

K-592

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



563/2-76

23/11-76

P2 - 9308

С.С.Козловская, Г.И.Копылов, В.Л.Любошиц,
М.И.Подгорецкий

АНИЗОТРОПИЯ
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЧАСТИЦ
С МАЛЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

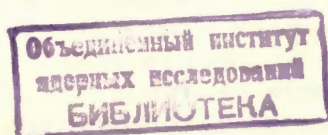
1975

P2 - 9308

С.С.Козловская, Г.И.Копылов, В.Л.Любошиц,
М.И.Подгорецкий

АНИЗОТРОПИЯ
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЧАСТИЦ
С МАЛЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Направлено в ЯФ



Summary

The correlations between particles with small relative momentum \vec{q} are considered. It is shown that the angular distribution of \vec{q} in the CMS of these two particles is determined by the dimensions of the system which generates the particles (and not by the strong interaction radius).

Paragraph 2 deals with the two-pion invariant function in the frame of statistical theory. It is shown that the odd angular momentum invariant functions vanish for $\vec{q} \rightarrow 0$ (Eq. (3)). This results in the dependence of the invariant functions on \vec{q} (Eq. (7)). Equation (10) gives this dependence explicitly. This formula leads to the angular distribution (11) of \vec{q} , for small \vec{q} , which permits the radius of the system which generates the pions to be estimated. Formula of the same structure can be obtained in the frame of multiperipherality (Eqs. (13), (18), (19)). The anisotropy of \vec{q} depends here on the range R of virtual exchange particle (see Eq. (25)). Paragraph 4 demonstrates the same properties for resonance reactions of the (27) type. Main equations are the following: (34), (37) for the members of the same isomultiplets, (41) for a pair of unlike particles and (44) for a pair of particles with equal masses and large $|\vec{q}|$.

§1. Введение

Настоящая работа посвящена анализу двухчастичных корреляций при малых относительных импульсах частиц. Мы исходим из естественного утверждения, что при стремящейся к нулю разности импульсов $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ двухчастичная система рождается только в S -состоянии /если последнее не запрещено какими-либо законами сохранения/; вклад всех орбитальных моментов, отличных от нулевого, "вымирает" /для нечетных орбитальных моментов такое "вымирание" автоматически следует из антисимметрии соответствующего состояния относительно перестановки $\vec{p}_1 \leftrightarrow \vec{p}_2$ /. На этой основе в работе^{/1/} в пределе малых q были получены простые изотопические соотношения между двухчастичными структурными функциями для пар частиц из одного и того же изотопического мультиплета. В §2 будет продолжено обсуждение этого вопроса в рамках статистической модели с сохранением изотопического спина.

Одной из целей статьи является исследование характера "вымирания" состояний с относительными орбитальными моментами $L \geq 1$. Естественно поставить вопрос: при каких значениях \vec{q} можно ограничиться учетом только одной S -волны? Напрашивающийся ответ, связывающий критическую величину $|\vec{q}|$ с радиусом сильных взаимодействий, в общем случае оказывается неверным. В рамках классических представлений относительный момент количества движения двух частиц $\vec{L} = [R, \vec{q}]$, где R - расстояние между точками, из которых эти частицы вылетели. Поэтому следует ожидать, что вклад орбитальных моментов $L \geq 1$ стремится к нулю, если $|\vec{q}| \ll 1/R$, а R - линейные размеры области генерации частиц. Конкрет-

ные модельные расчеты подтверждают этот вывод. Важно подчеркнуть, что величина R может существенно превышать характерный радиус сильных взаимодействий $r \sim 1/m_\pi$.

“Вымирание” состояний с ненулевыми /в частности, с нечетными/ орбитальными моментами непосредственно влияет на характер анизотропии /асимметрии/ в угловом распределении вектора \vec{q} при $\vec{q} \rightarrow 0$. В §§3 и 4 будет показано, что изучение этого углового распределения может дать полезную информацию о структуре области генерации. Ранее в работах ^{2,3,4/} для оценки размеров R и времени генерации τ предлагалось исследовать парные корреляции между тождественными частицами с близкими импульсами. Ниже, анализируя различные механизмы генерации, мы увидим, что в некоторых случаях для этой цели пригодны также и пары нетождественных частиц.

§2. Структурные функции в статистической теории

1. Рассмотрим реакцию:



в которой вторичные частицы $A_m^{(I)}$ и $A_{m'}^{(I)}$ относятся к одному и тому же изотопическому мультиплету / I -их изотопический спин, m и m' - его проекции/. нас будут интересовать двухчастичные структурные функции

$$f_{mm'}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \omega_1 \omega_2 \frac{d^6 \sigma}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2},$$

усредненные по проекциям M и M' изотопических спинов начальных частиц. Согласно ^{1/} функции $f_{mm'}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ выражаются с помощью коэффициентов Клебша - Гордона через $(2I+1)$ независимых положительно определенных функций $f_j(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$, отвечающих различным значениям полного изотопического спина j системы $(A+A)$. В наиболее интересном частном случае π -мезонов

$$\begin{aligned} f_{++}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) &= f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2), \\ f_{+0}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) &= \frac{1}{2} f_1(\vec{p}_1, \vec{p}_2) + \frac{1}{2} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2), \\ f_{+-}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) &= \frac{1}{3} f_0(\vec{p}_1, \vec{p}_2) + \frac{1}{2} f_1(\vec{p}_1, \vec{p}_2) + \frac{1}{6} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2), \\ f_{00}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) &= \frac{1}{3} f_0(\vec{p}_1, \vec{p}_2) + \frac{2}{3} f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2). \end{aligned} \quad /2/$$

Ввиду симметрии полной волновой функции системы двух пионов состояние с $j=1$ соответствует нечетному орбитальному моменту. Поэтому

$$\lim_{\vec{q} \rightarrow 0} f_1(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_1(\vec{p}, \vec{p}) = 0, \quad /3/$$

т.е. при $\vec{q} \rightarrow 0$ соотношения /2/ переходят в

$$\begin{aligned} f_{++}(\vec{p}, \vec{p}) &= f_2(\vec{p}, \vec{p}), \\ f_{+0}(\vec{p}, \vec{p}) &= \frac{1}{2} f_2(\vec{p}, \vec{p}), \\ f_{+-}(\vec{p}, \vec{p}) &= \frac{1}{3} f_0(\vec{p}, \vec{p}) + \frac{1}{6} f_2(\vec{p}, \vec{p}), \\ f_{00}(\vec{p}, \vec{p}) &= \frac{1}{3} f_0(\vec{p}, \vec{p}) + \frac{2}{3} f_2(\vec{p}, \vec{p}). \end{aligned} \quad /4/$$

Из /4/ следует также, что

$$\begin{aligned} f_{++}(\vec{p}, \vec{p}) &= 2f_{+0}(\vec{p}, \vec{p}), \\ f_{00}(\vec{p}, \vec{p}) &= f_{+0}(\vec{p}, \vec{p}) + f_{+-}(\vec{p}, \vec{p}). \end{aligned} \quad /5/$$

2. Результаты /2/-/5/ не связаны с модельными представлениями. Рассмотрим теперь статистическую модель, в рамках которой можно говорить о совокупности большого числа независимых одночастичных источников, излучающих π -мезоны с вероятностью, не зависящей от энергии и направления вылета ^{5/}. В этих условиях при

достаточно больших значениях $|\vec{q}|$ двухчастичные структурные функции не зависят от знаков зарядов π -мезонов, т.е. все они равны одной и той же функции $f(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$. Отсюда с учетом равенств /2/ следует также, что

$$f_0(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_1(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f(\vec{p}_1, \vec{p}_2). \quad /6/$$

Перейдем теперь к области очень малых 4-импульсов $q = \{q_0, \vec{q}\}$. В рамках рассматриваемой модели двухчастичные структурные функции нетождественных пионов почти не зависят от q . Следовательно, в широкой области значений q , в том числе и при малых $|\vec{q}|$, справедливо равенства

$$f_{+0}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_{+-}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f(\vec{p}, \vec{p}), \quad /6'/$$

где $\vec{p} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)/2$. В то же время при $\vec{q} \rightarrow 0$ структурная функция $f_1(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ должна "вымирать", и это требование надо совместить с безмодельными равенствами /2/ и модельным условием /6'/ . Легко убедиться, что задача решает формула

$$f_j(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = f(\vec{p}, \vec{p}) [1 + (-1)^j \Delta(\vec{q}, q_0)], \quad /7/$$

в которой $\Delta(0,0) = 1$ и $\Delta \rightarrow 0$ при достаточно больших \vec{q} и q_0 . Тогда при больших \vec{q} и q_0 выполнены равенства /6/, а при уменьшении $|\vec{q}|$ и q_0 функция $f_1(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \rightarrow 0$. Кроме того, при малых \vec{q} и q_0 получаем

$$f_{++}(\vec{p}, \vec{p}) = f_{00}(\vec{p}, \vec{p}) = 2f(\vec{p}, \vec{p}), \quad /6''/$$

т.е. для пар тождественных пионов двухчастичные структурные функции в два раза больше структурных функций для пар нетождественных пионов, а также для пар тождественных пионов в конфигурациях с сильно различающимися импульсами.

Такое удвоение непосредственно связано с интерференционными явлениями, подробно рассмотренными в работах /2,3,4/. Там же было показано, что функция Δ , определяющая поведение пары тождественных пионов, обращается в нуль при $|\vec{q}| \gg 1/R$, где R - линейные раз-

центра масс рассматриваемой пары частиц. Для анализа этого вопроса надо знать явный вид функции $\Delta(\vec{q}, q_0)$, который можно найти только в рамках определенных модельных предположений. Имея целью только подчеркнуть основную мысль, мы рассмотрим предельно простую модель. Представим себе объем, в котором происходит генерация частиц, в виде облака неподвижных источников, которые возбуждаются в один и тот же момент времени и испускают частицы, в дальнейшем не взаимодействующие. Пусть распределение источников в пространстве характеризуется функцией Гаусса

$$\rho(\vec{r}) \sim \exp(-\vec{r}^2/2a^2).$$

Тогда, как показано в ^{16/}

$$\Delta(\vec{q}, q_0) = \frac{\exp(-a^2 \vec{q}^2)}{1 + (q_0 \tau)^2}, \quad /9/$$

где τ - среднее время жизни источников. В системе неподвижных источников угловое распределение вектора \vec{q} изотропно, что является следствием сферической симметрии распределения $\rho(\vec{r})$. Другая картина будет в системе центра масс двух тождественных пионов. В ней $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$, $q_0 = \omega_1 - \omega_2 = 0$ и функция $\Delta(\vec{q}, q_0)$ с учетом преобразований Лоренца имеет вид

$$\Delta(q, 0) = \frac{\exp[-a^2 \vec{q}^2 - v^2 \gamma^2 a^2 (\vec{q} \vec{n})^2]}{1 + v^2 \gamma^2 \tau^2 (\vec{q} \vec{n})^2}. \quad /10/$$

Здесь $\vec{v} = v \vec{n}$ - скорость источников в системе покоя пары частиц, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ - соответствующий лоренц-фактор. Из соотношений /7/ и /10/ следует, что при малых Q угловая корреляция между \vec{q} и \vec{n} описывается формулой

$$f_{++} = f_{00} \sim 1 - (1/2) q^2 v^2 \gamma^2 (a^2 + \tau^2) \cos^2 \theta, \quad /11/$$

в которой величина

$$R = v \gamma (a^2 + \tau^2)^{1/2} \quad /12/$$

имеет смысл эффективной длины излучающей системы.

2. Перейдем теперь к рождению частиц с малыми относительными импульсами по мультипериферической схеме /рис. 1/. Такие частицы могут в основном рождаться /как правило, с малым сечением/ лишь в соседних узлах мультипериферической лестницы. Выделяя в амплитуде реакции $A(p_1, p_2, \vec{P})$ лишь те факторы, которые на диаграммах 1а и 1б не совпадают, можно записать

$$A(p_1, p_2, \vec{P}) \sim \frac{C_a}{(\vec{P} - p_1)^2 - m^2} + \frac{C_b}{(\vec{P} - p_2)^2 - m^2}, \quad /13/$$

где m - масса обменной частицы. Коэффициенты C_a и C_b определяются изотопической структурой рассматриваемых диаграмм. Если 1 и 2 - бесспиновые тождествен-

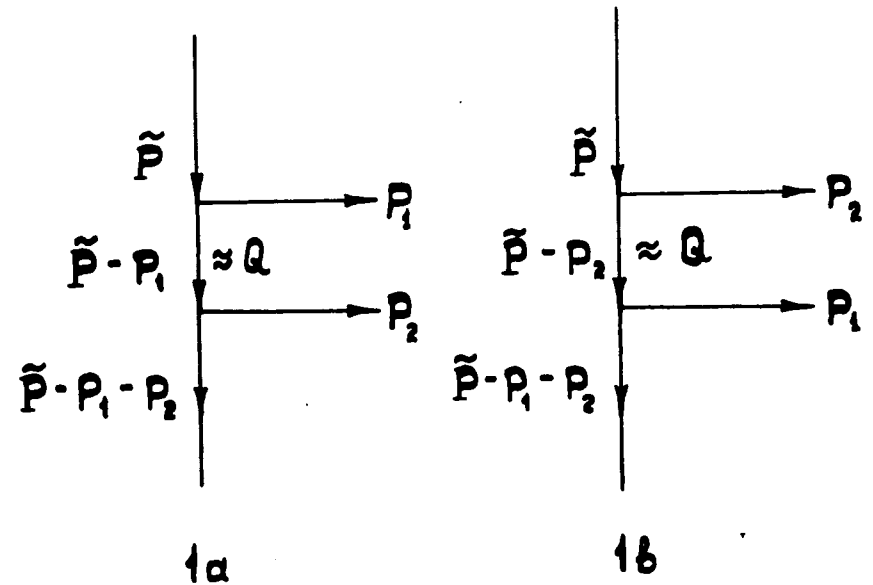


Рис. 1

ные частицы, коэффициенты C_a и C_b , очевидно, совпадают, но в общем случае $C_a \neq C_b$; один из них /например, C_b / может быть даже равен нулю.

Введем обозначение $p = (p_1 + p_2)/2$; тогда $p_1 = p + q/2$, $p_2 = p - q/2$. Введем также 4-вектор $Q = \vec{P} - p$. Величина $Q^2 = t < 0$; при близких p_1 и p_2 она приближенно равна квадрату передачи импульса от узла 1 к узлу 2. В новых обозначениях амплитуда

$$A(p_1, p_2, \vec{P}) \sim \frac{C_a}{(Q - q/2)^2 - m^2} + \frac{C_b}{(Q + q/2)^2 - m^2}. \quad /14/$$

Если величина q^2 очень мала, то из /14/ следует:

$$A \sim 1 - \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b} \frac{Q}{m^2 + |t|}, \quad \text{если } C_a \neq \pm C_b; \quad /15/$$

$$A \sim 1 + \frac{(Qq)^2}{(m^2 + |t|)^2}, \quad \text{если } C_a = C_b; \quad /16/$$

$$A \sim Qq \left[1 + \frac{(Qq)^2}{(m^2 + |t|)^2} \right], \quad \text{если } C_a = -C_b. \quad /17/$$

Считая массы частиц 1 и 2 одинаковыми, имеем $p_1 = p_2 = p$, тогда в формулах /15/, /16/ и /17/ можно заменить (Qq) на $(\vec{P}q)$. В системе центра масс пары 1 + 2 разность энергий $q_0 = \omega_1 - \omega_2 = 0$; следовательно, $-\vec{P}q = \vec{P}q = |\vec{P}| |\vec{q}| \cos \theta$, где θ - угол между направлениями векторов \vec{P} и \vec{q} . Таким образом, для пары нетождественных частиц в угловом распределении вектора \vec{q} возникает асимметрия. Действительно, согласно /15/,

$$|A|^2 \sim 1 + 2 \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b} \frac{|\vec{P}| |\vec{q}|}{m^2 + |t|} \cos \theta. \quad /18/$$

Для тождественных бесспиновых частиц $C_a = C_b$ и асимметрия отсутствует, но имеет место анизотропия:

$$|A|^2 \sim 1 + 2 \frac{\vec{P}^2 \vec{q}^2}{(m^2 + |t|)^2} \cos^2 \theta. \quad /19/$$

Характер асимметрии и анизотропии снова определяется размерами излучающей системы. Мы сейчас убедимся, что 4-вектор

$$\frac{2Q}{m^2 + |t|} = \left\{ \frac{2Q_0}{m^2 + |t|}, \frac{2\vec{Q}}{m^2 + |t|} \right\}$$

можно связать с временем жизни и длиной пробега виртуальной частицы, участвующей в обмене. Следует, правда, оговориться, что эти понятия не являются вполне однозначными. Удовлетворительная физическая интерпретация возможна только в ультрарелятивистском случае, когда

$$Q_0^2 \gg m^2 + |t| \quad \text{и} \quad \vec{Q}^2 = (\vec{P} - p)^2 \gg m^2 + |t|. \quad /20/$$

Время жизни виртуальной частицы целесообразно определять как $\Gamma = 1/|\Delta Q_0|$, где ΔQ_0 - разность энергий реальной и виртуальной частиц с одним и тем же импульсом \vec{Q} . Тогда из равенств

$$Q_0^2 - \vec{Q}^2 = -|t|, \quad (Q_0 + \Delta Q_0)^2 - \vec{Q}^2 = m^2$$

следует $\Delta Q_0 \approx - \frac{m^2 + |t|}{2Q_0}$, т.е.

$$\Gamma = \frac{2Q_0}{m^2 + |t|}. \quad /21/$$

Аналогично длина пробега виртуальной частицы определяется по формуле $R = 1/|\Delta \vec{Q}|$, где $\Delta \vec{Q}$ - разность импульсов реальной и виртуальной частиц, летящих в направлении импульса \vec{Q} и обладающих одинаковой энергией Q_0 .

Легко видеть, что при выполнении условия /20/

$$|\Delta \vec{Q}| = \frac{m^2 + |t|}{2|\vec{Q}|}, \quad \vec{R} = \frac{2\vec{Q}}{m^2 + |t|}. \quad /22/$$

Таким образом, выясняется, что

$$\frac{2Q}{m^2 + t} = \{T, \vec{R}\}^*. \quad /23/$$

Соотношения /15/-/17/ могут быть теперь записаны формулами

$$A \sim 1 - \frac{1}{2} \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b} (Tq^0 - \vec{R}\vec{q}). \quad /24/$$

В системе центра рассматриваемой пары $q_0 = 0$ и

$$A \sim 1 + \frac{1}{2} \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b} \vec{R}\vec{q}. \quad /25/$$

При $|\vec{q}| \ll 1/R$ коэффициент асимметрии /а для тождественных частиц - анизотропии/ очень мал, что соответствует "вымиранию" состояний с ненулевыми орбитальными моментами.

* В ультрарелятивистском случае пробег виртуальной частицы может существенно превосходить размеры области ее пространственной локализации. В то же время, если Q - пространственноподобный 4-вектор, скорость $v=R/T$ становится больше скорости света. Это не приводит к нарушению причинности, т.к. "непричинный эффект" составляет $R-T \approx \frac{|t|}{m^2 + |t|} Q_0^{-1}$, а с такой точностью локализация частицы принципиально невозможна.

§4. Угловые распределения в реакциях с резонансами

1. Рассмотрим реакцию

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + 3, \quad /26/$$

идущую через узкие промежуточные резонансы по двум каналам:

$$a + b \rightarrow 1 + r' \quad , \quad a + b \rightarrow 2 + r'' \quad /27/$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad 2+3 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad 1+3.$$

Предположим, что бесспиновые частицы 1 и 2 входят в один изотопический мультиплет, резонансы r' и r'' - в другой. Тогда эффективное сечение реакции /26/ можно записать в виде

$$\sigma \sim \left| \frac{C_a}{m_{23}^2 - m_r^2 + im_r \Gamma_r} + \frac{C_b}{m_{13}^2 - m_r^2 + im_r \Gamma_r} \right|^2. \quad /28/$$

Здесь $m_{13}^2 = (p_1 + p_3)^2$, $m_{23}^2 = (p_2 + p_3)^2$, m_r и Γ_r - масса и ширина резонанса, а коэффициенты C_a и C_b определяются изотопической структурой реакции.

Аналогичные формулы справедливы и для эффективных сечений, относящихся к определенным значениям изотопического спина двухчастичной системы 1+2. Например, в рассмотренной в /5/ реакции

$$K + a \rightarrow K + \phi + a, \quad \phi \rightarrow K + \bar{K} \quad /29/$$

имеем два таких эффективных сечения σ_0 и σ_1 , соответствующих изосинглету и изотриплету системы (K+K), причем

$$\sigma_0 \sim \left| \frac{1}{m_{23}^2 - m_r^2 + im_r \Gamma_r} - \frac{1}{m_{13}^2 - m_r^2 + im_r \Gamma_r} \right|^2, \quad /30/$$

которая при $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$ имеет смысл 4-импульса резонанса. Тогда в соответствии с /7,8/ можно записать

$$y = q_0 \tau_r - \vec{q} \vec{\ell}_r, \quad /36/$$

где τ_r - среднее время жизни резонанса, $\vec{\ell}_r$ - его средний пробег. В системе покоя пары /1+2/ величина y в формулах /33/ и /34/ принимает вид

$$y = -\vec{q} \vec{\ell}_r = -|\vec{q}| |\vec{\ell}_r| \cos \theta. \quad /37/$$

В частном случае реакции /29/ формула /30/ после интегрирования по x переходит в

$$f_0(y) \sim 1 - \frac{1}{1 + (q \vec{\ell}_r)^2}. \quad /38/$$

Как и следовало ожидать, "вымирание" ненулевых орбитальных моментов и здесь определяется размерами излучающей системы /распадным пробегом резонанса/. Такой же результат получается и в общем случае, когда $C_a \neq \pm C_b$. В соответствии с этим характер углового распределения также определяется параметром $\vec{\ell}_r$. Действительно, при достаточно малых $q \vec{\ell}_r$ формула /34/ дает

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} \sim 1 + \frac{2}{\pi} \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b} |\vec{q}| |\vec{\ell}_r| \cos \theta. \quad /39/$$

Измеряя коэффициент при $\cos \theta$, можно определить величину и направление $\vec{\ell}_r$.

2. Формула типа /39/ имеет место и тогда, когда частицы 1 и 2 не входят в один изотопический мультиплет и обладают разными массами. В этом случае из двух каналов /27/, как правило, остается только один, например, первый. Относительный импульс \vec{q} оказывается малым, если скорости частиц \vec{v}_1 и \vec{v}_2 близки друг к другу, т.е., если $m_{12} \approx m_1 + m_2$. Нетрудно показать, что это возможно лишь при значениях массы m_0 системы частиц 1+2+3, близких к

$$\bar{m}_0^2 = [(m_1 + m_2) m_r^2 + m_1 (m_1 m_2 + m_2^2 - m_3^2)] m_2^{-1}. \quad /40/$$

Несмотря на неравенство масс частиц 1 и 2, формулы /33/ и /35/ остаются верными, надо только положить в них $C_b=0$, исключая тем самым в /27/ второй канал. Поэтому формула /39/ для углового распределения в системе покоя частиц 1 и 2 принимает вид

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim 1 + \frac{2}{\pi} |\vec{q}| |\ell_r^*| \cos\theta. \quad /41/$$

“Вымирание” ненулевых орбитальных моментов и здесь определяется распадным пробегом резонанса ℓ_r^* .

3. Имеется любопытная возможность обобщить результаты п. 1 на случай больших относительных импульсов \vec{q} . Для этого в реакции /27/ надо отбирать такие пары частиц 1 и 2, которые вылетают приблизительно симметрично относительно плоскости, определяемой импульсом \vec{p}_3 и начальным импульсом $\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$, и, кроме того, удовлетворяют условию $m_{13} \approx m_{23} \approx m_r$ /при этом предполагается, что $m_1 = m_2$; более подробный анализ кинематики таких пар см. в /9'/-. Представление сечения в виде /33/ для таких широкоугольных пар остается верным, хотя разность импульсов $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ велика. Чтобы искусственно ввести некоторый аналог малого \vec{q} , отразим импульс \vec{p}_1 в плоскости симметрии (\vec{p}_0, \vec{p}_3) , как в зеркале. Отраженный вектор

$$\vec{p}'_1 = \vec{p}_1 - \frac{2\vec{n}(\vec{p}_1\vec{n})}{\vec{n}^2}, \quad \vec{n} = [\vec{p}_0, \vec{p}_3]. \quad /42/$$

Легко убедиться, что $|\vec{p}'_1| = |\vec{p}_1|$, $\omega'_1 = \omega_1$, $\vec{p}_0\vec{p}'_1 = \vec{p}_0\vec{p}_1$. Кроме того,

$$\begin{aligned} m_{23}^2 &= (p_2 + p_3)^2 = (p_0 - p_1)^2 = m_0^2 + m_1^2 - 2\omega_0\omega_1 + 2\vec{p}_0\vec{p}_1 = \\ &= m_0^2 + m_1^2 - 2\omega_0\omega'_1 + 2\vec{p}_0\vec{p}'_1. \end{aligned}$$

Аналогично

$$m_{13}^2 = m_0^2 + m_2^2 - 2\omega_0\omega_2 + 2\vec{p}_0\vec{p}_2.$$

Систему отсчета, где $\vec{p}'_1 + \vec{p}_2 = 0$ и $\omega'_1 = \omega_2$, пометим звездочкой. Введем разность $\vec{q}^* = \vec{p}'_1 - \vec{p}_2$, которая в соответствии с произведенным симметричным отбором оказывается малой; угол между \vec{q}^* и \vec{p}_0^* обозначим θ^* . Для величины y , вычисляемой в соответствии с /32/, получаем

$$y = \frac{\vec{q}^*\vec{p}_0^*}{m_r\Gamma_r} = \frac{|\vec{q}^*| |\vec{p}_0^*|}{m_r\Gamma_r} \cos\theta. \quad /43/$$

Подставляя /43/ в /33/ и интегрируя по x , получим при достаточно малых $|\vec{q}^*|$ окончательный результат:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \sim 1 + \frac{2}{\pi} \frac{C_a - C_b}{C_a + C_b} \lambda \ell_r^* \cos\theta^*, \quad /44/$$

где $\lambda = |\vec{p}_0^*| / |\vec{p}_2^* + \vec{p}_3^*|$ — константа, определяемая геометрией опыта ($\lambda \sim 1$), а $\ell_r^* = |\vec{p}_2^* + \vec{p}_3^*| / m_r\Gamma_r$ — распадный пробег резонанса. Таким образом, и здесь угловое распределение определяется размером излучающей системы.

Литература

1. В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 21, 205 /1975/.
2. В.Г.Гришин, Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 13, 1116 /1971/.
3. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. Доклад на Международном семинаре по глубоконеупругим и множественным процессам при высоких энергиях. ОИЯИ, Д1,2-7411, Дубна, 1973.
4. E.V.Shuriak. Phys.Lett., 44B, 387 (1973).
5. Г.И.Копылов, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ОИЯИ, P2-8069, Дубна, 1974.
6. G.I.Kopylov. Phys.Lett., 50B, 472 (1974).
7. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 14, 1081 /1971/.
8. Г.И.Копылов. ЯФ, 15, 178 /1972/.
9. Г.И.Копылов, С.С.Паржицкий, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 20, 224 /1974/.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1975 года.