Scanned with permission from the publisher:

Interactions faibles des hyperons et des mésons lourds / d'Espagnat,

B, Prentki, Jacques

CERN-56-17

Published in Nuovo Cimento 3 (1956) pp 1045-1059

From Carmen Vasini <vasini@sif.it>

To Jens Vigen <Jens.Vigen@cern.ch>

Subject Re Request for permission to reproduce published material

Dear Jens Vigen,

we are glad to grant you permission to reproduce the material requested provided full credit is given to the source

Kindest regards

Carmen Vasini

Interactions faibles des hyperons et des mésons lourds

B D'ESPAGNAT et J PRENTKI

CERN Genève

(ricevuto il 20 Febbraio 1956)

Summary — In order to account for the selection rule $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$, which seems to govern the decays of hyperons and heavy mesons, the relevant interaction hamiltonian is taken as the component of a 1st kind spinor in isotopic space. Without any further hypothesis concerning the types of interaction and the number of independent hamiltonians this already provides some relations (see sect. 6) which could be tested by experiment and could also provide some information, especially on the spin and parity of the Σ . This is partly due to the fact that the scattering in the final state has some effect on the decay probabilities. A convenient mean for writing down explicitly such hamiltonians is also given. This leads to a discussion of the choice Fermi type *versus* Yukawa type. No convincing argument can be given at the present stage for any of the two types. On the assumption of a Yukawa type, chosen because of its greater simplicity, the consequences of some natural choices of the coupling constants are investigated.

1 — Introduction

Le problème des interactions faibles est sûrement très complexe. Les modes de désintégration des particules sont d'une grande variété et, en fait, toutes les particules élémentaires connues sont mises en jeu lors de ces processus. Il convient de remarquer que même pour les particules « anciennes », telles que les mésons π et μ en liaison avec la radioactivité β , aucune théorie vraiment satisfaisante n'a pu être élaborée. L'apparition des particules « nouvelles » vient naturellement compliquer encore une situation qui devrait être envisagée dans son ensemble. Toutefois, si l'on porte son attention plus particulièrement sur le problème des hyperons et des mésons lourds, on voit se dégager certaines lois empiriques de nature à préciser quelque peu la forme des interactions.

Il est bien connu ⁽¹⁾ que la considération des interactions fortes conduit à attribuer à chaque particule nucléaire (nucléons, mésons π , hyperons et mésons lourds) un spin isotopique I et un nombre quantique U liés à la charge par la relation

$$Q = I_3 + U/2$$

et que ces interactions sont régies par la conservation séparée des I , I_3 et U totaux. Les deux dernières lois de conservation entraînent la conservation de la charge qui, évidemment, est une loi absolue. Ceci constitue la base du modèle de GELL-MANN ⁽¹⁾. Dans le modèle phénoménologique on préfère parfois parler de conservation de l'étrangeté $S = -U + N$ où N , le nombre de baryons (nombre de baryons moins nombre d'antibaryons) est bien entendu aussi une constante du mouvement.

Dans une formulation mathématique du modèle précédent ⁽²⁾ U s'interprète soit comme le nombre d'isofermions (nombre d'isofermions moins nombre d'antiisofermions) — nombre qui est donc, lui aussi, une constante du mouvement — soit encore, ainsi que l'a fait récemment remarquer RACAH ⁽³⁾ comme la conservation d'une « charge isofermionique » étroitement liée à la conservation de la parité intrinsèque des particules dans l'espace du spin isotopique.

PAIS et GELL-MANN ont constaté que toutes les désintégrations des hyperons et mésons lourds expérimentalement observées sont compatibles avec des sauts quantiques $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ et $\Delta S = \pm 1$. Cette dernière condition est évidemment équivalente à $\Delta U = \pm 1$ qui signifie que pour de tels processus le nombre d'isofermions change d'une unité. Cette dernière formulation nous semble plus adaptée à un traitement théorique car elle fournit une première indication pour la construction des hamiltoniens d'interaction.

La règle $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ fut primitivement introduite par GELL-MANN et PAIS pour des raisons d'uniformité: elle s'impose dans les désintégrations du Ξ et du Σ alors que pour celles du Λ et des mésons lourds $\Delta I = \pm \frac{3}{2}$ serait à priori tout aussi acceptable. Récemment cette règle a toutefois reçu d'intéressantes confirmations; elle a en effet permis à DALITZ ⁽⁴⁾ d'interpréter la différence des vies moyennes entre θ^+ et θ^0 à la condition (vraisemblablement satisfaite) que la particule soit scalaire. Elle permet de même, comme l'a fait remarquer WENTZEL ⁽⁵⁾, de fixer entre des limites acceptables le rapport entre les deux modes de désintégration du τ^+ .

⁽¹⁾ M. GELL-MANN and A. PAIS: *Proceedings of Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics* (1954), p. 342.

⁽²⁾ B. D'ESPAGNAT et J. PRENTKI: *Phys. Rev.*, **99**, 328 (1955); *Compt. Rend.*, **240**, 2486 (1955); *CERN Report* 55.11 (1955); *Nuclear Physics*, **1**, 33 (1956).

⁽³⁾ G. RACAH: *Nuclear Physics*, sous presse.

⁽⁴⁾ Remarque de R. H. DALITZ citée par R. E. MARSHAK: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **30**, No. 8, 25 (1955).

⁽⁵⁾ G. WENTZEL: *Phys. Rev.*, sous presse.

En raison des arguments rapportés ci dessus, il est naturel d'admettre que les lois $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$, $\Delta U = \pm 1$ gouvernent les interactions faibles des hyperons et des mésons lourds. Ces lois constituent la base de la théorie de ces interactions qui est présentée dans la section 2. Dans la section 3, le problème plus particulier de la construction explicite des hamiltoniens est étudié. Ceci conduit à la question de savoir si une théorie générale des interactions faibles est possible et au problème du choix des types d'interaction (concernant toutes les particules); tel est l'objet de la section 4. Dans la section 5 certaines répercussions des interactions fortes sur les processus de désintégration qui relèvent des interactions faibles sont étudiées à cause de leur importance dans l'interprétation des résultats expérimentaux. Enfin la section 6 est consacrée aux applications, d'une part de la théorie générale présentée dans la section 2, d'autre part des formalismes plus particuliers auxquels conduisent les méthodes de la section 3. Les applications de la théorie générale comportent en particulier une relation entre le rapport de branchement $(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+)/(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)$ d'une part et le rapport des vies moyennes de Σ^+ et de Σ^- d'autre part. De telles relations, dont l'intérêt est d'être indépendantes du type de couplage choisi, semblent accessibles à l'expérience.

2 - Conséquences des règles $\Delta U = \pm 1$, $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$

La théorie des interactions fortes étant basée sur la notion d'espace du spin isotopique, il est naturel d'aborder celle des interactions faibles par des considérations portant sur le même espace. En ce qui concerne les interactions fortes on impose à l'hamiltonien d'être un isoscalaire vrai ⁽²⁾. Il serait souhaitable d'obtenir pour les interactions faibles une règle analogue mais ici la non-conservation des quantités I et U rend la tâche moins aisée. Comme le nombre d'isofermions doit varier d'une unité, ainsi qu'il a été signalé plus haut, il est clair que chaque membre de l'hamiltonien doit contenir un nombre impair de champs isofermioniques. Ainsi la règle $\Delta U = \mp 1$ a-t-elle pour conséquence nécessaire que ΔI est demi entier. Il convient maintenant d'introduire en outre la règle plus restrictive $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$.

Cette règle est très analogue à celle qui régit les phénomènes nucléaires où un photon est émis ou absorbé, et qui s'exprime par $\Delta I = \pm 1, 0$. Or cette dernière loi se déduit mathématiquement du fait que l'hamiltonien d'interaction électromagnétique est la somme d'un isoscalaire et de la troisième composante d'un isopseudovecteur. Par analogie il est très naturel d'admettre dans le cas présent que l'hamiltonien des interactions faibles est une composante d'isospineur ⁽⁶⁾, ce qui entraîne de la même manière la loi $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$.

(6) B. D. ESPAGNAT et J. PRENTKI: *Compt. Rend.*, **242**, 740 (1956)

Pour obtenir des hamiltoniens de cette sorte, le plus simple est probablement d'utiliser le procédé qui sera exposé dans la section suivante. Il est toutefois essentiel de remarquer dès maintenant que certaines conséquences expérimentalement vérifiables peuvent être obtenues sans construire explicitement ces hamiltoniens: il suffit d'utiliser la méthode employée par WATSON ⁽⁷⁾ pour l'application à la photoproduction du formalisme du spin isotopique. De telles déductions sont évidemment indépendantes de toute hypothèse sur le type des interactions (FERMI, YUKAWA). La méthode est aisément applicable à chaque cas particulier. Nous reviendrons sur ce sujet dans la section 6.1 où des exemples seront donnés.

3 - Construction des hamiltoniens

Soit $x = \begin{pmatrix} x_a \\ x_b \end{pmatrix}$ un isospineur de 1^{ère} espèce, indépendant des coordonnées d'espace, qui ne représente qu'un artifice de calcul et auquel nulle signification ou interprétation physique ne sont données ⁽⁶⁾. D'après les considérations de la référence ⁽²⁾, on doit formellement faire correspondre à x une valeur $+1$ de U et à x_a et x_b des « états de charge » $+1$ et 0 respectivement.

Pour construire l'hamiltonien des interactions faibles, on utilise les règles suivantes. Formellement,

- 1) l'interaction doit contenir linéairement l'isospineur x ;
- 2) elle doit conserver le U total;
- 3) elle doit être un isoscalaire vrai (conserver le I total);
- 4) l'isospineur x doit être tel que dans la représentation où τ_3 est diagonal, $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, il ne possède que la composante neutre;
- 5) la conservation des baryons est bien entendu imposée.

Étant donné que x a une valeur de U égale à 1, les conditions 1) et 2) fournissent la loi $\Delta U = \pm 1$ pour les particules en jeu. De même des conditions 1) et 3) résulte la loi $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ puisque le spin isotopique de x est égal à $\frac{1}{2}$.

La condition 4) conduit à la loi absolue de la conservation de la charge des particules. En effet les conditions $\Delta I_{\text{total}} = \Delta U_{\text{total}} = 0$ fournissent $\Delta Q_{\text{total}} = 0$ d'où, grâce à 4) $\Delta Q_{\text{particules}} = 0$.

Les règles données ci-dessus conduisent bien (après suppression du symbole x_b de l'écriture) à une composante d'un isospineur de 1^{ère} espèce formé à

⁽⁷⁾ K. M. WATSON: *Phys. Rev.*, **85**, 852 (1952)

l'aide des opérateurs τ_k et dans des champs des particules mises en jeu. Noter que l'emploi du x est essentiellement un artifice commode pour construire de la manière la plus générale possible des composantes d'isospineurs qui satisfassent à la conservation de la charge, à la règle $\Delta U = \pm 1$ et, bien entendu, à la règle $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$.

Afin de montrer comment il convient de procéder dans la pratique considérons le cas d'une interaction $\Lambda, \mathcal{N}, \pi$ ($\mathcal{N}$: nucléon) dans l'hypothèse où celle-ci est due à un couplage direct. Le seul produit qu'il soit possible de former avec les champs (*) $\Lambda, \mathcal{N}, \pi, x$ et qui satisfasse aux conditions 1) à 5) est

$$(1) \quad g \bar{\mathcal{N}} \tau x \Lambda \pi + \text{c.c.}$$

qui développé, s'écrit

$$(2) \quad g[\sqrt{2} \bar{p} x_0 \Lambda \pi + \sqrt{2} \bar{n} x_+ \Lambda \pi^* + (\bar{p} x_+ - \bar{n} x_0) \Lambda \pi^0] + \text{c.c.}$$

On ne conserve que les termes en x_0 , soit

$$(3) \quad g[\sqrt{2} \bar{p} \Lambda \pi - \bar{n} \Lambda \pi^0] + \text{c.c.},$$

termes qui décrivent les désintégrations $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ et $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ respectivement. Le rapport des constantes de couplage pour ces deux processus est ainsi déterminé (noter que l'exemple du Λ est trop simple pour être intéressant: le rapport de branchement, 2, se déduit de façon générale de la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ qui impose au système final d'être dans un état $\frac{1}{2}$ pur).

De même s'il existe un couplage direct pour l'interaction $\Sigma, \mathcal{N}, \pi$ celui-ci s'écrit généralement,

$$(4) \quad g \bar{\mathcal{N}} x \Sigma \pi + i g' \bar{\mathcal{N}} \tau x [\Sigma \times \pi] + \text{c.c.} \rightarrow \\ \rightarrow g \bar{n} (\Sigma^+ \pi^* + \Sigma^- \pi + \Sigma^0 \pi^0) + g' [\bar{n} (\Sigma^- \pi - \Sigma^+ \pi^*) + \sqrt{2} \bar{p} (\Sigma^0 \pi - \Sigma^+ \pi^0)] + \text{c.c.}$$

expression où apparaissent cette fois deux constantes de couplage, g, g' a priori indépendantes.

On pourrait multiplier de tels exemples et écrire des couplages directs $\Xi, \Lambda, \pi; \theta, \mathcal{N}, \mathcal{N}$ etc, comme aussi des couplages directs, $\Lambda, \mathcal{N}, \mathcal{N}, \mathcal{N}$ etc. De façon générale il est clair que le présent formalisme réduit le nombre de constantes arbitraires (constantes de couplages relatives à chaque mode de désintégration).

(*) Pour les opérateurs de champs $\psi_\Lambda, \psi_{\mathcal{N}}$ etc, la notation simplifiée $\Lambda, \mathcal{N}$ etc, est utilisée.

4 – Discussion des différents types d'interaction

Le formalisme décrit dans la section précédente, s'applique également bien aux divers types d'interactions faibles (Fermi, Yukawa, etc.), par suite il ne permet évidemment pas de faire un choix entre ces divers schémas possibles.

L'interaction universelle de Fermi rend remarquablement bien compte des phénomènes qui mettent uniquement en jeu les nucléons et les leptons. Une manière d'expliquer la désintégration du méson π est de la considérer comme un processus indirect faisant intervenir l'interaction précédente, à laquelle on doit alors donner la forme $S \pm T + \sim 0.04A$, forme qui n'est évidemment guère satisfaisante pour l'esprit. Il a été suggéré par DALLAPORTA ⁽⁸⁾ et GELL-MANN ⁽⁹⁾ d'étendre ce type d'interaction aux hyperons et aux mésons lourds et de supposer par conséquent que le couplage universel de Fermi régit toutes les interactions faibles. Ces auteurs ont montré que tous les différents modes de désintégration connus peuvent être décrits de cette manière, tout au moins qualitativement.

Il est difficile d'expliquer, si l'on s'en tient simplement à cette hypothèse, la différence des vies moyennes du θ^+ et du θ^0 par exemple. Remarquons toutefois qu'il est possible de conjuguer notre formalisme avec une telle théorie, mais uniquement bien entendu en ce qui concerne les interactions mettant en jeu un nombre impair d'isofermions.

Ceci permet de lever l'objection précédente mais risque d'en soulever de non moins graves. En effet, on ne voit actuellement aucune raison, si l'on fait usage dans la théorie des règles $\Delta U = \pm 1$, $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$, de traiter à pied d'égalité des processus qui, apparemment, n'obéissent pas à ces règles (radioactivité β , désintégration du méson π , ...) et des processus qui y obéissent. Il nous semble donc que la généralisation d'une interaction universelle de Fermi aux phénomènes en question, bien que possible et même sous certains aspects séduisante, constitue en définitive une hypothèse encore assez fragile qui est loin de donner entière satisfaction à certains égards.

Pour ces raisons on ne saurait à l'heure actuelle éliminer entièrement l'hypothèse selon laquelle existeraient aussi des interactions faibles du type de Yukawa. Il est en particulier fort concevable que les interactions qui mettent en jeu les règles $\Delta U = \rightarrow 1$, $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ soient de ce type. Peut-être un avantage de cette manière de voir est-il de séparer de façon distincte les interactions qui conservent U de celles qui ne le conservent pas.

Bien entendu, cet avantage ne serait réel que dans le cas où la désintégra-

⁽⁸⁾ N. DALLAPORTA: *Nuovo Cimento*, **1**, 962 (1955).

⁽⁹⁾ M. GELL-MANN: *Report at the Pisa Conference on Elementary Particles* (1955), non publié.

tion π - μ pourrait s'expliquer à l'aide de la radioactivité β , qui du point de vue de la conservation de U est tout à fait analogue (*) Ceci implique bien entendu la présence de 0.04 environ de couplage axial. Si l'analyse des spectres β en venait à exclure cette dernière possibilité il faudrait supposer un couplage direct de Yukawa entre π , μ , ν . Dans ces conditions, les hypothèses selon lesquelles les couplages $\Delta U = \rightarrow 1$, $\Delta I = \rightarrow \frac{1}{2}$ sont du type de Fermi ou du type de Yukawa, apparaîtraient a priori comme également légitimes.

Il nous semble donc que l'alternative suivante se pose: ou bien il existe environ 0.04 de couplage axial dans l'interaction β et l'on a uniquement deux genres d'interaction faibles ($\Delta U = 0$, $\Delta U = \pm 1$) qui peuvent être du même type (Fermi) ou de types différents (Fermi, Yukawa) ou bien la présence de couplage axial est définitivement exclue par l'expérience et alors trois genres d'interaction peuvent a priori exister: (Fermi, $\Delta U = 0$), (Yukawa, $\Delta U = 0$), (Fermi ou Yukawa, $\Delta U = \pm 1$). D'une telle discussion on peut seulement conclure que la question de l'existence d'un faible pourcentage de couplage axial dans l'interaction β est d'un intérêt primordial.

5 – Effet des interactions fortes sur les désintégrations des hypérons et des mésons lourds

Bien que les désintégrations soient essentiellement dues aux interactions faibles, il ne serait pas légitime de négliger complètement les influences que peuvent exercer sur ces processus, aux ordres supérieurs, les interactions fortes. Les corrections à apporter de ce fait peuvent être divisées en deux catégories, corrections de vertex et interactions dans l'état final.

On peut estimer raisonnablement que les corrections de vertex ne doivent pas apporter de modifications considérables: l'argument consiste à estimer l'« ordre » d'un graphe en utilisant la définition de l'« ordre » donnée par CHEW⁽¹⁰⁾: si f est la constante de couplage fort, g celle de couplage faible, n le nombre de vertex élémentaires d'interaction forte, m le nombre d'états intermédiaires pouvant « résonner » avec l'état initial, l'« ordre » défini par cet auteur est $g f^{n-2m}$. Il est alors facile de constater que toute correction de vertex est d'« ordre » supérieur ou égal à gf^2 , c'est-à-dire d'« ordre » supérieur au graphe élémentaire dont on est parti: négliger de telles corrections constitue donc à tout le moins une approximation cohérente.

Il n'en va pas de même en ce qui concerne les interactions dans l'état final, les graphes correspondants pouvant très bien avoir l'« ordre » g : aussi convient-il d'étudier leur influence (*).

(*) Du moins dans l'hypothèse $U_e = U_\mu = U_\nu = 0$; mais des hypothèses différentes ne semblent guère pouvoir améliorer la situation prise dans son ensemble.

(10) G. F. CHEW: *Phys. Rev.*, **94**, 1755 (1954).

Les états finaux sont composés soit de leptons pour lesquels cette interaction est négligeable, soit de deux ou plusieurs mésons π pour lesquels vraisemblablement l'interaction n'est pas encore appréciable aux énergies correspondant à la valeur Q des réactions, soit enfin d'un méson π et d'un baryon. C'est ce dernier cas qu'il convient d'examiner.

Soit d'abord un hypéron de spin isotopique (I, I_3) se désintégrant en un nucléon de spin isotopique $(m = \frac{1}{2}, m_3)$ et un méson π de spin isotopique $(t = 1, t_3)$ (*). Soient, d'autre part, $B_I^{I_3 m_3}$ ($T_I^{I_3 m_3}$) les éléments de matrice des processus de désintégration lorsqu'on néglige (tient compte de) l'interaction dans l'état final. À partir d'un développement en approximations de Born successives on obtient l'équation (approximation de Tamm-Dancoff) reliant les T aux B , qui s'écrit

$$(6) \quad T_I^{I_3 m_3}(\mathbf{p}) = B_I^{I_3 m_3}(\mathbf{p}) + \sum_{m_3, \mathbf{q}} \frac{\mathcal{C}^{m_3 m_3}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) B_I^{I_3 m_3}(\mathbf{q})}{E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}} + i\eta}$$

où $\mathcal{C}^{m_3 m_3}(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ est l'élément de matrice de la diffusion élastique π -nucléon pris entre des états de moment relatif $\mathbf{q}$ et $\mathbf{p}$.

On peut développer les quantités $B_I^{I_3 m_3}$, $T_I^{I_3 m_3}$ en valeurs propres du spin isotopique total i de l'état final. Anticipant légèrement sur ce qui formera le sujet de la section 6.1, on peut écrire de façon générale

$$(7) \quad B_I^{I_3 m_3} = \sum_i C_{1\frac{1}{2}}(i, i_3, t_3, m_3) B_{Ii} C_{I\frac{1}{2}}(i, i_3, I_3, -\frac{1}{2})$$

$$(8) \quad T_I^{I_3 m_3} = \sum_i C_{1\frac{1}{2}}(i, i_3, t_3, m_3) T_{Ii} C_{I\frac{1}{2}}(i, i_3, I_3, -\frac{1}{2})$$

Portant (7) et (8) dans (6) on obtient après un calcul élémentaire

$$(9) \quad T_{Ii}(\mathbf{p}) = B_{Ii}(\mathbf{p}) + \sum_{\mathbf{q}} \frac{\mathcal{C}_i(\mathbf{p}, \mathbf{q}) B_{Ii}(\mathbf{q})}{E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}} + i\eta}$$

La matrice K correspondante est définie par

$$(10) \quad K_{Ii}(\mathbf{p}) = B_{Ii}(\mathbf{p}) + P \sum_{\mathbf{q}} \frac{\mathcal{K}_i(\mathbf{p}, \mathbf{q}) B_{Ii}(\mathbf{q})}{E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}}},$$

la notation $\mathcal{K}_i$ étant évidente. T et K sont alors liés par la relation

$$(11) \quad T_{Ii} = K_{Ii} - i\pi\varrho \mathcal{C}_i K_{Ii},$$

(*) On a dans les cas étudiés $I_3 = m_3 + t_3 + \frac{1}{2} = i_3 + \frac{1}{2}$

où ϱ est la densité des états finaux. La démonstration de (11) ne sera pas donnée ici car elle est très similaire à celle de l'équation de Heitler qui est bien connue ⁽¹¹⁾

De (11) et de l'équation de Heitler relative à la diffusion élastique on déduit immédiatement que

$$(12) \quad T_{Ii} = K_{Ii} \frac{\mathcal{C}_i}{\mathcal{R}_i} = K_{Ii} \exp[i\delta_i] \cos \delta_i,$$

où δ_i est le déphasage relatif à l'onde de spin isotopique i . δ_i est une notation abrégée pour δ_{IJi} , où J , le moment angulaire total, est égal au spin de l'hypéron initial et où I est déterminé par la parité de cet hypéron relative à celle du nucléon et par J .

On sait que la résolution numérique de l'équation de Tamm-Dancoff pour la diffusion élastique fournit $\mathcal{R}_i(p, q)$ pour des valeurs arbitraires (non nécessairement égales), de p et de q . Ceci permet de calculer K_{Ii} à partir de l'équation (10). Si toutefois on désire seulement une première estimation il semble suffisant d'employer l'approximation

$$\frac{K_{Ii}}{\mathcal{R}_i} \approx \frac{B_{Ii}}{\mathcal{B}_i},$$

où $\mathcal{B}_i$ est l'approximation de Born relative à la diffusion élastique dans l'onde i . L'équation (13) s'écrit alors

$$(14) \quad T_{Ii} = B_{Ii} z_i$$

avec

$$(15) \quad z_i = \frac{\mathcal{R}_i}{\mathcal{B}_i} \exp[i\delta_i] \cos \delta_i$$

Étant donné que $\mathcal{R}_i$ est pris maintenant pour $q = p$ l'évaluation de $\mathcal{R}_i/\mathcal{B}_i$ est simple. Un exemple sera donné dans la section suivante.

Connaissant les T_{Ii} on obtient les $T_I^{I_3 m_3}$ nécessaires pour le calcul des diverses désintégration par la formule (8).

Le cas $\Xi \rightarrow \Lambda + \pi$ se traite bien entendu de manière similaire mais nécessite une étude préalable de la diffusion Λ, π .

⁽¹¹⁾ M. GOLDBERGER: *Phys. Rev.*, **84**, 929 (1951)

6 – Désintégration des hypérons

6.1 Conséquences de la théorie générale – Comme il a été dit dans la section 2, il est possible de déduire certaines conséquences importantes du seul fait que l'hamiltonien est supposé être une composante d'isospineur, c'est à dire sans aucune hypothèse relative aux types des interactions faibles (Fermi ou Yukawa, par exemple)

Soit $T_q^{\frac{1}{2}}$ une telle composante d'isospineur. Les éléments des matrice $\langle i, i_3 | T_q^{\frac{1}{2}} | I, I_3 \rangle$ où (i, i_3) caractérise un état propre du spin isotopique total de l'état final peuvent s'écrire

$$(16) \quad \langle i, i_3 | T_q^{\frac{1}{2}} | I, I_3 \rangle = \langle i || T^{\frac{1}{2}} || I \rangle C_{I \frac{1}{2}}(i, i_3, I_3, q)$$

Remarquons que si U_{in} et U_f sont les U initial et final, la conservation de la charge jointe à la relation $Q = I_3 + U/2$ donne

$$(17) \quad q = i_3 - I_3 = \frac{U_{\text{in}} - U_f}{2} = -\frac{\Delta U}{2}$$

Ainsi la lois $\Delta U = \pm 1$ a-t-elle pour effet que la conservation de la charge est toujours satisfaite par l'une des deux valeurs possible du nombre quantique q , qui sont $\pm \frac{1}{2}$: par exemple pour la désintégration des hypérons $q = -\frac{1}{2}$

Les formules (7) et (8) de la section 5, s'obtiennent immédiatement à l'aide de (16). La formule (8) entraîne, en ce qui concerne la désintégration des hypérons, les conséquences suivantes

Cas du Λ – D'après (8), ou d'après la règle $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$, seul l'état final $i = \frac{1}{2}$, $i_3 = -\frac{1}{2}$ est possible. (8) donne le résultat connu

$$(18) \quad \frac{T_{(\Lambda \rightarrow p^-)}}{T_{(\Lambda \rightarrow n^0)}} = \frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{T_0^{-\frac{1}{2}}} = -\sqrt{2},$$

le rapport de blanchement des deux modes de désintégration du Λ est donc 2

Cas du Ξ – D'une manière analogue on peut calculer le rapport des vies moyennes du Ξ^0 et du Ξ^- . Il vient

$$(19) \quad \tau^0/\tau^- = 2$$

Cas du Σ – Pour la désintégration du Σ^+ , (8) donne

$$(20) \quad \frac{T(\Sigma^+ \rightarrow n^+)}{T(\Sigma^+ \rightarrow p^0)} = -\frac{2\sqrt{2} - \alpha}{2 + \sqrt{2}\alpha}$$

avec

$$(21) \quad \alpha = T_{1\frac{3}{2}}/T_{1\frac{1}{2}}$$

Le rapport de blanchement entre les deux modes de désintégration du Σ^+ ,

$$(22) \quad \varrho = (\Sigma^+ \rightarrow n^+)/(\Sigma^+ \rightarrow p^0)$$

est donc

$$(22') \quad \varrho = \left| \frac{2\sqrt{2} - \alpha}{2 + \sqrt{2}\alpha} \right|^2$$

D'autre part la probabilité totale de désintégration du Σ^+ est proportionnelle à

$$(23) \quad |T(\Sigma^+ \rightarrow n^+)|^2 + |T(\Sigma^+ \rightarrow p^0)|^2 = |T_{1\frac{1}{2}}|^2 + \frac{1}{4}|T_{1\frac{3}{2}}|^2$$

et celle du Σ^- (avec le même coefficient de proportionnalité) à

$$(24) \quad \frac{3}{4}|T_{1\frac{3}{2}}|^2$$

d'où, pour le rapport R des vies moyennes

$$(25) \quad R = \tau^-/\tau^+ = \frac{1}{3} + \frac{4}{3}|\alpha|^{-2}$$

La quantité α donnée par (22) est complexe. Il faut cependant noter que, grâce aux considérations de la section 5, l'argument de cette quantité complexe est connu si l'on connaît le spin et la parité du Σ , c'est-à-dire les moments angulaires total J et orbital l du système final: la formule (12) donne en effet

$$(26) \quad \alpha = \pm |\alpha| \exp[i(\delta_{lJ\frac{3}{2}} - \delta_{lJ\frac{1}{2}})],$$

où les δ sont les déphasages de la diffusion élastique π -nucléon pour une énergie de $Q = 115$ MeV dans le système c.m.

A l'aide de (26) il est possible d'éliminer α entre (22') et (25). Ceci conduit à la relation

$$(27) \quad \cos^2(\delta_{lJ\frac{3}{2}} - \delta_{lJ\frac{1}{2}}) = \frac{[9R - (3R + 1)(\varrho + 1)]^2}{8(\varrho + 1)^2(3R - 1)}$$

entre les rapports R , ϱ et les déphasages. Une telle relation devrait être accessible à l'expérience. Il convient de remarquer que cette relation est très gênée-

rale et découle uniquement du caractère isospinoiel de l'interaction. Si Σ est de la classe $(\frac{1}{2}+)$ le premier membre de (27) est $\cos^2(\delta_{31} - \delta_{11})$ selon les notations conventionnelles, donc très voisin de l'unité. Si Σ est de la classe $(\frac{1}{2}-)$ ce même premier membre est $\cos^2(\delta_3 - \delta_1)$. Si Σ est de la classe $(\frac{3}{2}+)$ il vaut $\cos^2(\delta_{33} - \delta_{13})$, quantité qui est voisine de zéro, enfin si Σ est de la classe $(\frac{3}{2}-)$ ou de spin supérieur à $\frac{3}{2}$ le premier membre de (27) fait intervenir uniquement les déphasages des ondes D et au dessus et est donc de nouveau très voisin de l'unité. On voit que de la mesure des rapports R et ϱ et de la relation (27) il est possible d'extraire certaines indications quant au spin et à la parité du Σ .

Le cas où Σ serait de la classe $(\frac{3}{2}+)$ mérite une mention spéciale: en effet en raison du voisinage de la résonance il est alors hautement vraisemblable, en raison de la formule (14), que $|\alpha| \gg 1$ (cf équ. (21)). (22') et (25) donnent alors (*) (*):

$$(28) \quad \varrho \approx \frac{1}{2}; \quad R \approx \frac{1}{3}; \quad (\Sigma \in \frac{3}{2}+)$$

De façon générale (25) montre que $1/R$ est nécessairement compris entre 0 et 3. Quant à ϱ on peut montrer par (22') que ses valeurs maxima et minima sont données par les deux racines de l'équation

$$(29) \quad x^2 - x \left[\frac{9}{2} \cot^2(\delta_{1/2} - \delta_{3/2}) + \frac{5}{2} \right] + 1 = 0$$

6.2 Usage d'interactions de Yukawa — Les résultats de la section 6.1 sont, comme il a été souligné, tout à fait généraux. Il faut s'attendre à ce que le formalisme développé dans la section 3 puisse apporter des précisions nouvelles en contrepartie des hypothèses qu'on est alors amené à introduire de surcroît. Si l'on admet par exemple que le type des interactions faibles est celui de Yukawa (cfr section 4) il est possible à l'aide de la formule (4) d'évaluer les probabilités w des divers modes de désintégration des Σ . On a

$$(30) \quad w(\Sigma^+ \rightarrow n^+) = 2\pi\hbar^{-1} \left| \frac{2}{3}(-g + 2g')z_{\frac{1}{2}} - \frac{1}{3}(g + g')z_{\frac{3}{2}} \right|^2 \varrho_{\Sigma},$$

$$(31) \quad w(\Sigma^+ \rightarrow p^0) = 2\pi\hbar^{-1} \left| \frac{\sqrt{2}}{3}(-g + 2g')z_{\frac{1}{2}} + \frac{\sqrt{2}}{3}(g + g')z_{\frac{3}{2}} \right|^2 \varrho_{\Sigma}$$

$$(32) \quad 1/\tau_{\Sigma^-} = w(\Sigma^- \rightarrow n^-) = 2\pi\hbar^{-1}(g + g')^2(z_{\frac{3}{2}})^2 \varrho_{\Sigma},$$

(*) En ce qui concerne la valeur de ϱ comparer avec HOLLADAY, réf. (12)

(12) W. G. HOLLADAY: *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1, 51 (1956)

où ϱ_Σ est la densité des états finaux (*) D'où en particulier

$$(33) \quad R = \tau^-/\tau^+ = (1 + 2\gamma^2)/3$$

avec

$$(34) \quad \gamma = z_{\frac{1}{2}}(z_{\frac{3}{2}})^{-1}(-g + 2g')(g + g')^{-1}$$

Deux quelconques de ces quantités permettent d'obtenir les constantes g et g' relatives au Σ . On s'aperçoit aisément que le cas $g = -g'$ et $g = 2g'$ correspondent à des états finaux $\frac{1}{2}$ pui et $\frac{3}{2}$ pui respectivement. Ainsi le cas $g = -g'$ doit être rejeté, à moins que la vie moyenne du Σ^- ne soit beaucoup plus longue que celle du Σ^+ . Le cas $g = g'$ impliquerait en approximation de Born ($z_i = 1$) que Σ^+ se désintègre uniquement en $p + \pi^0$. Toutefois l'interaction dans l'état final modifie ce résultat: si par exemple Σ a le spin $\frac{1}{2}$ et la parité $+$, le rapport ϱ défini par (22) devient égal à $2/25$; si Σ est une particule ($\frac{3}{2}+$), ϱ devient égal à $\frac{1}{2}$, résultat déjà obtenu d'une manière plus générale (cf section 6.1).

A partir de l'hamiltonien (3) on obtient d'une façon analogue les probabilités de désintégration du Λ .

$$(35) \quad w(\Lambda \rightarrow n^0) = \frac{1}{2}w(\Lambda \rightarrow p^+) = 2\pi\hbar^{-1}g_\Lambda^2(z_{\frac{1}{2}})^2\varrho_\Lambda,$$

où cette fois $z_{\frac{1}{2}}$ doit être évalué pour l'énergie 37 MeV.

Enfin pour Ξ on obtient de même

$$(36) \quad \frac{1}{2}w(\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-) = w(\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0) = 2\pi\hbar^{-1}g_\Xi^2(z_1)^2\varrho_\Xi$$

z_1 peut être calculé par une méthode de Tamm-Dancoff appliquée à la diffusion $\pi\Lambda$.

Les formules précédentes permettent en principe de déterminer les diverses constantes g à partir de l'expérience. Malheureusement les connaissances expérimentales dans ce domaine sont encore trop préliminaires. Il est clair que l'on peut toutefois faire à priori des hypothèses plus ou moins plausibles sur les valeurs relatives de ces constantes et en tirer des relations entre les diverses probabilités de désintégration. Ainsi, par exemple, il serait séduisant de supposer que toutes ces constantes sont égales. Cependant afin de vérifier une telle hypothèse il nous semble essentiel de tenir compte de l'influence des

(*) Les z sont donnés par (15). Ainsi si Σ est de la classe ($\frac{1}{2}+$) les formules (1') de CHEW (réf. (13)) fournissent aisément $\mathcal{K}_{\frac{1}{2}}/\mathcal{D}_{\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{3}$, $\mathcal{K}_{\frac{3}{2}}/\mathcal{D}_{\frac{3}{2}} \approx \frac{2}{3}$, ceci en raison du voisinage de la résonance $I=J=\frac{3}{2}$.

(13) G. F. CHEW: *Phys. Rev.*, **89**, 591 (1953).

interactions fortes, évaluée dans la section 5. Remarquons que l'hypothèse de constantes de Yukawa égales semble difficilement compatible avec celle d'un Σ de la classe $(\frac{1}{2}+)$ étant donné la faible valeur du rapport de branchement dans ce cas (voir plus haut). Elle ne serait pas incompatible avec un Σ de la classe $\frac{3}{2}+$.

Du point de vue des considérations qui précèdent, l'hypothèse selon laquelle les interactions faibles seraient du type de Fermi est moins attrayante, non seulement à cause de la plus grande complexité des graphes mais surtout à cause du fait que le nombre de constantes arbitraires mises en jeu est alors plus grand.

7 - Conclusion

Pour résumer, l'essentiel de ce travail se trouve dans l'hypothèse selon laquelle l'hamiltonien des interactions faibles est une composante d'un isospineur (règle $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$). De cette hypothèse des conclusions expérimentalement vérifiables peuvent être déduites, dont certaines sont tout à fait indépendantes de la forme exacte des termes d'interaction ainsi que des constantes de couplage: des exemples ont été donnés dans la section 6.1. Une autre propriété générale concerne, rappelons-le, les lois de désintégration du θ^+ et du θ^0 : la forme isospinorielle du terme d'interaction assurant la validité de la règle $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ interdit de ce fait (*) $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, ce qui signifie que la vie moyenne du θ^+ est beaucoup plus longue que celle du θ^0 .

D'autre part nous avons pu expliciter les hamiltoniens, ceci à l'aide de l'artifice de l'isospineur x , ce qui nous aurait permis, moyennant certaines hypothèses sur les constantes de couplage, d'obtenir des relations entre les probabilités des différents modes de désintégration des diverses particules et les vies moyennes. Le problème de l'influence des interactions fortes sur les processus de désintégration a été envisagé et il se trouve, tout au moins dans le cas des désintégrations des hypérons, que cet effet peut être important. On doit donc en tenir compte pour l'établissement ou la vérification de l'hypothèse attribuant aux rapports entre les constantes de couplage des valeurs numériques simples ou, ce qui serait plus séduisant encore, la valeur 1.

(*) Pour θ scalaire

Note sur preuves

Après envoi à l'Editeur du présent article, nous avons eu connaissance du travail de R. GATTO: *Nuovo Cimento*, **2**, 318 (1956) qui propose la même hypothèse et parvient à des résultats similaires à plusieurs égards à ceux présentés ici.

Enfin il semble se dégager de la discussion de la section 4 qu'aucune raison profonde n'existe à l'heure actuelle pour croire à une interaction généralisée de Fermi représentant toutes les interactions faibles, y compris celles des hyperons et mésons lourds. Une interaction du type de Yukawa mettant en jeu ces particules aurait tout au moins le mérite de la simplicité.

RIASSUNTO (*)

Per giustificare la regola di selezione $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ che sembra presiedere al decadimento degli iperoni e dei mesoni pesanti si prende la relativa hamiltoniana di interazione come la componente di uno spinore di prima specie nello spazio isotopico. Questo è sufficiente a fornire senza ulteriori ipotesi riguardo ai tipi di interazione e al numero di hamiltoniane indipendenti, alcune relazioni (v. Sez. 6) suscettibili di essere saggiate sperimentalmente e di fornire anche elementi, specialmente sullo spin e la parità dei Σ . Ciò è in parte dovuto al fatto che lo scattering nello stato finale influenza in una certa misura le probabilità di decadimento. Si dà anche un mezzo opportuno per scrivere le suddette hamiltoniane in forma esplicita. Ciò porta alla discussione sulla scelta tipo Fermi tipo Yukawa. Allo stato attuale delle cose non si possono portare argomenti convincenti a favore di uno dei due tipi. Scegliendo, a causa della sua maggior semplicità, un tipo Yukawa, si esaminano le conseguenze di alcune scelte naturali delle costanti di accoppiamento.

(*) Traduzione a cura della Redazione