,

$$\mu^c = \frac{4\pi e g^2}{5c^2 h^3 \alpha^3} \quad \mu^D = \frac{6\pi e g^2}{5c^2 h^3 \alpha^3}, \quad (26)$$

le moment magnétique supplémentaire cherché étant une combinaison linéaire de  $\mu^c$  et  $\mu^D$ . Par exemple, les interactions  $H_a$  et  $H_b$  donnent lieu à un moment magnétique nul. Au contraire,  $H_c$  et  $H_d$  donnent un moment différent de zéro et de l'ordre des expressions (26).  $H_c$  donne une force d'échange du type Heisenberg,  $H_d$  donne une force type Heisenberg à laquelle se superpose une force type Majorana, de sorte que la combinaison qui semble le mieux correspondre aux données expérimentales semble être  $H_c - H_d$ , donnant lieu à une force d'échange du type Majorana pur <sup>(1)</sup>.

Revenons à nos moments magnétiques supplémentaires. Le moment a le signe de  $e$ , c'est-à-dire, comme il provient d'un électron, qu'il a même signe que le moment magnétique de l'électron. Au contraire, pour le proton, dans l'état intermédiaire, ce sera un positon qui interviendra, de sorte que le moment magnétique supplémentaire du proton aura une valeur directement opposée à celle du neutron.

Cette conclusion est susceptible d'une vérification directe : comme le neutron et le proton ont des moments magnétiques supplémentaires opposés, le moment magnétique du deuton devrait être exactement un moment magnétique nucléaire. Expérimentalement il est de

$$(0,85 \pm 0,03) \frac{he}{2Mc} \quad (27)$$

L'erreur est donc sensiblement inférieure à 10 pour 100. Elle peut tenir soit à ce que la représentation au moyen d'un dipôle des propriétés magnétiques du neutron est une simple approximation, soit à ce qu'interviennent des différences supplémentaires entre proton et neutron, tenant à la charge du proton. Quoi qu'il en soit, la concordance paraît intéressante.

Si maintenant on cherche à déterminer la valeur absolue de ce moment magnétique supplémentaire,

<sup>(1)</sup> Note ajoutée à la correction. — Un travail de M. FIERZ, *Z. Physik*, 1937, 104, 533, qui vient de paraître modifie sensiblement quelques-unes des conclusions auxquelles était parvenu Weizsäcker.

on est conduit à des difficultés identiques à celles que nous avons déjà rencontrées. Si l'on prend  $\hbar \alpha$  de l'ordre du rayon nucléaire, le moment supplémentaire a une valeur absolument insignifiante, tout comme l'énergie d'échange. Si maintenant on détermine  $\alpha$  de manière à obtenir la valeur correcte des défauts de masse, on obtient un moment magnétique supplémentaire de l'ordre de  $\frac{3}{(137)^2}$  fois le moment magnétique de Bohr pour l'électron, soit  $\frac{1}{6\,000}$  environ, alors qu'expérimentalement, le moment supplémentaire est le  $\frac{1}{1\,000}$  environ du moment magnétique de Bohr.

6. **La production des gerbes par les rayons cosmiques** <sup>(1)</sup>. — On sait depuis déjà un certain temps que le passage des rayons cosmiques à travers la matière est accompagné de la production de « gerbes » (showers), c'est-à-dire d'un grand nombre d'électrons positifs et négatifs ayant leur origine groupée dans une très petite région de l'espace.

On sait que le choc de deux particules électrisées peut être accompagné de la formation d'une paire électron-positon et on conclut naturellement à la possibilité de processus avec formation de  $n$  paires,  $n$  étant quelconque. Mais il est facile de se rendre compte de ce que la probabilité de création de telles gerbes va très vite en décroissant quand  $n$  augmente. De façon plus précise, les sections efficaces pour la production simultanée de  $n$  paires sont à peu près entre elles comme  $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^n$ , c'est-à-dire étant donnée la petitesse de la constante de la structure fine, que pour  $n$  déjà égal à 2, cette explication est insuffisante.

Heisenberg a donné une méthode simple pour se rendre compte de cet état de choses. Soit  $\vec{\alpha}$  le potentiel-vecteur,  $\vec{\mathcal{E}}$  le champ électrique,  $W$  l'énergie totale. Changeons de système d'unités en posant :

$$\vec{\alpha}' = \frac{\vec{\alpha}}{\sqrt{\hbar c}} \quad \vec{\mathcal{E}}' = \frac{\vec{\mathcal{E}}}{\sqrt{\hbar c}} \quad W' = \frac{W}{\hbar c}. \quad (28)$$

Dans ces conditions, l'hamiltonien de la théorie de Dirac s'écrira :

$$W' = \int d v \left\{ i \psi^* \alpha_i \frac{\partial}{\partial x_i} \psi - \frac{m c}{\hbar} \psi^* \beta \psi - \sqrt{\frac{e^2}{\hbar c}} \psi^* \alpha_i \psi \alpha'_i + \frac{1}{2} \left[ \mathcal{E}_i'^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \alpha'_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \alpha'_k}{\partial x_i} \right)^2 \right] \right\}. \quad (29)$$

On voit nettement sur cette forme, que, si l'on remarque que pour les grandes énergies, le terme proportionnel à la masse  $m$  devient tout à fait sans influence, seul subsiste un terme proportionnel à la constante

sans dimensions  $\sqrt{\frac{e^2}{\hbar c}}$  et que tous les développements possibles auront lieu selon les puissances de cette constante.

Au contraire dans la théorie de Fermi, à l'expression (29) ou plutôt à la somme d'expressions telles que (29) mais relatives respectivement à l'électron, au proton, au neutron et au neutrino (qu'on obtient en remplaçant les  $\psi$  par  $\Psi, \Phi, \psi$  ou  $\varphi$  suivant la nature de la particule et en remplaçant  $e$  et  $m$  par la charge et la masse de la particule, s'ajoute le terme d'interaction (2) qui s'écrira ici en tenant compte des nouvelles unités

$$\frac{g}{\hbar c} \int d v \Psi^* \Phi \psi^* \varphi + \text{conjuguée}. \quad (29 \text{ bis})$$

Il y a là un fait nouveau, c'est que maintenant intervient une longueur  $\sqrt{\frac{g}{\hbar c}}$  et les considérations simples sur les développements en série nous montrent que vont dès lors être possibles des développements suivant les puissances de  $\sqrt{\frac{g}{\hbar c}} k^2$  où  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  représente le nombre d'ondes de la particule incidente.

Si par exemple nous examinons le cas du choc d'un proton de longueur d'onde  $\lambda$  sur un noyau atomique de numéro  $Z$ , nous voyons que les sections efficaces relatives aux phénomènes suivants :

proton  $\rightarrow$  neutron + positron + neutrino  
 proton  $\rightarrow$  proton + électron + positron + 2 neutrinos

proton  $\rightarrow$  proton +  $n$  électrons +  $n$  positrons +  $2n$  neutrinos seront respectivement de l'ordre de

$$\left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{g}{\hbar c} k^2, \quad \left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2 \frac{g^2}{\hbar^2 c^2} k^6 \dots, \quad \left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{g}{\hbar c}\right)^{2n} k^{8n-2} \dots \quad (30)$$

Ainsi, lorsque  $k$  est suffisamment grand, c'est-à-dire lorsque les particules sont suffisamment rapides, les différentes sections efficaces peuvent parfaitement être du même ordre de grandeur pour les différentes valeurs de  $n$  et la production de gerbes paraît ainsi trouver son explication.

On déduit également de ce qui précède que l'énergie moyenne des particules qui composent la gerbe doit être de l'ordre de  $\frac{(\hbar c)^{3/2}}{\sqrt{g}}$ ; ceci nous donne avec la valeur de  $g$ , telle qu'elle a été déterminée par Fermi

$$\bar{E} = 580 M c^2 \quad (31)$$

où  $M$  est la masse du proton. Une telle valeur paraît incompatible avec les données expérimentales. Notons toutefois que, en utilisant avec Uhlenbeck et Konopinski, comme nous allons le voir dans un instant,

(1) W. HEISENBERG. *Z. Physik*, 1936, **101**, 533-544.

des interactions plus compliquées que l'interaction de Fermi (2), où entrent des dérivés d'ordre  $s$  des fonctions d'onde, on obtient

$$\bar{E} = hc \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^{-\frac{s}{s+2}} \left( \frac{g}{\hbar c} \right)^{-\frac{1}{s+2}} \quad (32)$$

soit le tableau

$s = 0$	1	2	3	
$\frac{\bar{E}}{Mc^2}$	~ 580	5,7	0,31	0,14

(33)

Il semble que la meilleure concordance avec l'expérience s'obtienne en prenant  $s = 2$  ou 3.

**7. Premières conclusions.** — Nous venons d'examiner les différentes directions dans lesquelles a été développée la théorie des neutrinos. Si l'on cherche maintenant à se faire une opinion de l'importance des résultats qui ont ainsi été obtenus on ne peut manquer d'être frappé par deux faits. Le premier, et c'est là, à notre sens, le point positif de la théorie, c'est la connexion profonde que cette théorie permet d'établir entre des phénomènes tels que la désintégration  $\beta$ , l'interaction entre neutron et proton, l'importance du moment magnétique du proton et du neutron et enfin la production des gerbes par les rayons cosmiques. Un tel ensemble de concordances fait penser que cette théorie, quelles que soient ses difficultés, doit renfermer une large part de vérité.

Le deuxième fait, c'est que, dans chacune des directions étudiées, on se heurte à de grosses difficultés lorsqu'il est question de l'accord numérique de la théorie avec les faits. Tout d'abord, s'il est vrai que la théorie des neutrinos nous amène à percevoir un rapport étroit entre la désintégration  $\beta$  et l'interaction neutron-proton, il faut bien avouer que l'on arrive aux difficultés que nous avons déjà énoncées lorsqu'il s'agit de concilier la longue durée de vie des éléments  $\beta$  radioactifs et l'importance des forces de liaison intranucléaires. D'ailleurs dans cet ordre d'idées l'intervention des énergies propres infinies des particules lourdes qui y intervient comme d'ailleurs dans la théorie des moments magnétiques des particules lourdes est caractéristique des difficultés rencontrées. Pour cette dernière théorie également, il est difficile de concilier la longue durée de vie des éléments  $\beta$  radioactifs avec l'importance des moments magnétiques du proton et du neutron. Enfin la théorie donnée par Heisenberg pour rendre compte de l'origine des gerbes dans les rayons cosmiques, nous amène également à envisager des modifications dans la loi d'interaction particules lourdes-particules légères, telles que l'avait indiquée Fermi dans son travail original.

**8. Les généralisations de la loi de Fermi.** — Uhlenbeck et Konopinski, dans un travail auquel nous

avons déjà fait plusieurs fois allusion, ont proposé de transformer la loi de Fermi (2) en y introduisant les dérivées des fonctions d'onde des particules légères et en particulier des neutrinos. On peut par exemple utiliser des expressions telles que

$$(\Psi^* \Phi) \left( \psi^* \beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - c (\Psi^* \Phi) (\psi^* \beta \text{ grad } \varphi) \quad (34)$$

Une telle expression, utilisée pour calculer la forme du spectre des désintégrations  $\beta$  donne une bien meilleure concordance avec les résultats expérimentaux. Grâce à l'intervention des dérivées de la fonction d'onde  $\varphi$ , on obtient une augmentation pour la probabilité d'émission des électrons lents et de neutrinos rapides par rapport au cas contraire. La concordance avec l'expérience sur la forme du spectre  $\beta$  devient ainsi très satisfaisante.

Naturellement il est parfaitement possible d'introduire des dérivées d'ordre supérieur, des termes tels que

$$\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x_l \partial x_m \dots} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_l' \partial x_m' \dots}$$

où  $x_l, x_m, x_l', x_m'$  désignent les coordonnées d'espace et de temps. Si nous posons  $\alpha + \beta = s$ , l'expression de Uhlenbeck et Konopinski (34) correspond au cas  $s = 1$ , mais naturellement il est possible d'aller plus loin et nous venons de voir que l'explication des phénomènes de gerbes s'accommodent plutôt de la valeur  $s = 2$  ou  $s = 4$ . Dans un travail récent, Tamm (1) a essayé de généraliser les résultats dérivés de l'expression (2) de l'interaction élémentaire en supposant que le champ virtuel électron-neutrino n'est pas descriptible complètement au moyen d'un champ de quadrivecteurs (comme l'est le champ électromagnétique), mais qu'il convient d'y adjoindre un tenseur antisymétrique. En prenant ainsi d'une part un vecteur (correspondant à  $s = 1$ ) et un tenseur antisymétrique (correspondant à  $s = 3$ ), et en choisissant de manière convenable les constantes arbitraires qui y interviennent, il est possible, d'après Tamm, de rendre compte de manière satisfaisante des différents phénomènes que nous venons d'étudier. Mais le caractère arbitraire d'un tel procédé empêche d'en tirer d'autres conclusions.

Ainsi il semble que l'hypothèse (2) de Fermi soit insuffisante et qu'il faille en modifier assez profondément le caractère, mais nous avons été conduits à (2) pour des raisons de simplicité, de telle sorte qu'une fois sortis de cette hypothèse, nous sommes en plein arbitraire. Il nous faut d'ailleurs également remarquer que l'introduction des dérivées des fonctions d'onde dans la fonction hamiltonienne est un procédé qui ne va pas sans quelques difficultés de principe, s'il s'agit de conserver le caractère canonique de la théorie.

(1) I. TAMM. *Sov. Phys.*, 1936, 10, 567-603.