

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ГЕЛИЕВОЙ МИШЕНИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
СПИНА И ЧЕТНОСТИ МНОГОМЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

М.С.Дубовиков

Как показано в работе [1], для определения спина и четности бозонного резонанса, распадающегося на три псевдоскалярных мезона, недостаточно изучать угловое распределение нормали к плоскости распада бозона, нужно еще при каждом направлении нормали изучать распределение мезонов в плоскости распада. Аналогичная трудность имеет место и при распаде бозона на векторный и псевдоскалярный мезон.

Мы покажем, что если исследуемый резонанс B рождается в реакции



(P - пион или каон), то может оказаться, что для определения спина и четности B достаточно изучать угловое распределение нормали к плоскости распада этого резонанса (в системе покоя B). Вместо ${}^4\text{He}$ может быть взято любое бесспиновое ядро, если только процесс типа (I) не подавлен.

Предлагаемый метод, так же как и предлагавшиеся ранее методы определения четности гиперонов и изобар [2-5], основан на соотношениях между различными поляризационными эффектами в процессах, сохраняющих четность.

Следуя развитому в [6] и примененному в [5] методу, процесс (I) будем характеризовать амплитудами перехода $f_m(\vartheta)$, когда B рассеивается на угол ϑ в л.с., а спиральность B равна m .

Аналогично [5,6] легко показать:

$$f_m(\vartheta) = -\eta(-1)^{j+m} f_{-m}(\vartheta), \quad (2)$$

где η, j - четность и спин B .

Как и в [5,6], выражая $f_m(\vartheta) f_{m'}^*(\vartheta)$ через поляризационные моменты бозонного резонанса T_L^M и учитывая (2), приходим к заключению, что в реакции (I) T_L^M с четным L имеют только действительную часть, а T_L^M с нечетным L только мнимую, а также получаем следующие соотношения между поляризованными моментами резонанса B :

$$\begin{aligned} \sum_{L' \geq 0} (2L+1) C_{j, \frac{M'-M}{2}, LM}^j \frac{M+M'}{2} T_L^M(\vartheta) = \\ = -\eta(-1)^{j+\frac{M'-M}{2}} \sum_{L' \geq 0} (2L'+1) C_{j, \frac{M-M'}{2}, L'M'}^j \frac{M+M'}{2} T_{L'}^{M'}(\vartheta). \end{aligned} \quad (3)$$

В качестве осей x, y , относительно которых заданы T_L^M , выбраны направления импульса B p_B в л.с. и нормали \vec{N} к плоскости реакции (I).

Заметим, что в случае $\eta = -(-1)^j$ при $M = M'$ соотношения (3) обращаются в тождества, а в случае $\eta = (-1)^j$ и $M = M'$ соотношения (3) переходят в

$$\sum_{L' \geq 0} (2L+1) C_{j, 0, LM}^j T_L^M(\vartheta) = 0. \quad (3')$$

В случае $\eta = -(-1)^j$ при рассеянии вперед (в случае $\eta = (-1)^j$ рассеяние вперед запрещено) B может иметь только нулевую спиральность и поэтому

$$T_L^0(0) = C_{j,0,L}^{j,0} \quad (L \text{ четно}). \quad (4)$$

Согласно [1], T_L^M связаны с распределением нормали \vec{n} к плоскости распада B (в системе покоя B) по формуле:

$$T_L^M = \frac{1}{A_L} \langle Y_{LM}^*(\vec{n}) \rangle \quad (L \text{ четно}), \quad (5)$$

где $A_0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$, а остальные A_L определяются динамикой распада B .

Рассмотрим две гипотезы.

I. Все $A_L \neq 0$. Подставляя (5) в (3), получаем систему линейных уравнений относительно $1/A_L$. Число уравнений в случае $\eta = (-1)^j$ равно $\frac{1}{2}(j+1)(j+2)$, а в случае $\eta = -(-1)^j$ равно $\frac{1}{2}j(j+1)$. Кроме случая $j=1, \eta=1$, количество уравнений больше количества неизвестных, и j и η находятся из условия совместности системы. Если систему сделать совместной невозможно, то исходная гипотеза неверна.

В случае $\eta=1, j=1$ имеем одно уравнение с неизвестным A_2 . Поэтому для исследования гипотезы $\eta=1, j=1$ нужно еще произвести рассеяние вперед, с помощью (4) определить A_2 и сопоставить со значением A_2 , полученным из первого опыта.

II. Имеются равные нулю A_L . Ясно, что в этом случае, по крайней мере, не всегда возможно установить спин и четность B . Так, если в угловом распределении \vec{n} имеется только $L=2$ и первая гипотеза оказалась несправедливой, то о спине B ничего нельзя сказать, кроме $j \geq 2$. Если при рассеянии B на угол ϑ в угловом распределении \vec{n} имеются $L=2, 4$ и если первая гипотеза оказалась несправедливой, то $j \geq 3$. Зададимся $j=3, \eta=-1$, тогда получим 10 уравнений (3) с девятью неизвестными: A_2, A_4 и $T_6^M (M=0...6)$. Таким образом, нам удастся установить или

исключить $j=3$, $\eta=-1$. Исследуя рассеяние B вперед и учитывая, что B рождается в чистом состоянии, можно установить либо исключить $j=3$, $\eta=1$.

Если не все $A_L \neq 0$, то можно исследовать угловое распределение импульса одной из частиц, родившихся при распаде B .

Все утверждения остаются справедливыми и в этом случае, если под \vec{n} будем подразумевать единичный вектор в направлении этого импульса.

Приведенный метод определения j и η годится и в случае распада B на векторный и псевдоскалярный мезон (в этом случае \vec{n} - единичный вектор в направлении импульса векторного мезона).

Пользуясь случаем, отметим, что с помощью полученных в [5] формул можно определить не только четность, но и спин изобарн.

Отметим, что использование бесспиновой мишени для определения спина и четности бозона в случае двухчастичного распада было предложено ранее Биленьким и Рындиным [7].

Выражаю искреннюю признательность И.И.Левинтову и Ю.А.Симонову за ценные дискуссии.

Московский
физико-технический институт

Поступило в редакцию
27 декабря 1965 г.

Литература

- [1] M. Ademollo, R. Gatto, G. Preparata, Phys. Rev., 139B, 1608, 1965.
- [2] С.М.Биленький, Л.И.Липидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243, 1964.
- [3] G. Shapiro. Phys. Rev., 134B, 1393, 1964.
- [4] S. M. Bilenky, R. M. Ryndin. Phys. Lett., 18, 346, 1965.
- [5] М.С.Дубовиков. Письма ЖЭТФ, 3, 8, 1966.
- [6] М.С.Дубовиков. Ядерная физика, в печати.
- [7] S. M. Bilenky, R. M. Ryndin. Phys. Lett., 13, 159, 1964.