ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 6251

Б.З.Копелиович

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ НА ЯДРАХ Ω^- И Ξ ГИПЕРОНОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ СПИНА И ЧЕТНОСТИ

1972

P2 - 6251

Б.З.Копелиович

КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ НА ЯДРАХ Ω^- И Ξ ГИПЕРОНОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ СПИНА И ЧЕТНОСТИ

Направлено в ЯФ

S u m m a r y

The method for Ω^- parity and spin determination is proposed. If for spin measurement one needs only a sufficient number of events with Ω^- decay, then the determination of Ω^- parity is a problem /5/ because Ω^-- is always created in the three-particle reactions/6,7/. These difficulties are absent for the process of meson coherent dissotiation on the nucleus into the hyperon-antihyperon pare. Terms in the amplitude, arising from nonzero transverse momentum as well as nucleus spin influence can be neglected. So a whole number of events can be exploited. Such reactions can have sizeble cross section at high energies if vacuum exchange is allowed. Experimental cross section for reaction (3) /13/ at kaon impulse 12.7 GeV/c, extrapolated to high energies by means of formula (4), have to reach the value of about 100 μ b.

Calculations of polarisation effects are made for reaction (6), graphically represented on Fig. 1. $\vec{i}_k$ and $\vec{j}_k$ - are unit vectors along impulses of barions in c.m.s. of their creation. $\vec{\omega}_k$ and $\vec{\xi}_k$ -are their polarisation vectors. α_k , β_k , γ_k and α'_k , β'_k , γ'_k -are decay parameters of hyperons of Ω^- and $\bar{\Xi}$ branches. The correlations, sensitive to Ω parity, are written out in section $\bar{V}$. Relations between the coefficients e_k , f_k , g_k and h_k , depending on Ω^- parity, are represented in tables I and II for the cases of $J_\Omega = \frac{1}{2}$ and $J_\Omega = \frac{3}{2}$. J_Ω and α_1 , β_1 , γ_1 can be measured in the same experiment. All correlations above yield some complementary information about Ω^- parity. The parity of Ξ hyperon can be measured in the same way from reaction (5). Table I should be used in this case.

1. Введение

К настоящему времени чётности Ω^-- и Ξ -гиперонов и спин Ω^- -гиперона экспериментально не определены.

Особый интерес к квантовым числам Ω^--гиперона вызван тем, что существование этой частицы было предсказано, и в рамках SU_3 -симметрии она должна иметь положительную чётность и спин 3/2 /1/.

Спин Ω^--гиперона в принципе можно определить, анализируя его нелептонные распады /2/. Однако для этого необходимо иметь значительно больше событий с рождением Ω^- , чем получено до сих пор.

Чётность гиперонов из анализа их распадов определить невозможно, если нет необходимой динамической информации, поскольку гипероны распадаются за счёт слабого взаимодействия, нарушающего пространственную чётность. Поэтому необходимо исследовать процессы рождения гиперонов. В некоторых случаях удается получить определенные заключения о чётности гиперона без знания динамики процесса.

Например, чётность Ξ -гиперона можно определить при изучении процесса

$$\bar{K} + P \to K + \Xi . \qquad (1)$$

Для этого нужно сравнить знак проекции поляризации Ξ -гиперона на нормаль к плоскости рождения в эксперименте с неполяризованными протонами со знаком асимметрии сечения рождения Ξ-частиц в эксперименте с поляризованными протонами [3].

Однако этот способ требует наблюдения большого количества событий реакции (1), обладающей малым сечением, на поляризованной протонной мишени, что является очень сложной задачей. В литературе имеются и другие предложения трудных опытов [4], которые до сих пор не осуществлены.

Проблема определения чётности Ω^--гиперона заслуживает особого внимания. Здесь возникают трудности принципиального характера, которые, по мнению Кейна и Моравчика [5], делают эту задачу неразрешимой на многие годы. Дело в том, что в реакциях, из которых можно определить чётность Ω^-, в конечном состоянии присутствует не менее трех частиц. Поэтому, как показано в работах [6,7], невозможно определить чётность Ω^-, не имея информации о динамике процесса. Исключение составляет конфигурация, при которой импульсы всех частиц лежат в одной плоскости. Подробное рассмотрение в этом случае для реакции

$$\bar{K} + P \to 2K + \Omega^- \qquad (2)$$

было проведено Биленьким и Рындиным [7,8]. Однако величина сечения процесса (2), требование компланарности и необходимость использования поляризованной мишени не позволили до сих пор определить чётность Ω^--гиперона. Другие предложения по определению чётности Ω^-, имеющиеся в литературе [5,9], также пока не удалось осуществить.

II. Когерентное рождение на ядрах барион-антибарионных пар мезонами высокой энергии

В последние годы интенсивно изучались процессы когерентного рождения частиц на ядрах /10/. Наблюдение этих процессов возможно лишь при достаточно высокой энергии налетающих частиц, поскольку только в этом случае рождение системы частиц с большой эффективной массой может происходить с малым переданным ядру импульсом.

До сих пор в основном изучались процессы когерентной диссоциации частиц с образованием мезонов. С ростом энергии налетающих частиц открываются новые каналы. Так, при энергии в несколько десятков Гэв начинается интенсивное рождение на ядрах барион-антибарионных пар /11/. Рассмотрим процессы когерентной диссоциации мезонов на барион-антибарионные пары, которые по квантовым числам могут происходить дифракционно, и поэтому их сечение не убывает с ростом энергии[x/].

Для примера рассмотрим следующую реакцию

$$K^- + Z \to \Lambda^0 + \bar{P} + Z \ , \qquad (3)$$

здесь Z обозначает ядро. Этот процесс уже наблюдался на ядрах дейтерия /13/. Величина сечения при импульсе K^--мезонов 12,7 Гэв/с оказалась равной 2^{+2}_{-1} мкбн.

С ростом энергии налетающих K^--мезонов можно добиться значительного увеличения сечения этой реакции путем подбора соответствующих ядер. Это видно из приближенной формулы, списывающей зависимость полного сечения от атомного номера ядра A и импульса K^--мезонов P_K /14/

[x/] Эти процессы могут происходить также за счёт диссоциации в кулоновском поле ядра, которая обладает сечением, не падающим с энергией /12/.

$$\sigma_{tot} \sim A^{2/3} \int G(M) \exp\left[-\frac{r_0^2}{3} A^{2/3} \left(\frac{M^2 - m^2}{2P_k}\right)^2\right] \frac{k_0}{M} \, dM^2 . \qquad (4)$$

Здесь m – масса K -мезона; M – эффективная масса системы $\Lambda^0 \bar{P}$; k_0 – их относительный импульс в с.ц.м.; r_0 – величина порядка среднего радиуса нуклона; $\frac{1}{3} r_0^2 \sim 10\ (\text{Гэв/с})^{-2}$; $G(M)$ – функция, зависящая от динамики процесса диссоциации.

Если при увеличении P_k одновременно увеличивать $A \sim P_k^3$, то из (4) ясно, что сечение будет расти как P_k^2 .

Таким образом, при энергии K -мезонов 50 Гэв можно наблюдать реакцию (3) с сечением в несколько десятков мкбн.

Следует заметить, что "потолок" для сечения этого процесса, которого можно достичь путем увеличения энергии и атомного номера ядра, находится на уровне 100 мкбн.[x]

Аналогичные реакции можно наблюдать в пучках π -мезонов. Присутствие в обсуждаемых процессах гиперонов дает возможность для осуществления ряда поляризационных экспериментов.

Рассмотрим, например, следующую реакцию

$$\bar{K} + Z \to \Xi + \bar{\Lambda}^0 \ (\bar{\Sigma}) + Z . \qquad (5)$$

Для начала будем считать, что спин ядра Z равен нулю, и рассмотрим те случаи, когда ядро получает импульс отдачи в направлении импульса налетающего $\bar{K}$ -мезона. Тогда, с точки зрения структуры амплитуды, этот процесс эквивалентен реакции (1), поскольку в нем участвуют два фермиона и имеются два независимых вектора. Роль поляризован-

---

[x] При достаточно высокой энергии возможно увеличение сечения за счёт фазового объема. Однако, если дифракционная диссоциация осуществляется через механизм, аналогичный модели Дека[15], то большие M подавлены множителем $G(M) \sim M^{-4}$ [16].

ной мишени играет здесь антигиперон. Величиной, соответствующей поляризации мишени, является a -параметр асимметрии нелептонного распада гиперона (см. приложение), который может достигать больших значений - вплоть до единицы (Σ гиперон). В такой реакции мы при желании можем "выключить" поляризацию мишени, для чего достаточно провести усреднение по направлению разлета продуктов распада антигиперона.

Таким образом, реакции когерентного рождения гиперон-антигиперонных пар позволяют проводить поляризационные эксперименты без использования поляризованной мишени.

В частности, в процессе (5) можно определить чётность Ξ -гиперона, например, так, как это делалось в случае реакции (1). Аналогично, в реакции

$$\bar{K} + Z \to \Omega^- + \bar{\Xi} + Z \qquad (6)$$

мы можем измерить чётность Ω^--гиперона.

В заключение этого раздела заметим, что поскольку при достаточно высокой энергии выгодно использовать тяжелые ядра, то можно снять введенные выше ограничения. Так как поляризационные эффекты, связанные с наличием у ядра спина, будут сильно подавлены /10/, то ядро не обязательно должно быть бесспиновым. Кроме того, для тяжелых ядер все события когерентного рождения сосредоточены в области малых значений поперечной составляющей переданного импульса. Если не требовать, чтобы ядро получало импульс отдачи в направлении импульса падающих частиц, то в выражении для вероятности, усредненном по азимутальному углу вылета ядра, появятся добавочные члены, квадратичные по поперечной составляющей переданного импульса, что для тяжелых ядер составляет лишь доли процента.

Соотношения, позволяющие определить чётности Ω^-- и Ξ -гиперонов, которые будут выписаны ниже, получены для случая коллинеарных реакций (5) и (6) на бесспиновом ядре. Однако ввиду сказанного выше их можно применять для анализа всей совокупности событий на любом тяжелом ядре.

III . Обозначения

Дальнейшее изложение будет вестись для реакции (6). Чётность $\bar{\Xi}$ -гиперона будем считать известной и положительной.

На рис. 1 схематически изображен процесс диссоциации K^--мезона на пару $\Omega^- \bar{\Xi}$ с их последующими распадами.

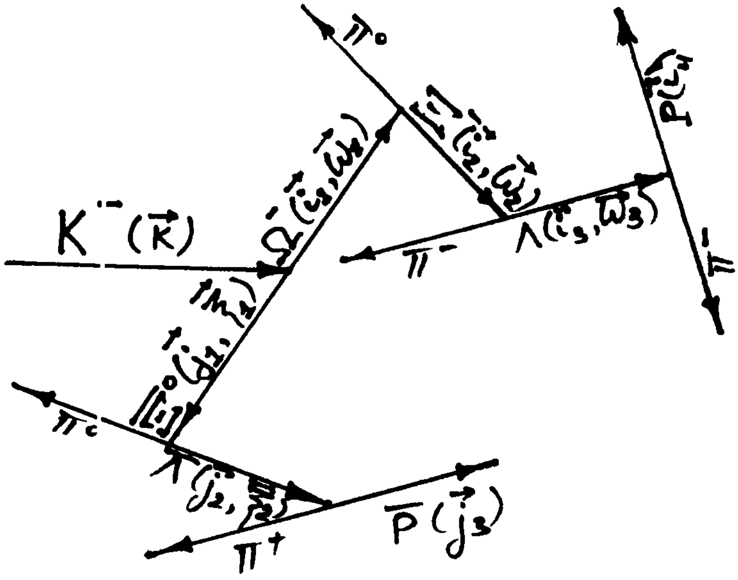

Рис. 1

Для наглядности взяты конкретные моды распадов. Использованы следующие обозначения: единичные векторы $\vec{k}$, $\vec{i}_1$, $\vec{j}_1$ указывают направление импульсов соответственно K^-, Ω^- и $\bar{\Xi}^0$ в с.ц.м. пары $\Omega^- \bar{\Xi}^0$. Ясно, что $\vec{i}_1 = -\vec{j}_1$. Единичные векторы $\vec{i}_n$ и $\vec{j}_\ell$ (n, ℓ = = 2, 3 . . .) направлены вдоль импульсов барионов, возникших при распаде соответствующих гиперонов, в их системах покоя.

Через θ и ϕ обозначим полярный и азимутальный углы вектора $\vec{i}_1$ в системе координат с полярной осью вдоль $\vec{k}$.

Векторы $\vec{\omega}_n$ и $\vec{\xi}_\ell$ (n,ℓ =1, 2, ...) являются векторами поляризации Ω^--и $\bar{\Xi}^0$ -гиперонов и соответственно, гиперонов, возникших от их распадов[x/]. Введем обозначения для векторов, нормальных к плоскостям, образованным следующими векторами:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{i}_1}{|\vec{k} \times \vec{i}_1|} ;$$

$$\vec{i}_{k\ell} = \frac{\vec{i}_k \times \vec{i}_\ell}{|\vec{i}_k \times \vec{i}_\ell|} ;$$

$$\vec{j}_{mn} = \frac{\vec{j}_m \times \vec{j}_n}{|\vec{j}_m \times \vec{j}_n|} .$$

[x/] Если Ω^- имеет спин 3/2, то кроме $\vec{\omega}_1$ имеются еще спин-тензоры высших рангов; однако это не вызовет путаницы в обозначениях.

Мы будем пользоваться также следующими комбинациями:

$$\vec{p} = \frac{\vec{k} + \vec{i}_1}{|\vec{k} + \vec{i}|} ; \qquad \vec{q} = \frac{\vec{k} - \vec{i}_1}{|\vec{k} - \vec{i}_1|} .$$

Ясно, что $\vec{q}\vec{p} = 0$; $\vec{q} \times \vec{p} = \vec{n}$.

Через α_n, β_n, γ_n и $\alpha'_k, \beta'_k, \gamma'_k$ обозначим параметры распадов Ω^- и Ξ^0 и соответственно гиперонов, возникших от их распадов.

IV . Детали расчётов

Поскольку спин Ω^- неизвестен, рассмотрим четыре наиболее интересных случая $J^P_\Omega = \frac{1}{2}^\pm$ и $J^P_\Omega = \frac{3}{2}^\pm$.

Выпишем выражение для матричных элементов и вероятностей процесса (6) в этих случаях.

Матричные элементы запишем в форме, аналогичной той, что была использована в /18/ для компланарной реакции (2)

1. $J^P_\Omega = \frac{1}{2}^+$.

Матричный элемент имеет вид:

$$M_{\frac{1}{2}^+} = v^+ (a + b\, \vec{\sigma}\vec{n}\,) u \ . \qquad (7)$$

Здесь a и b – некоторые функции θ ; v и u – двухкомпонентные спиноры, описывающие Ω^-– и Ξ –частицы.

Из (7) легко получить выражение для сечения процесса

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_T}{16\pi} \{ 1 - \Gamma\, \vec{\omega}_1 \vec{\xi}_1 - (1-\Gamma)\,(\vec{\omega}_1\vec{n})\,(\vec{\xi}_1\vec{n}\,) \ +$$

$$+ A\,(\vec{\omega}_1\vec{n} - \vec{\xi}_1\vec{n}) + B\vec{n}(\vec{\omega}_1\times\vec{\xi}_1)\,\}\,. \tag{8}$$

Здесь использованы обозначения:

$$A = \frac{2\,Re\; a^* b}{|a|^2 + |b|^2}\;; \tag{9а}$$

$$B = \frac{2\,Im\; a^* b}{|a|^2 + |b|^2}\;; \tag{9б}$$

$$\Gamma = \frac{|a|^2 - |b|^2}{|a|^2 + |b|^2}\;; \tag{9с}$$

σ_T - полное сечение реакции (6)

2. $J^P_\Omega = -\frac{1}{2}^{-}$.

$$M_{\frac{1}{2}^-} = v^+ (a\,p_a + b\,q_a)\,\sigma_a\;u\;. \tag{10}$$

Здесь для волновой функции Ω^- и формфакторов использованы те же обозначения, что в предыдущем случае, так как это не может вызвать путаницы.

Из (10) нетрудно получить выражение для сечения, которое мы сразу усредним по $\vec{p}$ и $\vec{q}$, считая $\vec{n}$ фиксированным

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_T}{16\pi}\,\{\,1 + (\vec{\omega}_1\vec{n})\,(\vec{\xi}_1\vec{n}) - B\,(\vec{\omega}_1\vec{n} + \vec{\xi}_1\vec{n})\,\}\,. \tag{11}$$

3. $J^P_\Omega = \frac{3}{2}^+$.

Используя для волновой функции Ω^- формализм Рарита-Швингера [18], запишем матричный элемент в виде:

$$M_{\frac{3}{2}^+} = v^+_\alpha \, (a p_\alpha + b q_\alpha)(c p_\beta + d q_\beta)\, \sigma_\beta u \, . \tag{12}$$

Для вычисления вероятности воспользуемся матрицей плотности для частиц со спином 3/2, которую, ввиду подавления больших M (см. (4)), можно взять в нерелятивистской форме [19,21]

$$\rho^{3/2}_{\alpha\beta} = \frac{1}{4}\Big\{ \frac{2}{3}\delta_{\alpha\beta} - \frac{i}{3}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\sigma_\gamma +$$

$$+\omega_{1l}\Big[\frac{8}{5}\delta_{\alpha\beta}\sigma_l - 2i\epsilon_{\alpha\beta l} - \frac{2}{5}(\delta_{\alpha l}\sigma_\beta + \delta_{\beta l}\sigma_\alpha)\Big] - \tag{13}$$

$$-4\omega_{1lj}(\delta_{\alpha l}\delta_{\beta j} + i\epsilon_{\alpha\beta l}\sigma_j) - 8\omega_{1\alpha\beta l}\sigma_l \Big\}.$$

Здесь ω_{1l}, ω_{1lj} и ω_{1ljk} – средние значения спин-тензоров, характеризующие поляризационное состояние частицы. Для них использована нормировка, принятая в [19].

Усредненное по $\vec{p}$ и $\vec{q}$ при фиксированном $\vec{n}$ выражение для сечения имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{..}}{32\pi\,(2+BD)}\Big\{[2+BD] + \vec{\omega}_1\vec{\xi}_1\,\frac{6}{5}[AC + \Gamma E] +$$

$$+(\vec{\omega}_1\vec{n})(\vec{\xi}_1\vec{n})\frac{6}{5}[4+5BD-AC-\Gamma E]-\vec{\omega}_1\vec{n}\frac{6}{5}[AE-\Gamma C]$$

$$-\vec{\xi}_1\vec{n}[2D+B]+\vec{n}(\vec{\omega}_1\times\vec{\xi}_1)\frac{6}{5}[AE-\Gamma C]+$$

$$+\omega_{1\alpha\beta}n_\alpha n_\beta 6[2BD+1-\vec{\xi}_1\vec{n}(2B+D)]-$$

$$-\omega_{1\alpha\beta\gamma}n_\alpha n_\beta n_\gamma 6[2D-\vec{\xi}_1\vec{n}(2+AC+\Gamma E)]- \tag{14}$$

$$-\omega_{1\alpha\beta\gamma}n_\alpha n_\beta \xi_\gamma 6[AC+\Gamma E]+$$

$$+\omega_{1\alpha\beta\gamma}n_\alpha n_\beta \epsilon_{\gamma\delta\sigma}n_\delta \xi_{1\sigma} 6[AE-\Gamma C]\}.$$

Здесь использованы обозначения (9a)-(9c) и, кроме того,

$$C = \frac{2\,\mathrm{Re}\,c^* d}{|c|^2+|d|^2}, \tag{15a}$$

$$D = \frac{2\, Im\ c^* d}{|c|^2 + |d|^2}\,, \tag{15в}$$

$$E = \frac{|c|^2 - |d|^2}{|c|^2 + |d|^2}\,. \tag{15с}$$

4. $J^P_\Omega = \frac{3}{2}^-$.

$$M_{\frac{3}{2}^-} = v^+_a\ (a p_a + b\, q_a)(c + d\vec{\sigma}\vec{n})\ u\ . \tag{16}$$

Вычислив сечение и усреднив его по $\vec{p}$ и $\vec{q}$ при фиксированном $\vec{n}$, получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Gamma_T}{32\pi\,(2-BC)}\ \{[2-BC] - \vec{\omega}_1\vec{\xi}_1\ \frac{18}{5}\,E\ -$$

$$-(\vec{\omega}_1\vec{n})\ (\vec{\xi}_1\vec{n})\ \frac{6}{5}\,[4-BC-3E] + \vec{\omega}_1\vec{n}\ \frac{6}{5}\,[4C-B] -$$

$$-\vec{\xi}_1\vec{n}\,[2C-B] - \vec{n}\,(\vec{\omega}_1\times\vec{\xi}_1)\ \frac{18}{5}\,D\ +$$

$$+\omega_{1\alpha\beta} n_\alpha n_\beta\ 6\ [1-2BC+\vec{\xi}_1\vec{n}\,(2B-C-2BE)] +$$

$$+\omega_{1\alpha\beta}\, n_\alpha\, \xi_{1\beta}\, 12BE + \omega_{1\alpha\beta}\, n_\alpha\, \epsilon_{\beta\gamma\delta}\, \xi_{1\gamma}\, n_\delta\, 12BD\ +$$

$$+\omega_{1\alpha\beta\gamma}\, n_\alpha n_\beta n_\gamma\, 12[C - \vec{\xi}_1 \vec{n}(1-E)] - \omega_{1\alpha\beta\gamma}\, n_\alpha n_\beta \xi_{1\gamma}\, 12E -$$

$$-\omega_{1\alpha\beta\gamma}\, n_\alpha n_\beta \epsilon_{\gamma\delta\sigma}\, \xi_{1\delta} n_\sigma\, 12D\}. \tag{17}$$

Выражения (8), (11), (14) и (17) для вероятности процесса (6) содержат ненаблюдаемые на опыте тензоры, характеризующие поляризационное состояние Ω^- и Ξ^0. Нетрудно, однако, воспользовавшись выражениями для вероятности распада гиперонов, перейти к записи сечения реакции (6), в которую будут входить только величины, непосредственно измеряемые в эксперименте – векторы $\vec{i}_n$ и $\vec{j}_k$.

Этому вопросу посвящено приложение.

V. Результаты

Рассмотрим теперь ряд корреляций между различными векторами, измеряемыми в эксперименте, которые чувствительны к чётности Ω^--гиперона. Поскольку все эти векторы статистически независимы, то информация, которую дают корреляции между различными векторами, также независима. Отсюда ясно, что для более полного использования экспериментального материала следует рассмотреть как можно больше корреляций, способных дать дополнительную информацию о чётности Ω^--гиперона.

Выпишем теперь выражения, из анализа которых можно получить сведения о чётности Ω^-. В каждом выражении следует считать, что по всем векторам, кроме тех, что выписаны явно, произведено интегрирование.

1. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_2\vec{n})} = \frac{\sigma_T}{2}\left[e_1 + f_1(\vec{i}_2\vec{n}) + g_1(\vec{i}_2\vec{n})^2 + h_1(\vec{i}_2\vec{n})^3\right]$$

2. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{x}\vec{n})} = \frac{\sigma_T}{2|\vec{x}|}\left[1 + f_2(\vec{x}\vec{n})\right]$$

3. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_{23}\vec{n})} = \frac{\sigma_T}{2}\left[1 + f_3\frac{\pi a_2}{4}(\vec{i}_{23}\vec{n}) + h_3\frac{\pi a_2}{4}(\vec{i}_{23}\vec{n})\right]$$

$$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_{24}\vec{n})} = \frac{\sigma_T}{2}\left[1 + f_3\frac{\pi\gamma_2 a_3}{4}(\vec{i}_{24}\vec{n}) + h_3\frac{\pi\gamma_2 a_3}{4}(\vec{i}_{24}\vec{n})\right]$$

4. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})} = \frac{\sigma_T}{2|\vec{y}|}\left[1 + f_4(\vec{y}\vec{n})\right]$$

5. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_2\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} > 0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{i}_2\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} < 0) = \frac{\sigma_T}{2}|\vec{y}|\left[e_5 + f_5(\vec{i}_2\vec{n}) + \right.$$

$$\left. + g_5(\vec{i}_2\vec{n})^2 + h_5(\vec{i}_2\vec{n})^3\right]$$

6. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{x}\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} > 0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{x}\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} < 0) = \frac{\sigma_T}{2}\frac{|\vec{y}|}{|\vec{x}|}\left[e_6 + f_6(\vec{x}\vec{n})\right]$$

7. $$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_{23}\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} > 0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{i}_{23}\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} < 0) = \frac{\sigma_T}{2}|\vec{y}|\left[e_7 + f_7\frac{\pi a_2}{4}(\vec{i}_{23}\vec{n}) + h_7\frac{\pi a_2}{4}(\vec{i}_{23}\vec{n})^3\right]$$

$$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_{24}\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} > 0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{i}_{24}\vec{n})}(\vec{y}\vec{n} < 0) = \frac{\sigma_T}{2}|\vec{y}|\left[e_7 + f_7\frac{\pi\gamma_2 a_3}{4}(\vec{i}_{24}\vec{n}) + h_7\frac{\pi\gamma_2 a_3}{4}(\vec{i}_{24}\vec{n})^3\right]$$

$$8.\quad \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{i}_2\vec{n}>0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{i}_2\vec{n}<0) = \frac{\sigma_T}{2|\vec{y}|}\,[\,e_8 + f_8(\vec{y}\vec{n})\,]$$

$$9.\quad \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{x}\vec{n}>0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{x}\vec{n}<0) = \frac{\sigma_T}{2}\,\frac{|\vec{x}|}{|\vec{y}|}\,[\,e_9 + f_9\,(\vec{y}\vec{n})\,]$$

$$10.\quad \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{i}_{23}\vec{n}>0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{i}_{23}\vec{n}<0) = \frac{\sigma_T}{2}\,\frac{\pi\beta_1 a_2}{4|\vec{y}|}\,[\,e_{10}+f_{10}(\vec{y}\vec{n})\,]$$

$$\frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{i}_{24}\vec{n}>0) - \frac{d\sigma}{d(\vec{y}\vec{n})}(\vec{i}_{24}\vec{n}<0) = \frac{\sigma_T}{2}\,\frac{\pi\beta_1\gamma_2 a_3}{4|\vec{y}|}\,[\,e_{10}+f_{10}(\vec{y}\vec{n})\,].$$

В этих выражениях введены сокращения, которые следует понимать следующим образом: везде, где встречается вектор $\vec{x}$, вместо него следует подставить один из следующих векторов:

$$a_2\,\vec{i}_3\,, \quad \gamma_2\, a_3\,\vec{i}_4\,, \quad \beta_2\, a_3\,\frac{\pi}{4}\,\vec{i}_{34}\ .$$

Аналогично вместо $\vec{y}$ можно подставить любой из векторов:

$$a'_1\,\vec{j}_2\,, \quad \gamma'_1\, a'_2\,\vec{j}_3\,, \quad \beta'_1\, a'_2\,\frac{\pi}{4}\,\vec{j}_{23}\ .$$

Коэффициенты e_k , f_k , g_k и h_k ($k = 1 \ldots, 10$) измеряются на эксперименте, и в зависимости от спина и чётности Ω^- -гиперона должны удовлетворять соотношениям, приведенным в таблицах I и II .

Малость параметров асимметрии распада некоторых гиперонов, участвующих в реакции, может затруднить экспериментальное определение ряда коэффициентов. В этом случае можно рассмотреть угловые зависимости средних значений скалярных произведений соответствующих векторов /8/.

Таблица 1

<table>
<tr><td>$\mathcal{J}^P_\Omega = \frac{1}{2}^+$</td><td>$\mathcal{J}^P_\Omega = \frac{1}{2}^-$</td></tr>
<tr><td>$\frac{f_1}{\alpha_1} = f_4$</td><td>$\frac{f_1}{\alpha_1} = -f_4$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$\frac{f_1}{\alpha_1} = \frac{3f_2}{1+2\gamma_1} = -\frac{f_3}{\beta_1}$</td></tr>
<tr><td>$\frac{f_5}{\alpha_1} = 1^{x)}$</td><td>$\frac{f_5}{\alpha_1} = -1^{x)}$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$\frac{f_5}{\alpha_1} = \frac{3f_6}{1+2\gamma_1} = -\frac{f_7}{\beta_1} = \frac{f_8}{\alpha_1} = \frac{3f_9}{1+2\gamma_1} = -f_{10}$</td></tr>
<tr><td>$e_5 = \frac{e_8}{\alpha_1}$</td><td>$e_5 = -\frac{e_8}{\alpha_1}$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$e_5 = e_6 = e_7$
$\frac{e_3}{\alpha_1} = \frac{3e_9}{1+2\gamma_1} = -e_{10}$
$e_1 = 1; \quad g_k = h_k = 0$</td></tr>
</table>

x/ Значения соответствующих коэффициентов в случае реакции (2) были получены Биленьким и Рындиным/8/.

Таблица II

<table>
<tr><td>$J_\Omega^P = \frac{3}{2}^+$</td><td>$J_\Omega^P = \frac{3}{2}^-$</td></tr>
<tr><td>$\frac{1}{\alpha_1}\left(f_1 + \frac{1}{3} h_1\right) = -f_4$</td><td>$\frac{1}{\alpha_1}\left(f_1 + \frac{1}{3} h_1\right) = f_4$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$\frac{1}{2\beta_1}\left(f_3 + \frac{5}{3} h_3\right) = \frac{1}{\alpha_1}\left(f_1 + \frac{1}{3} h_1\right)$
$\frac{1}{5}\left(\frac{f_1}{\alpha_1} - \frac{2f_3}{\beta_1}\right) = \frac{3f_2}{1+4\gamma_1}$
$e_1 + \frac{1}{3} g_1 = 1$</td></tr>
<tr><td>$\frac{2}{\alpha_1}\left(f_5 + \frac{2}{3} h_5\right) = g_1$</td><td>$\frac{2}{\alpha_1}\left(f_5 + \frac{2}{3} h_5\right) = -g_1$</td></tr>
<tr><td>$-\frac{5}{2} \leq \frac{f_5}{\alpha_1} \leq -\frac{3}{2}$</td><td>$\frac{3}{2} \leq \frac{f_5}{\alpha_1} \leq \frac{5}{2}$</td></tr>
<tr><td>$\frac{3}{2} \leq \frac{h_5}{\alpha_1} \leq \frac{9}{2}$ x)</td><td>$-\frac{9}{2} \leq \frac{h_5}{\alpha_1} \leq -\frac{3}{2}$ x)</td></tr>
<tr><td colspan="2">$\frac{h_5}{\alpha_1} = -\frac{10}{3}\left(\frac{6f_6}{1+4\gamma_1} + \frac{f_7}{\beta_1}\right) = \frac{h_7}{2\beta_1} = -\frac{6f_8}{\alpha_1} = -20\left(\frac{f_{10}}{\beta_1} + \frac{6f_9}{1+4\gamma_1}\right)$</td></tr>
<tr><td>$e_5 = -2\frac{e_8}{\alpha_1}$</td><td>$e_5 = 2\frac{e_8}{\alpha_1}$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$e_5 = e_6 - \frac{1}{3} g_5$
$e_6 = e_7$
$\frac{e_8}{\alpha_1} = \frac{25 e_9}{3(1+4\gamma_1)} + \frac{16 e_{10}}{9\beta_1}$</td></tr>
</table>

x/ Значения соответствующих коэффициентов в случае реакции (2) были получены Биленьким и Рындиным/8/.

Например,

$$\frac{d\sigma}{d(\vec{i}_2\vec{n})}(\vec{y}\vec{n}>0)\ \langle \vec{i}_2\,\vec{x}\rangle_{\vec{y}\vec{n}>0} - \frac{d\sigma}{d(\vec{i}_2\,\vec{n})}(\vec{y}\vec{n}<0)\ \langle \vec{i}_2\,\vec{x}\rangle_{\vec{y}\vec{n}<0} = \tag{18}$$

$$= \frac{\sigma_T}{2}\,|\vec{y}|\ [\,a_1 e_5 + \frac{f_5}{a_1}(\vec{i}_2\,\vec{n}) + a_1 g_5(\vec{i}_2\,\vec{n})^2 + \frac{h_5}{a_1}(\vec{i}_2\,\vec{n})^3\,]\,;$$

$$\frac{d\sigma}{d(\vec{j}_2\vec{n})}(\vec{i}_2\,\vec{n}>0)\ \langle \vec{j}_2\vec{j}_3\rangle_{\vec{i}_2\vec{n}>0} - \frac{d\sigma}{d(\vec{j}_2\vec{n})}(\vec{i}_2\vec{n}<0)\ \langle \vec{j}_2\vec{j}_3\rangle_{\vec{i}_2\vec{n}<0} = \tag{19}$$

$$= \frac{\sigma_T}{2a_2'}\,[\,a_1' e_8 + f_8(\vec{j}_2\,\vec{n})\,]\,.$$

VI. Заключение

В данной работе показано, что для определения чётности Ω^- следует измерять зависимость числа когерентных событий реакции (6) от угла между парами векторов, указанных в соотношениях 1-10. Определенные таким образом на эксперименте коэффициенты e_k, f_k, g_k, h_k следует подставить в выражения, приведенные в таблицах I или II, в зависимости от спина Ω^-. Спин Ω^- и параметры a_1, β_1, γ_1 можно определить в этом же эксперименте, изучая его распады [2]. Параметры распада других гиперонов известны [20]. Хотя любое из соотношений 1-10 позволяет определить чётность Ω^-, для более полного использования экапериментального материала желательно рассмотреть все. Ввиду малости сечения реакции (6) существенной является возможность использования при анализе всей совокупности событий.

Нами был рассмотрен случай трехступенчатого распада Ω^- -гиперона. Для тех событий, где Ω^- распадается с испусканием $\bar{K}$ -мезонов, следует просто исключить выражения, содержащие $\vec{i}_4$.

Изучение реакции (6) позволяет определить только относительную чётность Ω^- и Ξ .

Чётность Ξ -гиперона можно найти независимо, изучая реакцию (5). Для этого следует воспользоваться приведенными выше соотношениями, исключив из них те, которые относятся к случаю спина 3/2 или содержат векторы $\vec{i}_4$ или $\vec{j}_3$.

Ясно, что при этом векторы $\vec{i}_k$ и $\vec{j}_k$ будут относиться уже к Ξ -и $\bar{\Lambda}$ $(\bar{\Sigma})$ -гиперонам и продуктам их распадов.

Автор глубоко благодарен Л.И. Лапидусу, вызвавшему его интерес к рассмотренным выше проблемам, за постоянное внимание, полезные обсуждения и критику, а также Р. Сосновскому за интерес к работе.

Приложение

Чтобы получить выражения для сечения реакции рождения гиперона с последующим его распадом нужно произведение вероятностей процессов рождения и распада усреднить по тензорам поляризации.

Вероятность распада гиперона со спином 1/2 имеет вид /17/:

$$W_{\frac{1}{2}} \sim 1 + \gamma_1 \vec{\omega}_1 \vec{\omega}_2 + (1-\gamma_1)(\vec{\omega}_1 \vec{i}_2)(\vec{\omega}_2 \vec{i}_2) + \\ + a_1 (\vec{\omega}_1 \vec{i}_2 + \vec{\omega}_2 \vec{i}_2) - \beta_1 \vec{i}_2 (\vec{\omega}_1 \times \vec{\omega}_2) \ . \qquad (\Pi.1)$$

В случае спина 3/2 имеем /21/:

$$W_{\frac{3}{2}} \sim 1 + \frac{12}{5}\gamma_1 \vec{\omega}_1 \vec{\omega}_2 + \frac{6}{5}(1-2\gamma_1)(\vec{\omega}_1 \vec{i}_2)(\vec{\omega}_2 \vec{i}_2) +$$

$$+ a_1 \left(\frac{6}{5} \vec{\omega}_1 \vec{i}_2 + \vec{\omega}_2 \vec{i}_2 \right) - \frac{12}{5} \beta_1 \vec{i}_2 (\vec{\omega}_1 \times \vec{\omega}_2) -$$

$$- 4 \omega_{1 a \beta} i_{2a} i_{2\beta} (1 + a_1 \vec{\omega}_2 \vec{i}_2) - 8 \omega_{1 a \beta \gamma} i_{2a} i_{2\beta} i_{2\gamma} [a_1 + (1 - \gamma_1) \vec{\omega}_2 \vec{i}_2] - \qquad (\Pi.2)$$

$$- 8 \omega_{1 a\beta\gamma} i_{2a} i_{2\beta} \omega_{2\gamma} + 8 \beta_1 \omega_{1a\beta\gamma} i_{2a} i_{2\beta} \epsilon_{\gamma\delta\sigma} \omega_{2\delta} i_{2\sigma} .$$

В формулах (П.1) и (П.2) использованы обозначения, принятые для распада Ω^- -гиперона.

При усреднении вероятности процесса по тензорам поляризации возникают следующие выражения /19/.

Для гиперона со спином 1/2

$$< \omega_i \omega_a > = \delta_{ia} .$$

Для спина 3/2

$$< \omega_i \omega_a > = \frac{20}{9} \delta_{ia}$$

$$< \omega_{ij} \omega_{a\beta} > = \frac{16}{3} \left(\delta_{ia} \delta_{j\beta} + \delta_{i\beta} \delta_{ja} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \delta_{a\beta} \right)$$

$$< \omega_{ijk} \omega_{a\beta\gamma} > = \frac{64}{3} \sum_{P \atop i,j,k} [\delta_{ia} \delta_{j\beta} \delta_{k\gamma} -$$

$$- \frac{\delta_{ij}}{5} (\delta_{k\alpha} \delta_{\beta\gamma} + \delta_{k\beta} \delta_{\alpha\gamma} + \delta_{k\gamma} \delta_{\alpha\beta})] .$$

Символ $\sum_{i,j,k} P$ означает суммирование по перестановкам индексов i, j, k.

Аналогичным образом из выражения для вероятности исключаются $\vec{\omega}_2$ и $\vec{\omega}_3$.

То же самое следует проделать для $\bar{\Xi}^-$ - гиперона. Нужно только учесть, что параметры асимметрии распада антигиперонов имеют другой знак по сравнению с гипероном. В конечных результатах, однако, все параметры распадов выписаны для гиперонов.

Литература

1. M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067 (1962).
   Y.Neeman. Nucl.Phys., 26, 222 (1961).
   S.Okubo. Progr.Theor.Phys., 27, 949 (1962).
2. N.Byers, S.Fenster. Phys.Rev.Lett., 11, 52 (1963).
   M.Ademolo, R.Gatto. Phys.Rev., 133 B531 (1964).
   T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 109, 1755 (1957).
3. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243 (1964).
   С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 35, 826 (1959).
   S.M.Bilenky. Nuovo Cimento, 10, 1049 (1959).
4. S.B.Treiman. Phys.Rev., 113, 355 (1959).
   S.Barshay. Phys.Rev., 120, 265 (1960).
5. G.L. Kane, M.J.Moravcsik. Phys.Rev., 176, 1733 (1968).
6. P.L.Csonka, M.J.Moravcsik, M.D.Scadron. Phys.Lett., 15, 353 (1965).
7. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys.Lett., 18, 346 (1965).
8. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ, 4, 875 (1966).

9. Moon H.Cha. Phys.Rev., D2, 126 (1970).
10. H.H.Bingham. "Rewiev of coherent multiparticle production reactions from nuclei", CERN/70-60.
11. M.L.Good, W.D.Walker. Phys.Rev., 120, 1855 (1960). M.L.Good, W.D.Walker. ibid. 1857.
12. M.Gourdin. Nucl.Phys., B32, 415 (1971).
13. D.Denegri, P.Antich, A.Callahan, R.Carson, C.Y.Chien, B.Cox, L.Ettlinger, D.Feiock, G.Goodman, J.Haynes, R.Mercer, A.Pevsner, L.Resvanis, R.Sekulin, V.Sreedhar, R.Zdanis. Nucl.Phys., B28, 13 (1971).
14. L.Stodolsky. Phys.Rev., 144, 1145 (1966).
15. Deck. Phys.Rev.Lett., 13, 169 (1964).
16. L.Stodolsky. Phys.Rev.Lett., 18, 973 (1967).
17. Л.В. Окунь. "Слабое взаимодействие элементарных частиц", Физматгиз, 1963.
18. W.Rarita, J.Schwinger. Phys.Rev., 60, 61 (1941).
19. Б.З. Копелиович. ЯФ, 12, 1286 (1970).
20. A.Rittenberg, A.Barbaro-Galtieri, T.Lasinski, A.H.Rosenfeld, T.G.Trippe, M.Roos, G.Bricman, P.Soding, N.Barash-Schmidt, C.G.Wohl. Rev. of Mod.Phys., 43,51 (1971).
21. В.Б. Копелиович. ЯФ, 8, 524 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1972 года.