Ядерная физ., 1966, т.4, вып.4, с.884-886

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2577

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.М.Рындин

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПИНА БОЗОНОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ТРИ БЕССПИНОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

1966

Р-2577

Р.М.Рындин

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПИНА БОЗОНОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ТРИ БЕССПИНОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В работе Пешкина[1] предложен метод определения спина S и четности I нестабильных частиц, рождающихся в реакции вида:

$$0 + 0 \to 0 + S \qquad (1)$$

и распадающихся на две частицы со спином 0 (или частицу со спином 0 и γ-квант). Ниже мы покажем, что спин частиц, рождающихся в реакции (1) и распадающихся с сохранением четности на три бесспиновые частицы, может быть определен методом, являющимся непосредственным обобщением метода Пешкина. Для этого следует изучать угловую корреляцию[x)]

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \sum_{J=0}^{2S} a_J P_J(\cos\theta) \qquad (2)$$

между нормалями $\vec{n}_p$ и $\vec{n}_d$ к плоскостям рождения и распада ($\cos\theta = \vec{n}_p \cdot \vec{n}_d$). Значения коэффициентов a_J определяются динамикой процессов рождения и распада. Однако коэффициент a_{2S} при старшем полиноме Лежандра в разложении (2) не может обращаться в нуль ни при какой динамике обоих процессов. Его знак совпадает со знаком произведения[xx)] $I_p I_d$ (I_p и I_d – относительные внутренние четности в процессе рождения и распада), а его абсолютная величина лежит в пределах, зависящих лишь от значений S, I_p и I_d. Величина спина равна половине максимального значения J. Добавка же с очень малым весом старших полиномов Лежандра, которая всегда улучшает согласие распределения (2) с экспериментальными данными, запрещена существованием нижней границы абсолютной величины $|a_{2S}|$.

Выражение для a_J нетрудно получить, воспользовавшись результатами работы[2]. Направим ось квантования (ось z) по нормали $\vec{n}_p$ к плоскости рождения и будем характеризовать распад следующими параметрами: направлением нормали $\vec{n}_d$ к плоскости распада (углы θ и ϕ), углом ψ между импульсом $\vec{p}_1$

x) Угол θ измеряется в системе покоя распадающейся частицы.

xx) Произведение $I_p I_d$ представляет собой произведение внутренних четностей трех продуктов распада и трех бесспиновых частиц, участвующих в реакции (1). Оно предполагается в дальнейшем известным.

одного из продуктов распада и линией пересечения плоскости распада с плоскостью, проходящей через ось z и $\vec{a}_d$, а также энергиями ω_1 и ω_2 двух конечных частиц. Благодаря инвариантности относительно вращений, амплитуды рассматриваемого распада могут быть выражены через амплитуды $f_\mu(\omega_1, \omega_2)$ распада с нормалью, направленной по оси z и импульсом $\vec{p}_1$ по оси x. Вычисляя вероятность рассматриваемой последовательности реакции и интегрируя ее по ϕ, ψ, ω_1 и ω_2, получим:

$$a_J = I_p I_d (2S+1)[\sum_m{}' |\beta_m|^2 (SmS-m|J0)][\sum_\mu{}' F_{\mu\mu}(S\mu S-\mu|J0)], \qquad (3)$$

где β_m – амплитуды рождения[x)], $F_{\mu\mu} = \int |f_\mu(\omega_1, \omega_2)|^2 d\omega_1 d\omega_2$, а штрихи у знаков сумм означают, что суммирование производится лишь по значениям m и μ, удовлетворяющим правилу Бора[/3/]:

$$(-1)^m = I_p, \quad (-1)^\mu = I_d. \qquad (4)$$

Благодаря положительности коэффициента векторного сложения[/1/]:

$$(SmS-m|2S0) = \frac{[(2S)!]^2}{[(4S)!]^{1/2}} \; \frac{1}{(S-m)!(S+m)!} \qquad (5)$$

коэффициент a_{2S} не может обращаться в нуль.

Очевидно, что при $S=0$ рассматриваемый каскад запрещен за исключением случая $I_p = I_d = 1$. При $S \geq 1$ находим следующие границы для коэффициентов a_{2S}, определяющиеся наибольшими и наименьшими значениями коэффициентов (5) при данных S, I_p и I_d.

1. Случай $I_p = I_d = 1$ $(I_p I_d = 1)$.

$$\frac{(2S+1)[(2S)!]^2}{(4S)!} \times \begin{Bmatrix} (2S)^2 & \text{при } S \text{ нечетном} \\ 1 & \text{при } S \text{ четном} \end{Bmatrix} \leq a_{2S} \leq \frac{(2S+1)[(2S)!]^4}{(4S)!\ [S!]^4}. \qquad (6)$$

2. Случай $I_p = I_d = -1$ $(I_p I_d = 1)$:

$$\frac{(2S+1)[(2S)!]^2}{(4S)!} \times \begin{Bmatrix} 1 & \text{при } S \text{ нечетном} \\ (2S)^2 & \text{при } S \text{ четном} \end{Bmatrix} \leq a_{2S} \leq \frac{(2S+1)[(2S)!]^4}{(4S)!\,[(S-1)!]^2[(S+1)!]^2} \qquad (7)$$

---

x) Амплитуды рождения и распада нормированы условиями $\sum_m{}' |\beta_m|^2 = 1$ и $\sum_\mu{}' F_{\mu\mu} = 1$. При этом коэффициент $a_0 = 1$.

3. Случай $I_p = -I_d$ $(I_p I_d = -1)$:

$$\frac{2S(2S+1)[(2S)!]^2}{(4S)!} \le -a_{2S} \le \frac{(2S+1)[(2S)!]^4}{(4S)![S!]^2(S-1)!(S+1)!}, \qquad (8)$$

Угловая корреляция (2) при $S=1$, $I_p = I_d = 1$ полностью определена[x)] и имеет вид:

$$I(\theta) = \frac{3}{2}\cos^2\theta. \qquad (9)$$

Граничные значения a_{2S} для $S = 1, 2, 3$ приведены в таблице. Очевидно, что при $I_p I_d = 1$ нужно пользоваться меньшей из двух возможных границ, соответствующих двум значениям I_p, равного +1 или -1. Если окажется, что экспериментальное значение a_{2S} лежит между этими нижними границами, то определяется и четность I_p.

Таблица

Граничные значения a_{2S}

$I_p I_d$ / S	$I_p I_d = 1 (I_p = I_d = 1)$	$I_p I_d = 1 (I_p = I_d = -1)$	$I_p I_d = -1$
0	$a_0 = 1$	запрет	запрет
1	$a_2 = 2$	$a_2 = ½$	$a_2 = -1$
2	$\frac{1}{14} \le a_4 \le \frac{36}{14}$	$a_4 = \frac{8}{7}$	$-\frac{12}{7} \le a_4 \le -\frac{2}{7}$
3	$\frac{9}{33} \le a_6 \le \frac{100}{33}$	$\frac{1}{132} \le a_6 \le \frac{75}{44}$	$-\frac{50}{22} \le a_6 \le -\frac{1}{22}$

В случае, когда два из продуктов распада являются тождественными частицами (или связаны друг с другом операцией зарядового сопряжения или вращениями в изотопическом пространстве), величины $F_{\mu\mu}$ удовлетворяют соотношению[/2/] $F_{\mu\mu} = F_{-\mu-\mu}$. Угловая корреляция (2) симметрична при этом относительно замены $\theta \to \pi - \theta$ (нечетные полиномы Лежандра выпадают из (22)) и при $S = 1$ и $I_p = I_d = -1$ или $I_p I_d = -1$ оказывается равной соответственно:

x) Среднее значение $\langle T_{JM} \rangle$ в реакции $0 + 0 \to 0 + 1$ при $I_p = 1$ не зависит от динамики процесса[/4/]. Очевидно, что в случае распада $1 \to 0 + 0 + 0 (I_d = 1)$ не зависят от динамики процесса и параметры распада, нормированные на единицу.

$$I(\theta) = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) \; , \qquad I(\theta) = \frac{3}{4}\sin^2\theta \; , \tag{10}$$

а при $S = 2$ $\qquad I_p = I_d = -1$:

$$I(\theta) = \frac{5}{8}\,(1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta) \; . \tag{11}$$

Очевидно, что указанные границы для a_{2S} не зависят от угла рождения частицы в реакции (1) и от абсолютного направления $\vec{n}_p$. Поэтому для анализа угловой корреляции (2) можно использовать все наблюдаемые случаи рассматриваемого каскада.

Автор благодарен С.М. Биленькому, П. Винтернитцу, Л.И. Лапидусу и Я.А. Смородинскому за полезные обсуждения.

Литература

1. M.Peshkin. Phys. Rev., 133, B428 (1964).
2. M.Ademollo, R.Gatto, G.Preparata., Phys. Rev., 139, B1608 (1965).
3. A.Bohr. Nucl. Phys., 10, 486 (1959).
4. B.A.Jacobsohn, R.M.Ryndin., Nucl. Phys., 24, 505 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1966 г.