ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2258

С.М. Биленький, Р.М. Рындин

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕТНОСТИ Ω^{-}-ГИПЕРОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P - 2258

С.М. Биленький, Р.М. Рындин

3506/3 пр.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕТНОСТИ Ω^--ГИПЕРОНА

Направлено в " Physics Letters"

Существование Ω^- -гиперона со странностью $S = -3$, изотопическим спином $I = 0$, спином и четностью $J^P = 3/2^+$ и массой около 1680 Мэв было предсказано на основании гипотезы об $SU(3)$-симметрии сильных взаимодействий [1-3]. Уже само открытие [4] отрицательно заряженного бариона со странностью – 3 и массой, близкой к предсказанной, явилось блестящим подтверждением $SU(3)$-инвариантности и косвенно свидетельствует в пользу указанных значений спина и четности Ω^- -гиперона. Однако непосредственное экспериментальное определение этих квантовых чисел, несомненно, представляет большой интерес.

Спин Ω^- -частицы может быть определен при изучении какого-либо из ее нелептонных распадов, являющихся слабыми распадами типа $J \to ½ + 0$ (J , ½ , 0 – спины частиц). Для этого, как показано в работах [5-6] (см. также [7]), следует измерить угловое распределение и поляризацию частиц со спином 1/2 при распаде поляризованных Ω^- – гиперонов. Из таких измерений определяются и параметры α , β и γ , характеризующие распад указанного типа.

В этой заметке мы обсудим возможный метод определения четности Ω^- -гиперонов. Поскольку распады Ω^- -частиц обусловлены слабыми взаимодействиями, четность Ω^- может быть определена лишь при исследовании сильных и электромагнитных процессов их рождения. Сохранение странности в сильных и электромагнитных взаимодействиях и большая величина странности Ω^- приводят к тому, что процессы рождения Ω^- будут, как правило, процессами с тремя или более частицами в конечном состоянии. Определение же четности в таких реакциях может быть проведено лишь на основании анализа тех случаев, когда импульсы всех частиц лежат в одной плоскости. Однако существование бозонного резонанса (KK) со странностью 2, изотопическим спином 1, нулевым спином и положительной четностью, об обнаружении которого сообщила проф. С. Гольдхабер на лекции в Ереванской школе [8], позволяет рассмотреть для определения четности Ω^- реакцию с двумя частицами в конечном состоянии:

$$K^- + p \to \Omega^- + 0^+(K^+K^0). \tag{1}$$

В работе[9] для процессов такого типа ($0 + \frac{1}{2} \to J + 0$) получены неравенства, налагающие ограничения на возможные значения спина J и внутренней четности и позволяющие в принципе определить их в опытах с поляризованной мишенью.

Мы предлагаем использовать для определения четности Ω^--гиперона соотношения, связывающие асимметрию в реакции (1) на поляризованной протонной мишени с поляризационными характеристиками Ω^- в случае, когда протоны не поляризованы. Этот метод аналогичен методу определения четности Λ-, Σ- и Ξ-гиперонов в реакциях с поляризованной протонной мишенью[10,11].

Как было показано О. Бором[12], условие инвариантности относительно отражений в плоскости реакции позволяет сформулировать общее правило отбора, связывающее внутренние четности частиц со значениями проекций спинов на направление нормали к плоскости реакции. Для получения указанных соотношений между наблюдаемыми величинами удобнее, однако, использовать условие инвариантности относительно отражений в плоскости реакции в матричном виде[13]. В рассматриваемом нами случае получаем

$$R^{-1} M(\vec{p}_f, \vec{p}_i) i \vec{\sigma}\vec{n} = I M(\vec{p}_f, \vec{p}_i) . \tag{2}$$

Здесь $M(\vec{p}_f, \vec{p}_i)$ – матрица реакции, $\vec{p}_i$ ($\vec{p}_f$)– начальный (конечный) импульс в с.ц.м., $\vec{n} = \frac{\vec{p}_i \times \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \times \vec{p}_f|}$ –нормаль к плоскости реакции, $R = \exp(i\pi \vec{S}\vec{n})$ и $i\vec{\sigma}\cdot\vec{n}$ - операторы поворота спинов Ω^--частицы и протона на угол π вокруг нормали, а $I = \frac{I_f}{I_i}$ - относительная четность (I_i , I_f - внутренние четности начального и конечного состояний). Оператор R легко разложить[13] по полной системе спин-тензоров T_{jm} :

$$R = \sum_{j=0}^{2J} a_j \sum_{m=-j}^{j} T_{jm} Y^*_{jm}(\vec{n}) \left(\frac{4\pi}{2j+1}\right)^{1/2} , \tag{3}$$

где

$$a_j = (-1)^J 2^j (2j+1) \frac{(J+\frac{1}{2}j)!}{(J-\frac{1}{2}j)!} \left[\frac{(2J-j)!}{(2J+j+1)!(2J+1)}\right]^{1/2} \tag{4}$$

для нечетных j и $a_j = 0$ для четных j (J –полуцелое). Рассмотрим процесс (1) в случае, когда протонная мишень поляризована. Асимметрия равна:

$$e = \frac{\sigma_{\vec{P}} - \sigma_{-\vec{P}}}{\sigma_{\vec{P}} + \sigma_{-\vec{P}}} = (\vec{P}\vec{n}) \frac{Sp M \vec{\sigma}\vec{n} M^+}{Sp M M^+} , \tag{5}$$

где $\vec{P}$ – поляризация мишени; а $\sigma_{\vec{P}} = \mathrm{Sp}\, M \tfrac{1}{2}(1+\vec{\sigma}\cdot\vec{P})M^{+}$ — дифференциальное сечение процесса на мишени с поляризацией $\vec{P}$. Используя (2), (3) и (5), находим:

$$e = I(\vec{P}\vec{n}) \sum_{j\,\text{неч.}} (-i)a_j \sum_m \langle T_{jm} \rangle_0 \, Y^*_{jm}(\vec{n})\left(\frac{4\pi}{2j+1}\right)^{1/2} . \tag{6}$$

Здесь $\langle T_{jm} \rangle_0 = \dfrac{\mathrm{Sp}\, T_{jm} M M^{+}}{\mathrm{Sp}\, M M^{+}}$ – среднее значение оператора T_{jm} в реакции (1) на неполяризованной мишени. Направляя ось z по $\vec{n}$ и предполагая, что мишень поляризована ортогонально плоскости реакции ($\vec{P} = P\vec{n}$), получаем

$$e = IP \sum_{j\,\text{неч.}} (-i)a_j \langle T_{j0} \rangle_0 . \tag{6^1}$$

Таким образом, чтобы определить четность Ω^- -гиперона, необходимо сравнить результаты двух эксперкментов. В первом измеряется асимметрия реакции (1) на поляризованной мишени. Во втором должны быть определены средние значения $\langle T_{j0} \rangle_0$ в реакции с неполяризованной мишенью. Средние значения $\langle T_{j0} \rangle_0$ при нечетных j могут быть определены методом Байерс и Фенстер /5/ путем измерения углового распределения гиперонов в нелептонных распадах Ω^- в случае, если велик параметр a. Если же a мал, то $\langle T_{j0} \rangle_0$ с нечетным j могут быть определены /5/ по измерениям продольной поляризации гиперонов.

В настоящее время созданы поляризованные мишени с поляризацией протонов $\approx 70\%$. Средние значения $\langle T_{j0} \rangle_0$ и, следовательно, значение асимметрии определяются динамикой. Естественно, что для определения четности нужно выбирать такие энергии и углы, при которых эти величины не малы. Если же в доступных интервалах углов и энергий величины, входящие в (6^1), окажутся малыми, то для определения четности можно воспользоваться другими соотношениями, следующими из (2). Приведем одно из них:

$$\frac{\sum\limits_{j\,\text{неч.}} (-i)a_j \langle T_{j0} \rangle_{\vec{P}}\, \sigma_{\vec{P}} - \sum\limits_{j\,\text{неч.}} (-i)a_j \langle T_{j0} \rangle_{-\vec{P}}\, \sigma_{-\vec{P}}}{\sigma_{\vec{P}} + \sigma_{-\vec{P}}} = PI , \tag{7}$$

Здесь $\langle T_{j0} \rangle_{\vec{P}} = \dfrac{1}{\sigma_{\vec{P}}} \mathrm{Sp}\, T_{j0} M \tfrac{1}{2}(1+\vec{\sigma}\cdot\vec{P})M^{+}$ — среднее значение T_{j0} в случае, когда мишень поляризована.

В заключение отметим, что изложенный метод можно применить также и к реакции

$$K^- + p \to K^+ + K^0 + \Omega^- . \tag{8}$$

При этом следует, однако, отбирать, как указывалось выше, только такие случаи, когда импульсы всех частиц лежат в одной плоскости.

Авторы благодарны Л.И. Лапидусу и Я.А. Смородинскому за обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

Литература

1. M.Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
2. Y.Ne'eman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961).
3. S.Okubo. Progr. Theoret. Phys., 27, 949 (1962).
4. V.E.Barnes, P.L.Connolly, D.S.Crennell, B.B.Culwick et al. Phys. Rev.Letters, 12, 204 (1964).
5. N.Byers, S.Fenster. Phys. Rev. Letters, 11, 52 (1963).
6. M.Ademollo, R.Gatto. Phys. Rev., 133, B531 (1964).
7. Y.Dothan. Phys. Rev., 137, B.637 (1965).
8. S.Goldhaber. Лекция в Ереванской школе физики (1965).
9. G.Shapiro. Phys.Rev., 134, B 1393 (1964).
10. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 36, 828 (1959).
11. S.M.Bilenky. Nuovo Cimento, 10, 1040 (1959).
12. A.Bohr. Nucl. Phys., 10, 486 (1959).
13. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys. Letters, 13, 159 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1965 г.