Séminaire L. de Broglie.
Théories physiques

B. d'Espagnat
J. Prentki

Aspects théoriques des hypérons et des mésons lourds

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 26 (1956-1957), exp. nº 13, p. 1-8
<http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1956-1957__26__A11_0>

Faculté des Sciences de Paris
-:-:-:-
Séminaire de THÉORIES PHYSIQUES
(Séminaire Louis de BROGLIE)
Année 1956/57
-:-:-:-

Exposé n° 13

ASPECTS THÉORIQUES DES HYPÉRONS ET DES MÉSONS LOURDS.

(Résumé de l'Exposé de B. d'ESPAGNAT et J. PRENTKI, le 26.3.1957).

1.- Situation expérimentale.

a) Pour les baryons : le doublet de charge (N , P) , le singulet Λ^0 , le triplet $\Sigma^{\pm 0}$ et le doublet (probablement) Ξ^{-0} . Les vies moyennes sont de l'ordre de 10^{-10} sec. Les masses sont bien connues.

b) Pour les mésons $K^{\pm}$: nombreux modes de désintégration (K_{π_2} , K_{π_3} , K_{μ_2} , K_{μ_3} , K_{ℓ_3}) . Mêmes masses, mêmes vies moyennes, mêmes fonctions d'excitation, mêmes sections effecaces de diffusion. La difficulté τ , Q qui était essentielle disparaît actuellement à cause de la non conservation de parité. Il n'y aurait donc qu'un seul méson K avec différents modes de désintégration, formant un doublet de charge $K^{+,0}$ (et les antiparticules $K^- = \overline{K}^+$ et $\overline{K}^0$) .

2.- Paradoxe longues vies moyennes.

Importantes sections efficaces de production. Il faut introduire trois types d'interaction :

les fortes ($G^2 \sim 1/10$) , les élm. ($\ell^2 = 1/137$), les faibles ($g^2 \sim 10^{-12}$) .

3.- Modèle de la production associée de Pais.

Les particules nouvelles sont créées en paire. Par exemple :

α) $\pi^- + P \to \Lambda^0 + K^0$, $N + N \to \Lambda^0 + K + N$, etc.

Confirmation partielle par l'expérience. Difficultés cependant car

β) $N + N \to \Lambda + \Lambda$, $\Sigma + \Lambda$ etc. (type associé)

ne sont jamais observées, tandis que

$\pi^- + N \to \Xi + K^0 + K^0$ intervient

Le modèle de Pais est insuffisant.

4.- $\overline{K}^0 \neq K^0$

de α) $N \rightarrow \Lambda^0 + K^0$; $K^0 \rightarrow N + \overline{\Lambda}^0$, $\overline{K}^0 \rightarrow \overline{N} + \Lambda^0$.

de β) $\Lambda + \overline{N} \not\rightarrow \overline{\Lambda} + N$ donc $\overline{K}^0 \neq K^0$.

Bien que K^0 soit un boson neutre, l'absence de β) indique que K^0 est essentiellement différent de $\overline{K}^0$. On s'attend à une propriété similaire pour K^+ et K^- . En effet $\pi^- + P \rightarrow \Sigma^- + K^+$ observé, $\rightarrow \Sigma^+ + K^-$ jamais, etc. $K^+ + \gamma \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$ jamais $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ observé. En général, on peut créer facilement des K^+ . Les K^- doivent être créés en paire avec un K^+ ou K^0 . Les K^- peuvent être "absorbés", les K^+ non.

Il faut un nouveau nombre quantique.

5.- <u>Théorie phénoménologique de l'étrangeté.</u>

Postulats :

a) 3 types d'interaction : fortes, élm., faibles.

b) A chaque particule on attache un nombre quantique, S , l'étrangeté. C'est un nombre quantique additif.

c) Les interactions fortes et élm. conservent l'étrangeté. Les faibles la violent.

d) Principe (très restrictif) dit "de l'état totalitaire" : tout ce qui est permis est obligatoire.

Les attributions sont les suivantes :

	S	N	U	I
Ξ	-2	1	-1	$\frac{1}{2}$
Σ	-1	1	0	1
Λ	-1	1	0	0
$\mathfrak{N}$	0	1	1	$\frac{1}{2}$
K	1	0	1	$\frac{1}{2}$
π	0	0	0	1

TABLEAU I.

Pour les anti-particules changer les signes de S , N , U .

Avec a) ... d) et les attributions de S' du tableau I , on trouve un accord parfait avec l'expérience. Autre manière de procéder :

Définissant $\mathcal{U} = S + N$ et interprètant ce nombre quantique (par analogie avec $-1 \leq N \leq 1$ - nb. de fermions) comme nb. d' "isofermions" ($-1 \leq \mathcal{U} \leq 1$, les isofermions étant N , K et $\overline{\Xi}$) on obtient les règles de sélections voulues en postulant que les interactions fortes et élm. conservent le nombre des fermions et des isofermions. C'est probablement à partir de ce point de vue qu'il est le plus aisé de construire un formalisme pour l'étrangeté.

6.- Question de la conservation du spin isotopique dans les interactions fortes.

Cette conservation est généralement adoptée. Un argument en sa faveur est donné par l'indépendance des F.N. par rapport à la charge dans les cas des systèmes $(\mathcal{N}, \mathcal{N})$ et $(\mathcal{N}, \pi)$. Elle peut être directement testée par l'étude des rapports des réactions du type

$$K^- + d \rightarrow \left.\begin{matrix} \Sigma^0 + \pi^- + p \\ \Sigma^- + \pi^0 + p \end{matrix}\right\} 1 \quad \text{ou} \quad \left.\begin{matrix} \Sigma^- + p \\ \Sigma^0 + p \end{matrix}\right\} 2$$

L'attribution des spins isotopiques est faite dans la dernière colonne du tableau I . On a la relation générale :

$$Q = I_3 + \frac{S + N}{2} = I_3 + \frac{\mathcal{U}}{2}$$

7.- Principe de l'interaction élm. minima.

Les interactions élm. se déduisent du Lagrangien libre et du Lagrangien des interactions fortes par la règle habituelle

$$\frac{\partial}{\partial X_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial X_\mu} - ie\, Q\, A_\mu$$

Ce principe assure l'invariance jauge et rend bien compte des propriétés de l'étrangeté à partir de l'espace du spin isotopique.

8.- Théorie semi-phénoménologique de l'étrangeté.

Les charges sont prises de l'expérience. On postule l'invariance par rapport aux rotations dans l'espace du spin isotopique.

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha I_3}\psi \quad \text{laisse} \quad \mathcal{L} \quad \text{invariant.}$$

De l'invariance jauge (conservation de la charge)

$\psi \rightarrow e^{iQ\alpha}\psi$ laisse $\mathcal{L}$ invariant.

$$\mathfrak{N} = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix} \qquad Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\Xi = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix} \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix} \qquad Q = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Λ

Σ , π $\qquad I_3 = Q = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 0 & \\ & & -1 \end{pmatrix}$

Pour $\alpha = \pi$

N , K	$\psi \longrightarrow -\tau_3\psi$	spineur 1e espèce.
Ξ	$\psi \longrightarrow \tau_3\psi$	" 2e "
Λ	$\Lambda \longrightarrow \Lambda$	scalaire
Σ	$\begin{pmatrix} \Sigma_1 \\ \Sigma_2 \\ \Sigma_3 \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} -\Sigma_1 \\ -\Sigma_2 \\ -\Sigma_3 \end{pmatrix}$	ps. vecteur

Si d'après Cartan, pour une réflexion par rapport à un plan $\perp \vec{a}$, avec la matrice $A = \vec{a}\,\vec{\tau}$, on définit $\psi \longrightarrow \pm A\psi$, la transformation $\psi \longrightarrow e^{i\pi Q}\psi$ est une réflexion par rapport au plan 1 , 2 des grandeurs ci-dessus, avec $\mathcal{U} = 2Q - I_3$

$$\psi \rightarrow e^{i\frac{\pi}{2}\mathcal{U}}\psi$$

est une inversion. On obtient une interprétation géométrique de Q et de $\mathcal{U}$ en incluant les retournements dans l'espace du spin isotopique. L'opérateur de la charge est lié à une réflexion par rapport au plan 1 , 2 , $\mathcal{U}$ est lié à l'inversion.

Si l'on définit la parité dans l'espace isotopique par

$$p = e^{i\frac{\pi}{2}\mathcal{U}}$$

donc parité de N , K	i
Ξ	$-i$
Λ, Σ, π	1

La conservation de $\mathcal{U}$ se ramène à la conservation de la parité dans cet espace.

9.- Théorie axiomatique de l'étrangeté.

Postulats :

1) Conservation de N (nombre des baryons).

2) Le Lagrangien des interactions fortes est invariant par rapport aux rotations et réflexions dans l'isoespace.

3) Les interactions élémentaires ne font intervenir pas plus que 2 champs isofermioniques.

4) Il n'y a pas de relation entre les caractères fermioniques ou bosoniques et isofermioniques ou isobosoniques.

Rien n'est postulé sur les charges. On prend les champs :

Ξ	spineur 2e espèce	Fermions
Σ	ps. vecteur	Fermions
Λ	scalaire	Fermions
N	spineur 1e espèce	Fermions
K	" " "	Bosons
π	ps. vecteur	Bosons

Le Lagrangien qui est un vrai isoscalaire est facilement construit

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} = \; & g_1 \bar{N} i \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi} N + g_4 \bar{\Xi} \; i \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi} \Xi \\
& + g_2 \bar{\Lambda} i \gamma_5 \vec{\Sigma} \vec{\pi} + \text{h. c.} \; + g_3 \, i \, (\bar{\vec{\Sigma}} i \gamma_5 \times \vec{\Sigma}) \vec{\pi} \\
& + g_5 \bar{N} K \Lambda \; + \text{h.c.} + g_6 \bar{N} \vec{\tau} \vec{\Sigma} K + \text{h.c.} \\
& + g_7 \bar{\Xi} \dot{K} \Lambda \; + \text{h.c.} \; + g_8 \bar{\Xi} \vec{\tau} \vec{\Sigma} \dot{K} + \text{h.c.}
\end{aligned}
$$

$$\dot{K} = -i \, \tau_2 \, K^*$$

Le Lagrangien est évidemment invariant par rapport aux transformations fournissant I , I_3 , N . Mais en plus

$N \longrightarrow N . \, e^{i\alpha}$

$\Xi \longrightarrow \Xi \quad e^{-i\alpha} \qquad\qquad \Lambda_1 \Sigma_1 \pi \longrightarrow \Lambda_1 \Sigma_1 \pi$

$K \longrightarrow K \, e^{i\alpha}$

Ceci fourhit une nouvelle constante de mouvements $\mathcal{U}$. Par les méthodes habituelles, on construit :

$$\mathcal{U} = \int \quad N^*N - \Xi^*\Xi \quad - i\,(\chi K^* - \chi^* K^*) \int dv$$

Diagonalisant on obtient les valeurs de $\mathcal{U}$ qui sont données dans le tableau I. Les valeurs de $\mathcal{U}$ sont donc déduites de la théorie.

Q est une grandeur additive. C'est donc une combinaison linéaire du type

$$Q = \alpha I_3 + \beta N + \gamma \mathcal{U} + \delta$$

2 données de l'expérience permettent de préciser les constantes arbitraires. En effet, particule $\rightarrow$ antiparticule donne $\delta = 0$.

Des charges de $\mathcal{K}$ $\qquad \alpha = 1 \qquad \beta + \gamma = \frac{1}{2}$

De la charge de Λ $\qquad \beta = 0$.

Donc $\qquad Q = I_3 + \frac{\mathcal{U}}{2}$.

A partir des charges des $\mathcal{K}$ et Λ la théorie permet de déduire toutes les autres.

10.- Limitation du nombre de particules élémentaires.

On essaie d'ajouter une particule isopseudoscalaire.

L'interaction est

$$g_5 \bar{\Lambda}' K \tau_2 N + g_7' \bar{\Lambda}' K^* \Xi$$

$$\left.\begin{array}{l} \text{Le 1er terme conduit à } \mathcal{U} = 2\,,\quad Q = 1 \\ \text{Le 2e terme conduit à } \mathcal{U} = -2\,,\quad Q = -1 \end{array}\right\} \quad \text{contradiction}$$

Deux points de vue sont possibles :

1) On supprime un des termes. On peut alors introduire autant de champs que l'on désire.

2) On applique le principe de l'état autoritaire. Il faut alors supprimer le champ. Une limitation du nombre de particules est ainsi obtenue. Ceci semble être satisfaisant.

Il est facile de voir que les seuls champs que l'on puisse introduire en plus de ceux jusqu'à présent observés sont :

un $\pi^{0'}$ - boson isoscalaire et un K' - boson isospineur de 2e espèce dont les propriétés physiques (du point de vue du spin isotopique) sont identiques à celles du K .

11.- Autres possibilités.

A) Les champs sont décrits par des isospineurs de 3e et 4e espèce, avec, pour réflexion, $\psi \rightarrow i A \psi$.

La représentation du groupe des retournements n'étant pas fidèle, ceci n'apporte rien par rapport à une théorie ne faisant appel qu'aux rotations. La conservation de l'étrangeté doit être postulée.

B) Théorie de Schwinger.

Les lois de réflexions sont antilinéaires. Pour une inversion

$$\pi \rightarrow -\pi$$

$$N \rightarrow -i\tau_2 N^* \qquad \Lambda \rightarrow \Lambda^*$$

$$K \rightarrow -i\tau_2 K^* \qquad \Sigma \rightarrow -\Sigma^*$$

$$\Xi \rightarrow -i\tau_2 \Xi^*$$

En tournant de 180° autour de l'axe 2 (donc réflexion par rapport au plan 1 , 3)

$$\psi \rightarrow \psi^*$$

ce qui est la conjugaison de charge. On a donc ici une interprétation géométrique de la conjugaison de charge. Automatiquement $g_i = g_i^*$. La conservation de l'étrangeté doit être cependant postulée. D'autre part, il est impossible d'obtenir un principe de limitation du nombre des particules.

12.- Substitutions et relations entre les constantes de couplage.

Le nombre de constantes de couplage intervenant dans $\mathcal{L}$ est grand. Il est désirable de le réduire. Différentes substitutions sont possibles.

a) $K \longrightarrow \dot{K} = i\tau_2 K^* \qquad \dot{K} \longrightarrow -K$

$N \longrightarrow \Xi \qquad \Xi \longrightarrow -N$

entraîne

$$g_1 = g_4 \qquad g_5 = g_7 \qquad g_6 = g_8$$

$$m_N = m_\Xi$$

b) $\delta_{\alpha\beta}\,\Lambda \longrightarrow (\vec{\Sigma}\,\vec{\tau})_{\alpha\beta}$

$g_3 = 0$. $\qquad g_5 = g_6 \qquad g_7 = g_8$

$$m_\Lambda = m_\Sigma$$

a) + b) ; $g_1 = g_4$; $g_3 = 0$ $\qquad g_5 = g_6 = g_7 = g_8 = g_{BK}$

c) $N \rightarrow (1 + i\,\frac{\vec{\varepsilon}\,\vec{\tau}}{2})\,N$; $\qquad \Lambda \rightarrow \Lambda + i\,\vec{\varepsilon}\,\vec{\Sigma}$

$\Xi \rightarrow (1 + i\,\frac{\vec{\varepsilon}\,\vec{\tau}}{2})\,\Xi$; $\qquad \vec{\Sigma} \rightarrow \vec{\Sigma} + i\,\vec{\varepsilon}\,\Lambda$

$K \rightarrow (1 - i\,\frac{\vec{\varepsilon}\,\vec{\tau}}{2})\,K$;

$$g_5 = g_6 \qquad g_7 = g_8 \qquad m_\Lambda = m_\Sigma$$

Afin d'interpréter géométriquement ces substitutions, il faut sortir de l'espace 3-dimensionnel où toutes les transformations géométriques ont déjà été utilisées. Il faut considérer un espace 4-dimensionnel. Ceci se voit surtout lorsque l'on regarde la substitution c) qui a l'allure d'une transformation de Lorentz.

Une discussion du problème quadridimensionnel a été donnée par B. d'Espagnat, J. Prentki, A. Salam - Nuclear Physics, mai 1957.