Séminaire L. de Broglie. Théories physiques

J. Prentki

Sur les règles de sélection appliquées aux particules élémentaires

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 24 (1954-1955), exp. nº 7, p. 1-21

<http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1954-1955__24__A6_0>

© Séminaire L. de Broglie. Théories physiques (Secrétariat mathématique, Paris), 1954-1955, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la collection « Séminaire L. de Broglie. Théories physiques » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (http://www.numdam.org/conditions). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

Numdam

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
http://www.numdam.org/

-:-:-:-
Séminaire de Théories Physiques
(Séminaire Louis de BROGLIE)
Année 1954/55)
-:-:-:-

21 décembre 1954

Exposé n° 7

SUR LES RÈGLES DE SÉLECTION APPLIQUÉES AUX PARTICULES ÉLÉMENTAIRES.

par J. PRENTKI

-:-:-:-:-

La mise en évidence de nombreuses nouvelles particules dites élémentaires, dans le rayonnement cosmique et à l'aide des grands accélérateurs, pose à la théorie des problèmes d'une complexité extrême. En effet, toutes ces particules sont, sans aucun doute, très étroitement liées les unes aux autres. Leur création, souvent simultanée, leurs différents modes de désintégration le prouvent. Il n'est pas étonnant que, jusqu'à présent, on n'ait pas réussi à décrire ces phénomènes d'une manière satisfaisante, et que les essais théoriques effectués à ce sujet aient été souvent décevants.

Il est évident qu'au cours d'un exposé on ne peut pas présenter et discuter toutes les différentes méthodes d'étude des particules élémentaires. On est obligé de faire un choix qui, bien entendu, est un choix subjectif. D'autre part, le sujet restant très vaste, il est difficile d'entrer dans les détails. Je me bornerai donc à la discussion des lignes générales de certains de ces procédés.

Les méthodes en question peuvent être classées en plusieurs catégories :

1) Celles qui font appel à des résultats très généraux, liés aux invariances fondamentales des théories, tels que les conservations des moments angulaires et des parités qui donnent des règles de sélection de valeur absolue, et aussi à des lois de conservation valables seulement pour certaines formes des interactions et sous certaines hypothèses, comme par exemple la conservation du spin isotopique, caractéristique pour l'interaction mésons π - nucléons, en supposant que la différence des masses du proton et du neutron est négligeable. Les règles de sélection qui en découlent sont plus faibles que les premières. Elles constituent des règles de sélection de première interdiction, pour ainsi dire. Il se peut que l'étude de la création et des modes de désintégration d'une particule à l'aide des différentes règles de sélection puisse donner une idée sur le spin, la parité,

le spin isotopique, etc... de cette particule, ce qui, évidemment, est de première importance.

2) Les méthodes que l'on peut appeler "géométriques". L'étude de la géométrie pure d'un processus de désintégration, par exemple les distributions angulaires des produits finaux, peut fournir certaines indications sur le spin et la parité de la particule primaire. Une telle étude a été effectuée pour le méson τ .

3) Les méthodes où l'on précise les interactions et où l'on s'efforce de calculer des grandeurs physiques mesurables telles que la vie moyenne, les sections efficaces, etc. Malheureusement, dans l'état actuel de la théorie des champs, je ne pense pas que ces tentatives doivent être prises très au sérieux. Cependant, elles conduisent à des résultats qui peuvent être d'un certain intérêt. L'interaction universelle de Fermi entre les fermions doit être citée à titre d'exemple, et il semble aussi qu'existerait une interaction universelle généralisée entre les bosons et les fermions, qui serait exactement la même ou, tout au moins du même ordre, que celle qui intervient dans l'interaction $\pi - \mu$.

4) Il faut enfin mentionner les théories de Gell-Mann et Pais, que nous ne discuterons pas aujourd'hui. Ces théories, bien que peu convaincantes du point de vue purement théorique, ont le grand mérite d'expliquer qualitativement d'une manière très satisfaisante toutes les propriétés jusqu'à présent observées des particules nouvelles, et sont d'une très grande utilité pour les expérimentateurs.

Avant de passer à la partie théorique de cet exposé, je tiens à présenter tout d'abord certains résultats expérimentaux. Les particules élémentaires sont classées en leptons (e^- , e^+ , ν) , mésons L (μ et π) , mésons K (de masses mille environ : θ , τ ; $\varkappa$, K_μ), nucléons (N et P) et hypérons Y (de masses comprises entre celles du nucléon et du deutéron : Λ , Σ , Ξ). Les leptons, mésons L et nucléons sont bien connus. En ce qui concerne les mésons K , on est sûr de l'existence de particules, avec modes de désintégration, énergies de réaction Q et vies moyennes τ , indiquées ci-dessous :

$$\theta^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q \simeq (214 \pm 5) \text{ Mev} .$$

$$M_{\theta^\circ} = (966 \pm 10)\ m_e$$

$$\tau_{\theta^\circ} = (1,5 \, {}^{+\,0,5}_{-\,0,3})\ 10^{-10} \text{ s}$$

$$\chi^{\pm} = \theta^{+} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^{o} + Q \simeq 219 \text{ Mev}$$

$$M_{\chi^{\pm}} = (960 \pm 32)\ m_e$$

$$\tau_{\theta^{+}} \sim 10^{-10}\ s$$

Les masses du θ^o et du $\chi^{\pm}$ semblent sensiblement égales. Les $\chi^{\pm}$ pourraient être les contreparties chargées du θ^o . Le nombre des θ^o observé est beaucoup plus élevé que celui des $\chi^{\pm}$.

$$\tau^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-} + Q \simeq (74,7 \pm 0,3) \text{ Mev}$$

$$M_{\tau^{\pm}} = (961 \pm 0,7)\ m_e$$

$$2.10^{-9}\ s \leqslant \tau_{\tau} \leqslant 8.10^{-9}\ s$$

Un autre mode de désintégration de cette particule, dit mode τ' , est bien établi.

$$\tau^{\pm\prime} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^{o} + \pi^{o}$$

D'autre part, l'existence de désintégrations θ^o anormales (énergie de réaction, calculée d'après le schéma $\theta^o \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$, trop faible) semble indiquer l'existence de la réaction :

$$\tau^{o} \longrightarrow \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{o}$$

réaction compatible avec les données expérimentales et théoriques. On peut donc se poser le problème, non résolu, de savoir si les particules θ et τ sont deux particules différentes, ou si, au contraire, on n'a pas plutôt affaire à deux modes de désintégration de la même particule. L'utilisation des méthodes 1) et 2) peut éclaircir un peu la situation.

Enfin, l'existence de particules se désintégrant avec émission d'un méson μ a été prouvée :

$$K_{\mu} \longrightarrow \mu + \nu$$

$$M_{K_{\mu}} \simeq (914 \pm 20)\ m_e$$

$$\tau_{K_{\mu}} \simeq 2.10^{-8}\ s$$

Cette particule est toujours positive. Elle émet un méson μ sur une raie d'énergie. Il est possible que sa masse soit sous-estimée.

Finalement, mentionnons que :

$$\varkappa \longrightarrow \mu + 2 \text{ particules neutres}$$

semble bien exister. Le méson est émis sur un spectre d'énergie. Les grandeurs caractéristiques de cette particule ne sont pas bien connues.

En ce qui concerne les hypérons, la particule la plus étudiée, la mieux connue et la plus fréquente est :

$$\Lambda^{\circ} \longrightarrow P + \pi^{-} + Q = 37 \text{ Mev}$$

$$\tau_{\Lambda^{\circ}} = (3{,}7 \,{}^{+\,0{,}8}_{-\,0{,}6})\ 10^{-10} \text{ s}$$

Il y a possibilité de désintégration inobservable :

$$\Lambda^{\circ} \longrightarrow N + \pi^{\circ} + 45 \text{ Mev}$$

Jusqu'à présent on ne dispose d'aucune indication valable pour l'existence d'une particule $\Lambda^{\pm}$ avec : $M_{\Lambda^{\pm}} \simeq M_{\Lambda^{\circ}}$. Par contre, on a pu observer plusieurs cas d'hypérons :

$$\begin{cases} \Sigma^{+} \longrightarrow P + \pi^{\circ} + 117 \text{ Mev} \\ \Sigma^{+} \longrightarrow N + \pi^{+} + 110 \leqslant Q \leqslant 140 \end{cases} \qquad \tau_{\Sigma^{\pm}} \sim 10^{-10} \text{ s}$$

$$\Sigma^{-} \longrightarrow N + \pi^{-} + (130 \,{}^{+\,25}_{-\,15}) \text{ Mev}$$

Vu la grande différence des masses de Λ° et $\Sigma^{\pm}$, il est difficile de supposer que $\Sigma^{\pm}$ est la contrepartie chargée du Λ° .

Enfin, on est sûr de l'existence de l'hypéron responsable de la double désintégration :

$$\Xi^{-} \longrightarrow \pi^{-} + \underset{\displaystyle P + \pi^{-}}{\underset{\downarrow}{\Lambda^{\circ}}} + Q \simeq 67 \text{ Mev}$$

$$M_{\Xi^{-}} \simeq 2\,590\ m_e$$

$$\tau_{\Xi^{-}} \sim 10^{-10} \text{ s}$$

Nous citerons encore un fait expérimental, qui semble de très grande importance, à savoir la production associée des particules K et Y (hypérons). En effet plusieurs cas de production ont été observés :

$$\pi^{-} + P \longrightarrow \Lambda^{\circ} + \theta^{\circ}$$

$$\pi^{-} + P \longrightarrow \Sigma^{-} + K^{+}$$

$$N + P \longrightarrow N + \Sigma^{-} + K^{+}$$

Si cette propriété était généralement valable, on pourrait expliquer une grave difficulté théorique qui se présente lors des considérations sur les mésons K et les hypérons, à savoir la relation entre la longue vie moyenne de ces particules (faible interaction ?) et leurs grandes sections efficaces de création (interaction forte). Dans le cas de la production associée il est impossible de passer, à l'aide du principe de microréversibilité, des créations aux désintégrations, sans faire intervenir, au moins une fois, une interaction faible.

Cet aperçu des résultats expérimentaux montre bien que les phénomènes sont étroitement liés les uns aux autres, et qu'une théorie doit englober l'ensemble des particules et non s'intéresser uniquement à l'une d'elles. D'où l'extrême complexité du problème.

Dans ce qui suit, nous essaierons de voir s'il n'est pas cependant possible d'avoir quelques indications sur les propriétés intrinsèques des particules, sans faire appel à des théories très élaborées et à des formes d'interaction bien précisées.

A - RÈGLES DE SÉLECTION

1.- Conservation du moment angulaire et de la parité : cas des bosons.

1) Soit la désintégration :

$$a \rightarrow b + c$$

et J_a J_b J_c les spins des particules, ω_a ω_b ω_c leurs parités, L le moment orbital relatif de b et c . On a alors :

$$\mathcal{D}_{J_a} = \mathcal{D}_L \times \mathcal{D}_{J_b} \times \mathcal{D}_{J_c} \quad \text{et} \quad \omega_a = (-)^L \omega_b \omega_c$$

ce qui, en général, ne conduit pas à une règle de sélection. Si, cependant, $J_b = J_c = 0$, $L = J_a$ et $\omega_a = (-)^{J_a} \omega_b \omega_c$ ce qui exclut certaines possibilités. Si en outre $\omega_b = \omega_c$, on a :

$$(1) \qquad \omega_a = (-)^{J_a}$$

Les désintégrations de particules de spin pair et parité impaire ou de spin impair et parité paire en deux bosons de spin zéro et de même parité sont interdites. (0^- 1^+ 2^- 3^+ ...) . Appliquant au $\theta^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ on voit que θ^o doit appartenir à la classe $(2n)^+$ ou $(2n+1)^-$. En particulier θ^o ne

peut être ni pseudoscalaire ni pseudovectoriel. [Si en plus les particules b et c sont identiques (par exemple $2\pi^\circ$) L est nécessairement pair (symétrie de la fonction d'onde de 2 bosons de spin zéro). Les possibilités $(2n+1)^-$ sont alors exclues. Si $\theta^\circ \rightarrow 2\pi^\circ$, θ° doit appartenir à la classe $(2n)^+$].
Le raisonnement ci-dessus est aussi valable quand la particule initiale et l'une des particules finales sont de spin zéro. En se limitant aux spins 0 et 1 , on s'aperçoit que les combinaisons suivantes sont interdites :

(S,S,P) , (P,P,P) , (P V,S,S) , (P V,P,P) , (S,P,V.)

2) Soit la réaction :

$$a \rightarrow b + c + d$$

Alors : $\mathcal{D}_{J_a} = \mathcal{D}_{L_1} \times \mathcal{D}_{L_2} \times \mathcal{D}_{J_b} \times \mathcal{D}_{J_c} \times \mathcal{D}_{J_d}$

où L_1 et L_2 sont les deux moments angulaires orbitaux relatifs nécessaires à la description de l'état final dans le système de la particule primaire, et :

(2) $$\omega_a = \omega^{L_1+L_2} . \omega_b . \omega_c . \omega_d$$

En général, ceci n'entraîne pas de restriction. Si :

$$J_a = J_b = J_c = J_d = 0 \quad , \quad L_1 = L_2$$

et :

(2') $$\omega_a = \omega_b \; \omega_c \; \omega_d$$

Les combinaisons : (S PPP) et (SSS P) sont donc interdites.

Si le méson τ est de spin zéro, il est pseudo-scalaire. Enfin, si τ et θ sont deux modes de désintégration de la même particule, son spin est différent de zéro.

En ce qui concerne la désintégration d'un boson avec émission d'un photon, on prouve que :

3) $a \rightarrow b + \gamma$ est interdit si $J_a = J_b = 0$
(transitions $0 \rightarrow 0$ interdites)

4) $a \rightarrow 2\gamma$ est interdit pour $J_a = 1$
(le méson π° ne peut pas être de spin 1).

$a \rightarrow 2\gamma$ est interdit pour la classe $(2n+1)^-$.

Enfin, pour la désintégration :

$a \rightarrow 2\gamma$ les photons sont polarisés

$\parallel$ pour la classe $(2n)^+$

$\perp$ pour la classe $(2n)^-$

$\perp$ pour la classe $(2n+1)^+$

Une mesure des plans de polarisation des deux γ émis lors de la désintégration du méson π^o (si possible !) peut donner en principe une indication directe sur le caractère scalaire ou pseudoscalaire de cette particule.

5) Enfin, la conservation du moment angulaire entraîne que le nombre de fermions, intervenant dans une réaction, est nécessairement pair. Il est bien connu, d'autre part, que la loi de conservation des fermions appartenant à la même classe s'exprime par le fait que le nombre de fermions moins le nombre d'antifermions est une constante du mouvement.

2.- Règles de sélection dues à la conjugaison de charge :

La conjugaison de charge est une opération qui renverse les charges des particules sans modifier leurs autres propriétés connues, par exemple : le spin, la parité, le moment linéaire, etc.

Soit $\bar{\Psi}(x)$ et $\psi(x)$ les spineurs décrivant un champ chargé. Le champ conjugué de charge est donné par :

$$U\ \psi(x)\ U^{-1} = C\ .\ \Psi(x) = \psi^C\ (x)$$

$$U\ \bar{\Psi}(x)\ U^{-1} = C^{-1}\ .\ \Psi\ (x) = \bar{\Psi}^C(x)$$

où U est un opérateur unitaire. On a :

$$C^{-1}\ \gamma_\mu\ C = -\ \tilde{\gamma}_\mu \quad ; \quad \tilde{C}\ C^{-1} = -1$$

On peut choisir une représentation dans laquelle $C = -\gamma_4$. On prouve facilement pour le tenseur $\bar{\Psi}\Omega\Psi$ que :

(3)
$$\bar{\Psi}^c\Omega\psi^c = +\ \bar{\Psi}\Omega\psi \quad \text{pour } S',\ PV,\ PS$$
$$= -\ \bar{\Psi}\Omega\Psi \quad \text{pour } V \text{ et } T$$

En particulier :

(4)
$$j^C_\mu = \bar{\Psi}^C\gamma_\mu\,\psi^C = -\bar{\Psi}\ \gamma_\mu\,\Psi = -\ j_\mu$$

Les lois de la physique doivent être invariantes par rapport à la conjugaison de charge. Le lagrangien doit obéir à :

$$\mathcal{L}^C = U \mathcal{L} U^{-1} = \mathcal{L}$$

En particulier, pour le terme d'interaction électromagnétique :

$$j_\mu A_\mu = U j_\mu . A_\mu . U^{-1} = U j_\mu . U^{-1} U A_\mu U = -j_\mu U^{-1} A_\mu U$$

En raison de (4) (le courant change de signe) :

(5) $$A_\mu = - U^{-1} A_\mu U$$

U commute avec l'hamiltonien, le moment angulaire total, etc. Il anticommute avec l'opérateur de la charge. Dans le cas d'une charge totale zéro, U commute avec toutes les variables dynamiques du système, et est une constante de mouvement fournissant un nouveau nombre quantique c . En conjugant deux charges deux fois de suite, on revient à l'état initial, donc : $U^2 = 1$. Les valeurs propres de U sont donc : $c = \pm 1$. La conservation de ce nouveau nombre quantique donne lieu à des règles de sélection dans les cas de systèmes de charge totale nulle.

D'après (5), le champ électromagnétique a une parité impaire par rapport à la conjugaison de charge. Il en découle immédiatement qu'un état contenant n photons uniquement (en formant cet état à partir du vide à l'aide des opérateurs de création) à la parité $c = (-)^n$.

Dans le cas des bosons chargés, on a évidemment :

(6) $$U \varphi (x) U^{-1} = C \varphi (x) = \varphi^*(x)$$

$$U \varphi^*(x) U^{-1} = C^{-1} \varphi^*(x) = \varphi(x)$$

Bien que les champs neutres n'interagissent pas, en général, directement avec le champ électromagnétique, on peut déterminer leur comportement par rapport à la conjugaison de charge, à partir de leur interaction avec un champ chargé, de telle manière que l'expression résultante soit invariante par rapport à la conjugaison de charge. On a donc deux possibilités :

(7a) $$U \varphi (x) U^{-1} = \varphi(x)$$

et

(7b) $$U \varphi(x) U^{-1} = - \varphi (x)$$

L'appartenance d'un champ neutre à une des deux classes (7) élimine un certain nombre d'interactions possibles. Par exemple un méson neutre vectoriel (couplages vectoriel et tensoriel) en raison de (3) doit être du type (7b). Une telle limitation apporte bien entendu des règles supplémentaires de sélection*.

Exemple : Désintégration du π^o .

A titre d'exemple nous discutons la désintégration : $\pi^o \rightarrow 2\gamma$ et celle du positronium.

Le système de deux photons étant de parité C paire, le méson π^o a $c = 1$; il appartient à la classe (7a), ce qui, par ailleurs, est compatible avec son caractère pseudoscalaire d'après (3). Le méson π^o ne peut jamais se désintégrer en un nombre impair de photons. En général, les bosons du type (7a) se désintègrent en 2n photons, ceux du type (7b) en 2n+1 photons. En particulier, un méson pseudovecteur avec couplage pseudovecteur ne peut se désintégrer ni en 2 photons (conservation du moment angulaire) ni en 3 photons (classe (7a)). Un méson S(V) ne peut pas donner deux photons.

En ce qui concerne le positronium, on a affaire à un système de deux fermions. La fonction d'onde doit être totalement antisymétrique, donc :

$$(-)^L \xi \cdot c = -1$$

où L est le moment orbital du système, $\xi = 2S - 1 = \pm 1$ décrit l'état triplet (+1) et singulet (-1) , c est la fonction de la charge égale à ± 1 .

Pour $L = 0$ $\xi = -c$

donc pour l'état :

$$^1S_0 \qquad c = +1$$

$$^3S_1 \qquad c = -1$$

L'état singulet du positronium se désintègre en deux photons (ou un nombre pair), les triplets en trois (ou nombre impair). Les désintégrations en 2 et 3 photons sont bien connues.

Autres applications :

Considérons la désintégration d'un boson neutre :

$$B^o \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

*- Il est possible de conserver l'invariance par rapport à la conjugaison de charge sans admettre explicitement (7), ceci en supposant que le champ neutre conjugué par rapport à la charge est un champ neutre différent (le champ de l'antiparticule neutre). Admettre qu'un champ neutre obéit soit à (7a) soit à (7b) revient donc à une hypothèse supplémentaire.

d'après (1) $\omega_0 = (-)^J$

L'état final étant constitué par 2 bosons de spin zéro, on a (fonction d'onde symétrique)

$$(-)^J \cdot c = +1 \qquad , \qquad c = (-)^J$$

d'où : $\omega_0 = c$

On voit alors que les réactions suivantes sont interdites :

a) <u>$c = -1$</u>

$B^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ pour y pair

$B^o \rightarrow \pi^o + \pi^o$ pour toute valeur de J (J impair interdit du fait que l'on a deux bosons identiques).

$B^o \rightarrow e^+ + e^-$ pour $J = 0$, car le système $e^+ e^-$ est du type ${}^1S_0$ ou ${}^3P_0$, tous les deux avec $c = +1$

Par contre :

$B^o \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ est permis.

b) <u>$c = +1$</u>

$B^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ interdit pour J impair

$B^o \rightarrow \pi^o + \pi^o + \gamma$ interdit pour toute valeur de J

3.- <u>Règles de sélection dues à la symétrie de charge</u> :

Lors de l'échange des protons avec les neutrons et des mésons positifs avec les négatifs, les interactions restent inchangées. C'est la propriété de la symétrie par rapport à la charge. Décrivant la fonction d'onde du nucléon à l'aide d'un spineur à 8 composantes, l'opérateur de symétrie de charge effectuant l'interchange $N \rightleftarrows P$ est défini par :

$$\psi' = T\psi \qquad \psi = \binom{\psi_N}{\psi_P} \quad \text{avec :} \quad T = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Pour les bosons chargés, on a :

(8) $$\Phi' = \Phi^* \qquad , \qquad \Phi^{*\prime} = \Phi$$

Pour les bosons neutres, 2 possibilités se présentent. Ou bien les champs sont du type Φ_3 (couplés aux nucléons à l'aide de l'opérateur τ_3), ou bien du type Φ_0 (couplés à l'aide de la matrice unité). Les grandeurs se transforment en :

(9a) $$\Phi_3' = -\Phi_3$$

(9b) $$\Phi_0' = +\Phi_0$$

Définissant le vecteur :

$$\vec{\Phi} = (\Phi_1\ \Phi_2\ \Phi_3)$$

on a : $$\vec{\Phi}' = T\vec{\Phi} \quad \text{avec :} \quad T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

(8) et (6) donnent :

(10) $$C\ T\,\Phi = \Phi \qquad C\ T\,\Phi^* = \Phi^*$$

(11) $$C\ T\,\Phi_3 = -\Phi_3 \qquad C\ T\,\Phi_0 = \Phi_0$$

(11) est valable pour les champs du type (7a).

On prouve que la conjugaison de charge ne change pas les relations de commutation et les valeurs moyennes sur le vide.

(12)
$$\left\{ \psi_\alpha^C(x)\ \ \psi_\beta^C(x') \right\} = \left\{ \psi_\alpha(x)\ \ \psi_\beta(x') \right\}$$
$$< P[\psi_\alpha^C(x)\ ,\ \psi_\beta^C(x')]>_0 = < P[\psi_\alpha(x)\ ,\ \psi_\beta(x')]>_0$$

Considérons des transitions entre bosons. La matrice S est invariante par rapport à l'opération C T . Elle est de la forme :

$$S = \int \ldots d^4 x_\alpha \ldots d^4 x_n\, \Phi_\alpha(x_\alpha) \ldots \Phi_n(x_n)\, K(x_\alpha \ldots x_n)$$

où K est une expression compliquée s'exprimant à l'aide de (12). Appliquant la transformation CT on obtient :

$$S' = \int \ldots d^4 x_\alpha \ldots d^4 x_n\, \Phi_\alpha'(x_\alpha) \ldots \Phi_n'(x_n)\, K'(x_\alpha \ldots x_n)$$

En raison de (12) $K' = K$. D'autre part, tenant compte de (10), (11) et (3), on voit aisément que :

$$S' = (-)^{n_{\tau_3} + n_V + n_t}\ S = S$$

où n_{τ_3}, n_v et n_t sont les nombres de couplage τ_3, vectoriel et tensoriel respectivement, intervenant dans la réaction. On a donc la règle de sélection suivante :

I - Si, dans une transition ne faisant intervenir que des mésons chargés et neutres, $n_{\tau_3} + n_v + n_t$ est impair, la réaction est interdite.

Exemples : Si B_v^o est un boson vectoriel neutre de classe Φ_0, la réaction : $B_v^o \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ est interdite. De même pour $B^o_{s(v)} \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ et pour $B_v^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^o + \pi^o$ ou $B_{\rho v(t)} \longrightarrow \pi^+ + \pi^o + \pi^o$, etc...

II - Si dans une réaction n'interviennent que des mésons neutres, les processus pour lesquels :

soit : n_{τ_3} = impair	soit : n_{τ_3} = pair
	et : $n_v + n_t$ = impair

sont interdits.

Ceci se voit immédiatement à partir de I et de l'application directe sur la matrice S de l'opérateur T .

Exemple : Si B^o appartient à la classe Φ_3, $B^o_{\tau_3} \longrightarrow 2\,\pi^o$ est interdit, indépendamment du caractère tensoriel de ce méson.

III - Lorsque dans les réactions interviennent des photons et des mésons neutres, on montre directement, en appliquant l'opérateur C , que les réactions pour lesquelles $n_v + n_t$ = impair sont interdites.

Par exemple : $B_v^o \longrightarrow 2\,\gamma$ interdit (interdit aussi par conservation de J et ρ). $B^o_{\rho v(\rho v)} \longrightarrow 3\,\gamma$ interdit.

La réaction : $B_v^o \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ est permise, plus probable par un facteur $\alpha = 1/137$ que $B_v^o \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ interdite par I.

Les règles I, II, III ont été données pour des champs du type (7a). Leur énoncé pour des champs (5b), (7b) est immédiat.

Résumant et appliquant les résultats ci-dessus aux mésons θ et τ, on constate que, si ces deux phénomènes étaient en fait deux modes différents de désintégration de la même particule, son spin devrait être égal ou supérieur à 2 . Ceci montre bien que la seule utilisation des différentes règles de sélection peut être d'une grande utilité.

4.- Règles de sélection dues à la conservation du spin isotopique :

Elles ne trouvent application que pour certaines formes d'interaction (interactions nucléaires, π -nucléons). En les utilisant, le traitement de certaines réactions peut être simplifié, et des relations existantes entre différents phénomènes peuvent être mises en évidence. Ces règles de sélection sont généralement bien connues, et nous ne les discuterons pas ici, car il est douteux qu'elles puissent s'appliquer aux problèmes liés aux nouvelles particules. En effet, il est facile de montrer que les lois de conservation portant sur le spin isotopique ne suffisent pas pour interdire des processus qui, en principe, devraient être très rapides. Il s'agit de la métastabilité des hypérons par rapport aux désintégrations π , et de leur stabilité pour les désintégrations avec émission de photons. Pour interdire $\Lambda^{\circ} \rightarrow N + \pi$ et $\Sigma \rightarrow N + \pi$ à l'aide du spin isotopique (avec interaction nucléaire) il suffit de supposer $I = 5/2$. Pour interdire en plus la désintégration rapide $\Xi \rightarrow \Lambda + \pi$ et $\Xi \rightarrow N + \pi$, il faudrait admettre pour Ξ un spin isotopique $I > 9/2$. Ceci entraîne bien entendu un nombre très considérable de différents hypérons avec des charges élevées.

D'autre part, les interactions électromagnétiques ne conservent pas I , et pour : $Y \rightarrow N + \gamma$, s $I = 0$, ± 1 . Avec émission de plusieurs γ , on doit s'attendre à des désintégrations très rapides. Une théorie, trop simpliste donc, faisant appel au spin isotopique ne peut s'appliquer à ces phénomènes. Il est intéressant de noter que les idées de Gell-Mann et Pais constituent une généralisation très hardie basée sur des propriétés de conservation ou non conservation du spin isotopique, et sur l'assignement d'une manière judicieuse aux nouvelles particules de certaines valeurs de cette grandeur.

Cependant, la conservation du spin isotopique a été utilisée pour l'étude des deux modes de désintégration τ et τ' :

$$\tau^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^{-} + \pi^{\circ} \qquad \text{et} \qquad \tau^{\pm\prime} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\circ} + \pi^{\circ}$$

avec $I_{\tau} = 1$. On calcule facilement le rapport des probabilités de désintégration et on trouve :

$$1/4 \leqslant P_{\tau'}/P_{\tau} = \alpha \leqslant 1$$

La seule conclusion que l'on puisse en déduire est que si $\alpha > 1$ ou $\alpha < 1/4$ il n'y a surement pas conservation de spin isotopique. Si cependant α est dans les limites voulues, il est difficile de se prononcer, car des processus ne conservant pas le spin isotopique et obéissant toutefois à $1/4 < \alpha < 1$ sont parfaitement possibles.

B - LOI DE CONSERVATION DES FERMIONS

Cette loi affirme que, pour un type donné de fermions (par exemple électrons ou nucléons), le nombre de particules moins le nombre d'antiparticules est une constante : $n_F - n_{AF} = \text{Constante}$.

Si on généralise cette loi à toute une famille de fermions (par exemple électrons, mésons μ ou nucléons hypérons) on peut s'attendre à ce que de nouvelles règles de sélection interviennent, d'autant plus précieuses que de sérieuses difficultés subsistaient au sujet des mésons μ, par exemple lorsqu'on les interprétait comme des particules appartenant à la même famille de fermions que les électrons.

Pour la radioactivité β et la capture K :

(13) $$P + e^- \longrightarrow N + \nu$$

il y a conservation de fermions.

Si μ^- est une particule, la capture K du méson μ^-

(14) $$P + \mu^- \longrightarrow N + \nu$$

entraînerait avec (13) :

$$P + \mu^- \longrightarrow P + e^-$$

processus qui n'a jamais été observé.

Pour la désintégration de μ^- (particule), on aurait :

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu + a\,\nu$$

mais aussi : $$\mu^- \longrightarrow e^- + e^+ + e^-$$

jamais observé.

L'interprétation de μ^- comme particule conduit donc à des difficultés. Si cependant on suppose que μ^+ est la particule et μ^- l'antiparticule, et si l'on généralise la loi de conservation des fermions à la famille (μ, e) on a :

$$P + \mu^- \longrightarrow N + a\,\nu$$

$$P + \mu^- \longrightarrow P + e^- \qquad \text{interdit}$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu + \nu$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + a\,\nu + a\,\nu$$

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + e^+ + e^- \qquad \text{interdit}$$

D'autre part, ce principe généralisé de conservation de fermions, avec μ^+ particule, interdit la désintégration γ du μ.

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \gamma \qquad \text{interdit}$$

ce qui explique la stabilité γ des mésons μ.*

Cependant, des difficultés, peut-être pas très graves, subsistent au sujet du méson π. Il est bien connu que $\pi \rightarrow \mu + \nu$ et que $\pi \rightarrow e + \nu$ n'a jamais été observé. Avec μ^+ choisi comme particule, on aurait : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + a\nu$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$. En principe les processus $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ et $\pi^- \rightarrow e^- + a\nu$ sont toujours possibles, et l'on voit que cette loi de conservation ne permet pas d'éliminer la désintégration $\pi \rightarrow e$. Cependant, cette difficulté n'est, peut-être, qu'apparente, car, en choisissant pour les interactions $(\pi - e)$ et $(\pi - \mu)$ un couplage pseudovectoriel

$$\breve{g}\, \bar{\Psi}_{\mu_e}\, \gamma_\lambda\, \gamma_5\, \Psi_\nu\, \frac{\partial}{\partial x_\lambda}\, \Phi_\pi$$

on prouve que : $$\frac{\tau_{\pi \rightarrow e}}{\tau_{\pi \rightarrow \mu}} \simeq \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \sim \frac{1}{40\ 000}$$

(avec corrections 10^{-4}).

Vue la statistique d'évènements de ce genre dont on dispose actuellement, il n'y a pas ici de difficulté essentielle, mais il ne faut pas perdre ce problème de vue.

C - CONSIDÉRATIONS GÉOMÉTRIQUES

(Application à la désintégration du méson τ).

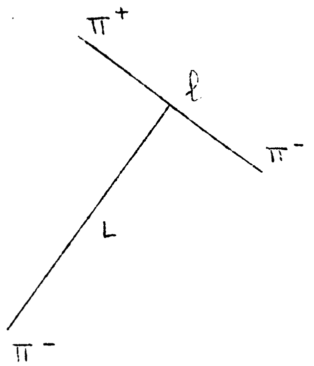
Dans certains cas, il est possible d'arriver à des conclusions concernant les spins et les parités des particules, sans faire d'hypothèses très précises sur les interactions intervenant lors de la réaction. La situation est assez analogue à celle que l'on rencontre dans l'étude des distributions angulaires pour certaines réactions nucléaires.

Nous prendrons l'exemple de la désintégration :

$$\tau^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}$$

*- Pour les considérations précédentes, il est nécessaire que $\nu \neq a\nu$. Ceci fournirait donc un argument contre la théorie du neutrino de Majorana.

D'après (2') : $\omega_{\tau} = -(-1)^{L+\ell}$



Puisque ℓ se réfère à deux bosons identiques (π^+ , π^+) il est nécessairement pair. Donc :

$\omega_{\tau} = -(-1)^{L}$ pour $\omega = -1$ L pair

pour $\omega = 1$ L impair.

Dans le système de la particule τ , le moment de π^- est $\vec{p}$, ceux des π^+ sont $\pm q/2$ avec (conservation énergie moments) :

$$q^2 = m_{\tau}^2 - 3\, m_{\pi}^2 - 2\, m_{\tau}\,(m_{\pi}^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}$$

L'élément de matrice pour la désintégration $\tau \rightarrow 3\,\pi$ avec le méson τ de spin j , parité ω et avec un nombre quantique magnétique m est donné par :

$$T_m(\vec{p}\,\vec{q}) = \sum_{L\,\ell\,m_L m_\ell} C[L\,\ell\,j\ ;\ m_L\ m_\ell]\ Y_L^{m_L}(\theta_p\,\varphi_p)\ Y_\ell^{m_\ell}(\theta_q\,\varphi_q)\ f_{L\ell}\,(p^2\ q^2)$$

où C est le coefficient de Clebsch-Gordan correspondant $(\theta_p\,\varphi_p)$ et $(\theta_q\,\varphi_q)$ les angles définissant les directions $\vec{p}$ et $\vec{q}$ respectivement :

$\ell = 0\ ,\ 2\ ,\ 4\ \ldots$ et $L = 0\ ,\ 2\ ,\ 4\ \ldots$ pour $\omega = -1$

$L = 1\ ,\ 3\ ,\ 5\ \ldots$ pour $\omega = +1$

La probabilité de configuration $(\vec{p}\ ,\ \vec{q})$ est proportionnelle à :

$$\Sigma = \frac{1}{2j+1}\left[\sum_m T_m^*\,(\vec{p}\,\vec{q})\ T_m\,(\vec{p}\,\vec{q})\right]$$

qui est fonction de p^2 , q^2 et θ , où $\cos\theta = \vec{p}.\vec{q}/pq$.

Utilisant les techniques de calcul de Racah, l'expression (15) peut être explicitée et l'on obtient :

$$\Sigma = \sum_{LL'\,\ell\,\ell'K} Y_K^0\ (\theta)\left[\frac{(2L+1)(2L'+1)(2\ell+1)(2\ell'+1)}{2\,K+1}\right]^{\frac{1}{2}} \langle LL'00|LL'K0\rangle\ \times$$

$$\times\ \langle \ell\ell'00|\ell\ell'K0\rangle\ W(\ell L\ell' L'\ ;\ jK)\ \mathrm{Re}(f_{\ell L}\ f^*_{\ell' L'})$$

où W est la fonction de Racah.

Pour les processus de désintégration, il est raisonnable de supposer que la contribution la plus importante à Σ provient des plus faibles valeurs de ℓ et L . Pour $j < 5$ le nombre de paires (ℓ L) de valeurs minima n'est pas élevé. Elles sont données dans le tableau suivant :

j	P	(ℓ L)
0	+	-
	-	(00)
1	+	(01)
	-	(22)
2	+	(21)
	-	(02) (20)

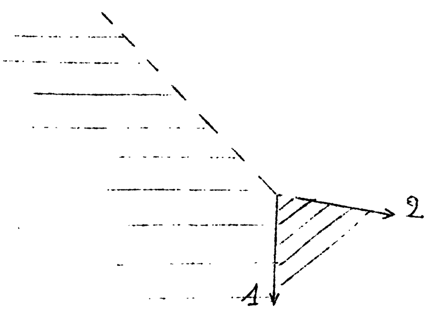
j	P	(ℓ L)
3	+	(03) (21)
	-	(22)
4	+	(23) (41)
	-	(04) (22) (40)

Pour $0^- \; 1^\pm \; 2^+ \; 3^-$, la distribution angulaire est tout à fait indépendante (à cette approximation) des interactions. Pour les autres, il faut faire une hypothèse sur $f_{L\ell}$ que l'on prend proportionnel à $C_{\ell L} \; p^L \; q^\ell$. La comparaison de $\sum$ avec les résultats expérimentaux peut fournir des indications sur le spin et les parités de τ . (En fait, pour effectuer cette comparaison, on introduit un système de coordonnées adapté , mais ceci n'est pas notre sujet).

Les résultats préliminaires de cette confrontation semblent indiquer que le méson τ appartient à la classe des j pair et $\omega = -1$ (L = 0) (pour des spins $j < 5$). Si ceci est le cas, le méson τ serait rarement une particule essentiellement différente de θ qui, elle, appartient aux classes $(2n+1)^-$ ou $(2n)^+$.

Cette conclusion est cependant encore très incertaine, et un matériel expérimental plus abondant est nécessaire.

Une autre application de cette méthode a été faite pour les corrélations angulaires intervenant dans les désintégrations $\theta°$ et $\Lambda°$. On cherche la corrélation entre les plans formés par la ligne de la particule et une des particules de la désintégration, et le plan formé par les deux particules de désintégration.



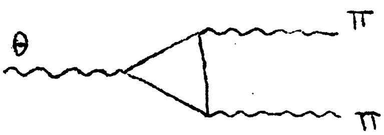
Si $\theta°$ et $\Lambda°$ ont des spins $\leqslant \frac{1}{2}$ il doit y avoir isotropie. Si une anisotropie pouvait être mise en évidence, on aurait une indication sur le spin minimum de la particule primaire. Des résultats très préliminaires semblent indiquer que soit θ° , soit Λ° , doivent avoir un spin supérieur ou égal à un.

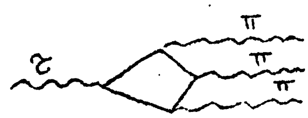
Méthodes de calcul :

Nous discuterons très brièvement les méthodes de calcul qui ont été proposées pour les différentes désintégrations.

Pour $\tau \rightarrow 3\pi$, $\theta \rightarrow 2\pi$, $\tau \rightarrow 2\pi + \gamma$ etc ,

on suppose que toutes ces particules ont des interactions nucléaires du même ordre que celles caractérisant le méson π (importantes sections efficaces de production) et l'on applique le formalisme de la théorie des champs. On considère par exemple les graphes :





On se heurte à de graves problèmes de divergences. Soit en renormalisant (si possible), soit en régularisant, soit enfin en employant des coupures, on obtient des vies moyennes finies et même, pour certains cas, comparables avec les données expérimentales. Cependant, il semble que cette façon de procéder, dans l'état actuel de la théorie des champs, n'apporte en fait aucun résultat que l'on puisse prendre au sérieux, car : 1) elle ne résout pas le problème des longues vies moyennes et des importantes sections efficaces de production, et 2) elle n'explique pas la stabilité γ des particules ; pour ne mentionner que ces deux faits importants. Cette façon de procéder a eu cependant au moins le mérite d'attirer l'attention sur les théorèmes généralisés I, II, III de Furry, discutés dans une section précédente.

Un autre essai consiste essentiellement à introduire des interactions appropriées entre les différentes particules.

1) Les interactions électromagnétiques du type

$$e\, \bar{\Psi} a\, \gamma_{\mu}\, \Psi a\, A_{\mu}$$

2) Les interactions fortes, du type nucléaire :

$$G\, \bar{\Psi}_N\, O\, \Psi_N\, \varphi_{\pi}$$
$$G\, \bar{\Psi}_N\, O\, \Psi_Y\, \varphi_K$$
$$G\, \bar{\Psi}_Y\, O\, \Psi_Y\, \varphi_{\pi}$$

avec la constante de couplage G grande.

3) Les interactions faibles :

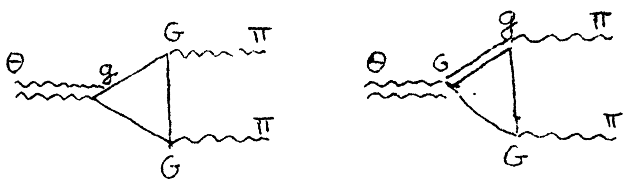
$$g\ \overline{\Psi}_N\ O\ \Psi_N\ \varphi_K$$
$$g\ \overline{\Psi}_N\ O\ \Psi_Y\ \varphi_\pi$$
$$g\ \overline{\Psi}_Y\ O\ \Psi_Y\ \varphi_K$$

avec la constante g faible.

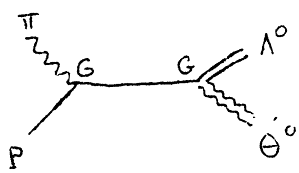
4) L'interaction universelle de Fermi :

$$\sum_j G_j\ \Psi_a\ O_j\ \Psi_b\ \overline{\Psi}_c\ O_j\ \Psi_d$$

Les interactions fortes sont responsables des productions (on a ici production associée), les faibles des désintégrations. En effet, il est facile de voir que les productions ne peuvent se faire qu'à l'aide de G, tandis que dans les désintégrations g intervient au moins une fois. Par exemple :



pour la désintégration



pour la production

Il est bien connu que, entre les fermions, l'interation semble être du type universel de Fermi. Le problème est de savoir s'il n'existe pas entre les fermions et les bosons une interaction universelle faible, responsable des processus tels que :

$$\Lambda^0 \to P + \pi^- \qquad \Sigma \to N + \pi \qquad \Xi \to \Lambda^0 + \pi$$
$$\pi \to \mu + \nu \qquad K_\mu \to \mu + \nu$$

Si l'on suppose que les interactions sont du type :

$$g\ \overline{\Psi}_a\ \gamma_5\ \gamma_\mu\ \Psi_b\ O_\mu\ \varphi_c \quad \text{ou} \quad g\ \overline{\Psi}_a\ \gamma_\mu\ \Psi_b\ O_\mu\ \varphi_c$$

on constate que, avec une constante $g^2/4\pi \sim 10^{-12}$, on obtient des vies moyennes de l'ordre de celles mesurées expérimentalement.

Cependant, de graves difficultés subsistent. A titre d'exemple : on connait $\theta^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Mais alors $\theta^o \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $\theta \rightarrow \mu + \nu$, $\theta \rightarrow e + \nu$, etc., devraient intervenir et il se trouve qu'il est difficile de négliger ces derniers processus (avec $g^2 \sim 10^{-12}$) par rapport à $\theta \rightarrow 2\pi$ que l'on observe effectivement. D'autre part, on prouve que dans ces conditions la désintégration : $\Lambda^o \rightarrow P + \mu^- + \nu$ serait presque aussi probable que : $\Lambda^o \rightarrow P + \pi^-$ ce qui est en contradiction avec les résultats expérimentaux.

Le fait cependant qu'un nombre appréciable de désintégrations boson $\rightarrow$ 2 fermions, ou fermion $\rightarrow$ boson + fermion, feraient intervenir la même constante de couplage peut être significatif. Il est toutefois difficile de se prononcer à l'heure actuelle.

Il faut encore souligner que les dernières théories que nous venons de présenter sont affectées d'un arbitraire complet quant à la forme des interactions, et que les facteurs phénoménologiques interviennent très fortement.

Nous pensons, pour notre part, que toutes ces théories veulent aller beaucoup trop loin, et ne permettent pas de prévoir des faits expérimentaux nouveaux (elles se contentent d'expliquer les résultats existants).

Pour cette raison, nous croyons que les essais de Pais et Gell-Mann sont d'un grand intérêt. Ils apportent un certain nombre d'idées nouvelles et originales qui, peut-être, devront être incorporées dans une théorie future.

BIBLIOGRAPHIE

Pour les règles de sélection dues à la conservation des moments angulaires et des parités :

PEASLEE (D.C.) - Helv. Phys. Acta, 23, 1950, p. 845.
MICHEL (L.) - Progress in Cosmic Ray Physics. Chap. 3, p. 132. North Holland Publ. C°, 1952.
LANDAU (L.D.) - Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 60, 1948, p. 207.
YANG (C.N.) - Phys. Rev., 77, 1950, p. 242.

Conjugaison de charge, symétrie de charge :

JOST (R.), PAIS (A.) - Phys. Rev., 87, 1952, p. 871.
RAVENHALL (D.G.), WOLFENSTEIN (L.) - Phys. Rev., 88, 1952, p. 279.
MICHEL (L.) - Nuovo Cimento, 10, 1953, p. 319.
MICHEL (L.) - Congrès Int. Ray. Cosm., Bagnères, 1953, p. 272.
GELL-MANN (M.), PAIS (A.) - (sous presse) - [appliqué au θ°].

Insuffisance du spin isotopique élevée :

PEASLEE (D.C.) - Phys. Rev., 86, 1952, p. 127.

Conservation généralisée des fermions :

KONOPINSKI (E.J.), MAHMOUD (H.M.) - Phys. Rev.

Théories géométriques :

DALITZ - Phil. Mag., 44, 1953, p. 1068 ; et Phys. Rev., 94, 1954, p. 1046.
FABRI (E.) - Nuovo Cimento, 11, 1954, p. 479.
BALLAM, HARRIS, HODSON, MARTIN, RAN, REYNOLDS, TREIMAN - (sous presse).

Production associée :

PAIS - Phys. Rev., 86, 1952, p. 663 ; Physica, 19, 1953, p. 869 ; Progr. theor. Physics, 10, 1953, p. 457.
PAIS - Proc. Nat. Acad. Sc., 40, 1954, p. 484 ; et 40, 1954, p. 835.
GELL-MANN - Phys. Rev., 92, 1953, p. 833.
GELL-MANN; PAIS - Conférence de Glasgow, 1954 (sous presse).
NAKANO, NISHIJIMA - Progress theor. Phys., 10, 1953, p. 581.
NAKANO, UTIYAMA - Progress theor. Phys., 11, 1954, p. 411.

Calcul de vies moyennes à partir de la théorie des champs :

Nombreux articles dans les Progr. theor. Phys., 1949 - 1954.

Constante d'interaction faible universelle entre bosons et fermions : voir par exemple :

IWAKA, OGAWA, OGONOGI, SAKITA, ONEDA - Kanazawa University. (Sous presse).