1047
3
Б61

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

С.М.Биленький, Р.М.Рындин

Р-1047

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПИНА K^*

ЖЭТФ, 1963, т 44, в 1, с 326-328.

Дубна 1962 год

С.М.Биленький, Р.М.Рындин

Р-1047

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПИНА K^*

1615/3 ир.

...единенный институт
...рных исследований
...БЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

После обнаружения K^* -мезона [1,2] с массой 885 Мэв и изотопическим спином $T=\frac{1}{2}$ было предположено несколько способов определения спина этой частицы [3-5]. Поскольку векторные мезоны со странностью $s=\pm 1$ и изотопическим спином 1/2 были предсказаны на основе гипотезы об унитарной симметрии [6], определение спина K^* представляет особый интерес. В этой заметке мы рассмотрим способ определения спина K^* /нуль или единица/, основанный на изучении процесса рождения пары $(\bar{K}, K^*)$ или $(K, \bar{K}^*)$ при столкновении встречных электрон-позитронных пучков, возможности экспериментов с которыми широко обсуждаются в последнее время [7-8].

Матричный элемент процесса

$$e^+ + e^- \to \bar{K} + K^* (K + \bar{K}^*) \qquad /1/$$

имеет в однофотонном приближении следующий вид /см. диаграмму на рис. 1/:

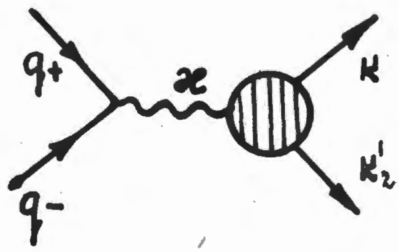

Рис. 1.

$$S(k,k';\, q_+, q_-) = -(2\pi)^4\, i\delta(q_+ + q_- - k - k')\left(\frac{m_e^2}{E_+ E_-}\right)^{1/2}$$

$$ie\,\bar{v}(q_+)\gamma_\mu u(q_-)\frac{1}{\kappa^2}\langle k\, k' | j_\mu(0) | 0\rangle . \qquad /2/$$

Здесь k, k' - 4-импульсы $K(\bar{K})$ и $K^*(\bar{K}^*)$, q_+ и q_- 4-импульсы позитрона и электрона $\kappa = q_+ + q_-$ - полный 4-импульс, j_μ - оператор тока сильновзаимодействующих частиц в гайзенберговом представлении.

Относительная чётность K и K^* равна $P=-(-1)^s$, где s -спин K^*-мезона /сохранение чётности в процессе $K^* \to K + \pi$ /. Поэтому матричный элемент тока в формуле /2/ является псевдовектором независимо от значения спина K^*.

Если спин K^* равен нулю, то в нашем распоряжении имеется только два вектора /импульсы k и k' /, из которых невозможно построить псевдовектор. Поэтому матричный элемент тока равен нулю и рождение бесспинового K^* в процессе /1/ запрещено в однофотонном приближении. В случае спина 1, кроме векторов импульса, имеется вектор поляризации K^* -мезона e. Процесс /1/ разрешен, и матричный элемент тока может быть записан следующим образом:

$$\langle kk'|j_\mu(0)|0\rangle = \frac{1}{(2k_0\, 2k'_0)^{1/2}}\, i a(\kappa^2)\, \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\, e_\nu k_\rho k'_\sigma , \qquad /3/$$

где формфактор $a(\kappa^2)$ определяется сильными взаимодействиями. Легко видеть, что построенное выражение автоматически удовлетворяет условию

$$(k+k')_\mu \langle k\, k'\,|j_\mu(0)\,|\,0\rangle = 0, \qquad /4/$$

вытекающему из закона сохранения тока. Вследствие трансформационных свойств оператора тока при зарядовом сопряжении конечное состояние C-нечётно и имеет вид

$$K\bar{K}^* - \bar{K}K^* . \qquad /5/$$

Поэтому сечения образования $(K^+ K^{*-})$ и $(K^- K^{*+})$ пар равны друг другу. В случае же рождения нейтральных K -мезонов $K_1^0\,(K_2^0)$ появляется в паре с $K_2^0\,(K_1^0)$ от распада K^{*0}. Из /2/ и /3/ получаем следующее выражение для сечения:

$$d\sigma = \frac{a}{64}\,|\,a(\kappa^2)\,|^2\,(1+\cos^2\theta)\,\frac{|\,\bar{k}\,|^3}{E^3}\,\sin\theta\, d\theta, \qquad /6/$$

где $E = E_+ = E_-$, θ - угол между импульсами $\bar{q}$ и $\bar{k}$, а

$$|\,\bar{k}\,| = \frac{1}{4E}\,[\,16E^4 - 8(M^2 + M'^2)E^2 + (M'^2 - M^2)^2\,]^{1/2},$$

M и M' — массы K и K^*.

Вероятность распада $K^* \to K + \gamma$ равна

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{96\pi}\,\frac{(M'^2 - M^2)^3}{M'^3}\,|\,a(0)\,|^2 . \qquad /7/$$

Из /6/ и /7/ получаем следующее выражение для полного сечения:

$$\sigma = 4\pi a\,\frac{M'^3}{(M'^2 - M^2)^3}\,\frac{1}{\tau}\,\left|\frac{a(\kappa^2)}{a(0)}\right|^2\,\frac{|\bar{k}|^3}{E^3} . \qquad /8/$$

Если принять для оценки, что ширина радиационного распада K^* составляет 1% от ширины основного распада на K и π /16 Мэв/, то получаем

$$\sigma = 2{,}5 \cdot 10^{-32}\,\left|\frac{a(\kappa^2)}{a(0)}\right|^2\,\frac{|\,\bar{k}\,|^3}{E^3}\ \text{см}^2 .$$

Таким образом, наблюдение пика в спектре K -мезона /заряженного или нейтрального безразлично/, положение и ширина которого соответствуют рождению в паре с k -мезоном K^* означало бы, что спин K^* равен 1.

В заключение отметим, что рассмотренный способ базируется на однофотонном приближении. При энергиях выше порога реакции /1/ / $E \gtrsim 700$ Мэв / может оказаться заметной интерференция матричного элемента /2/ с матричным элементом двухфотонного обмена. Это, однако, несущественно для нашего основного заключения, так как в случае спина o интерференции возникнуть не может, и запрет рождения K^* снимается лишь в порядке α^4. В случае спина 1 учёт радиационных поправок может изменить вид углового распределения /6/. Если же регистрировать под данным углом и K и $\bar{K}$, то интерференция исчезает [7] и в этом случае угловое распределение /6/ справедливо вплоть до членов α^3.

Авторы благодарны А.А.Логунову и Я.А.Смородинскому за обсуждения.

Литература

1. *M. Alston et al. Phys. Rev. Letters,* ***6,*** *300 (1961).*
2. *A.R.Erwin, R.H.March, W.D.Walker. Nuovo Cimento,* ***24,*** *237 (1962).*
3. *M.Schwartz. Phys. Rev. Letters,* ***6,*** *556 (1961).*
4. *B.T.Feld, D.B.Lichtenberg. Nuovo Cimento,* ***22,*** *996 (1961).*
   А.М.Балдин, Нгуен Ван-хьеу, ЖЭТФ, 42, 905 /1962/.
5. *D.O.Caldwell. Phys. Rev. Letters,* ***7,*** *259.(1961)*
6. *M.Gell-Mann. Phys. Rev.,* ***125,*** *1067 (1962).*
7. *N.Cabibbo, R.Gatto. Phys. Rev.* ***124,*** *1577 (1961).*
8. В.Н.Байер, В.В.Соколов, ЖЭТФ, т. 40, 1233 /1961/.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 июля 1962 г.