

сообщения
Объединенного
Института
Ядерных
Исследований
Дубна

P2-85-603

М.И. Подгорский, А.П. Чеплаков

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
РАЗНОСТИ ИМПУЛЬСОВ
ТОЖДЕСТВЕННЫХ ПИОНОВ

1985

Хорошо известно, что изучение корреляций тождественных пионов позволяет получить сведения не только о пространственно-временных параметрах R и τ процесса генерации, но также и о форме той области, из которой вылетают исследуемые пионы. В рамках часто используемой упрощенной модели вероятность образования пары тождественных пионов с близкими импульсами \vec{p}_1 и \vec{p}_2 дается выражением

$$W \sim 1 + \lambda e^{-A^2(q_x^2 + q_y^2) - B^2 q_z^2 - \tau^2 q_0^2} \quad /1/$$

в котором направление OZ совпадает с осью реакции, q - разность импульсов, q_0 - разность соответствующих энергий, а величины A и B характеризуют поперечные и, соответственно, продольные размеры области генерации. Эта область сферически-симметрична, если $A = B$, при $A < B$ она вытянута вдоль оси реакции, при $A > B$ - сплющена в том же направлении. Выражение /1/ относится к системе отсчета /если такая система фактически существует/, в которой источники пионов неподвижны, а их распределения в пространстве и времени независимы и описываются соответствующими функциями Гаусса. Отступление от этих требований приводит, конечно, к изменению формы интерференционного пика; предполагается, однако, что и тогда можно пользоваться формулой /1/, рассматривая ее как подходящую параметризацию, удобную для количественной обработки экспериментальных данных.

Если интересуются только усредненными размерами, то результаты измерений обрабатывают в соответствии с формулой /1/, в которой полагают $A = B = R$. Тогда параметр R может быть получен довольно точно; несколько хуже обстоит дело с параметром τ . Что же касается раздельного измерения A и B , то соответствующие результаты пока что слишком неточны и мало надежны. Частично это связано с большим числом параметров в формуле /1/, но, вероятно, и с тем, что различие между A и B не очень велико. Между тем, для определения степени "сплюсненности" или "вытянутости" области генерации нет необходимости знать обе величины A и B , вполне достаточно иметь их отношение $a = A/B$, которое, как нам кажется, может быть измерено с большей точностью.

Рассмотрим сначала наиболее прозрачный случай, когда в показателе экспоненты /1/ можно по тем или иным причинам пренебречь

слагаемым $\tau^2 q_0^2$. Тогда вместо /1/ имеем

$$W \sim 1 + \lambda e^{-A^2(q_x^2 + q_y^2) - B^2 q_z^2} \quad /2/$$

Если $A = B$, то источники пионов распределены в пространстве сферически-симметрично без каких-либо выделенных направлений; соответственно, угловое распределение вектора \vec{q} должно быть изотропным. Нарушение сферической симметрии в расположении источников приводит к различию между A и B и появлению анизотропии в угловом распределении вектора \vec{q} .

Конкретная форма углового распределения определяется величиной отношения $a = A/B$. Действительно, показатель экспоненты в формуле /2/ можно переписать в виде

$$\begin{aligned} A^2(q_x^2 + q_y^2) + B^2 q_z^2 &= A^2(q_x^2 + q_y^2 + q_z^2) + (B^2 - A^2)q_z^2 = \\ &= A^2 q^2 + (B^2 - A^2) q^2 \cos^2 \theta = q^2 \{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta\}. \end{aligned}$$

Здесь θ - угол между направлением вектора \vec{q} и осью реакции, $q = |\vec{q}|$. Для пар пионов, относящихся к области интерференционного пика, угловое распределение вектора \vec{q} определяется выражением

$$\phi(\cos \theta) \sim \int_0^\infty e^{-q^2 \{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta\}} q^2 dq. \quad /3/$$

Замена переменных $x = q \{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta\}^{1/2}$ дает

$$\phi(\cos \theta) \sim \frac{1}{[A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta]^{3/2}} \int_0^\infty e^{-x^2} x^2 dx = \frac{\text{const}}{[A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta]^{3/2}}.$$

Нормируя это распределение в интервале $[-1, 1]$, окончательно получаем

$$\phi(\cos \theta) = \frac{a^2}{2[a^2 + (1 - a^2) \cos^2 \theta]^{3/2}}, \quad a = \frac{A}{B}. \quad /4/$$

Распределение /4/ остается справедливым и в более общем случае, когда в формуле /2/ вместо экспоненты стоит произвольная функция f от аргумента $A^2(q_x^2 + q_y^2) + B^2 q_z^2$; требуется только выполнение условия $f(0) \neq 0$.

* В частности, всегда $q_0 = 0$ в системе, связанной с центром инерции пионной пары /см. также ниже/.

Если интересоваться только некоторой частью интерференционного пика и отбирать пары пионов, для которых $|\vec{q}| \leq Q$, то угловое распределение изменяется и появляется зависимость от вида функции f . В этом случае

$$\begin{aligned} \phi(\cos \theta) &\sim \int_0^Q f \{ [A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta] q^2 \} q^2 dq \sim \\ &\sim \frac{1}{[A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta]^{3/2}} \int_0^{Q \sqrt{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta}} f(x) x^2 dx. \end{aligned} \quad /5/$$

Из формулы /5/ следует, что по мере уменьшения величины порога Q степень анизотропии также уменьшается, и при достаточно малых Q угловое распределение становится полностью изотропным /см. также /1'//. Действительно, при $QA, QB \ll 1$

$$Q \sqrt{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta} \int_0^{Q \sqrt{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta}} f(x) x^2 dx \approx f(0) \int_0^{Q \sqrt{A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta}} x^2 dx \approx \frac{1}{3} f(0) Q^3 [A^2 + (B^2 - A^2) \cos^2 \theta]^{3/2},$$

поэтому в угловом распределении /5/ члены, зависящие от $\cos \theta$, сокращаются.

Учет следующего члена разложения формулы /5/ по Q также приводит к универсальному угловому распределению, справедливому даже при отказе от использованной ранее параметризации интерференционного пика с помощью функции $f(A^2(q_x^2 + q_y^2) + B^2 q_z^2)$. Чтобы показать это, будем исходить не из /5/, а из известного общего выражения

$$W \sim 1 + \lambda \langle \cos \vec{q} \vec{r} \rangle. \quad /6/$$

Ограничиваясь членами, содержащими \vec{q}^2 , имеем

$$\langle \cos \vec{q} \vec{r} \rangle \approx 1 - \frac{1}{2} \langle (r_x q_x + r_y q_y + r_z q_z)^2 \rangle.$$

Поскольку из осевой симметрии следует

$$\langle r_x r_y \rangle = \langle r_x r_z \rangle = \langle r_y r_z \rangle = 0,$$

можно также записать

$$\langle \cos \vec{q} \vec{r} \rangle \approx 1 - [A^2 (q_x^2 + q_y^2) + B^2 q_z^2], \quad /7/$$

где $\langle r_x^2 \rangle = \langle r_y^2 \rangle = 2A^2$ и $\langle r_z^2 \rangle = 2B^2$; величины A и B - это среднеквадратичные поперечные, и, соответственно, продольные размеры области генерации. Формулу /7/ можно представить в виде

$$\langle \cos \vec{q} \vec{r} \rangle \approx 1 - B^2 q^2 [a^2 + (1-a^2) \cos^2 \theta],$$

откуда с учетом условий $QA, QB \ll 1$, получаем для нормированного углового распределения выражение

$$\phi(\cos \theta) = \frac{1 - B^2 q^2 (1-a^2) \cos^2 \theta}{2} \quad /8/$$

При $Bq \rightarrow 0$ из /8/ следует упомянутая выше изотропия углового распределения.

Вернемся теперь к формуле /4/. Поскольку она содержит единственный параметр $a = A/B$, значение его можно определить, измеряя какую-либо интегральную характеристику углового распределения. Можно, например, остановить свой выбор на величине

$$\Delta = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, \quad /9/$$

где N_1 - число событий из области интерференционного пика, для которых $0 < |\cos \theta| < 1/2$, N_2 - число событий, для которых $1/2 < |\cos \theta| < 1$. Из /4/ следует, что

$$\Delta = \frac{2}{\sqrt{3a^2 + 1}} - 1, \quad a^2 = \frac{1}{3} \left[\frac{4}{(1+\Delta)^2} - 1 \right]. \quad /10/$$

Для изотропного углового распределения $a = 1$, $\Delta = 0$; если $\Delta > 0$, угловое распределение "сплюснуто", при $\Delta < 0$ оно "вытянуто" вдоль оси реакции*.

Если отбирать не все пары пионов из области интерференционного пика, а только такие, для которых $|\vec{q}| \leq Q$, то величина Δ зависит уже от двух параметров, а именно - от $a = A/B$ и Q . Соответствующие кривые приведены на рис.1.

При измерении Δ следует иметь в виду, что угловое распределение фона также может быть анизотропным. Если ввести величины $N_{1\phi}$ и $N_{2\phi}$, относящиеся к фону и аналогичные по смыслу введенным ранее N_1 и N_2 , то в общем случае отношение

$$\Delta_\phi = \frac{N_{1\phi} - N_{2\phi}}{N_{1\phi} + N_{2\phi}} \neq 0.$$

* См. также работу /2/, в которой этот вопрос был затронут с несколько иной точки зрения. Заметим, что на качественном уровне аналогичное соотношение между пространственным распределением источников и угловым распределением вектора \vec{q} имеет общее значение, не ограниченное рамками конкретной параметризации /2/.

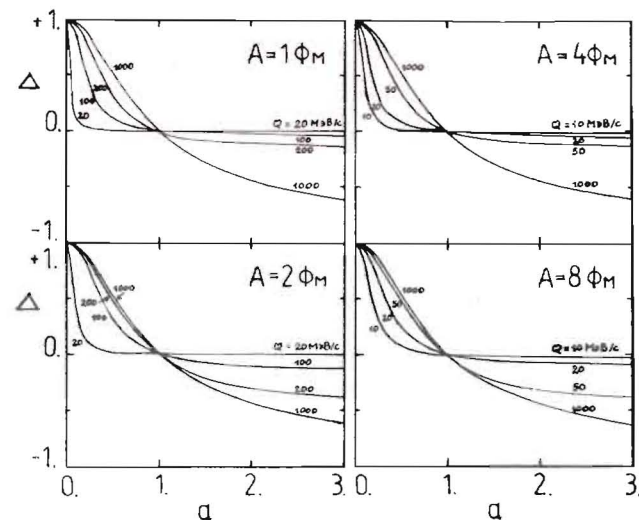


Рис.1. Зависимость величины Δ от $a = A/B$ для различных значений поперечного размера A области генерации. Кривые получены для указанных величин максимальной разности импульсов частиц Q .

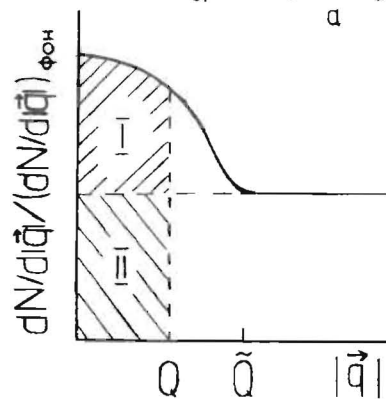


Рис.2. Распределение по $|\vec{q}|$. Нормировка с фоном приводится правее \tilde{Q} .

Это затруднение можно обойти, если измерять вспомогательную величину

$$\Delta' = \frac{(N_1 + N_{1\phi}) - (N_2 + N_{2\phi})}{N_{1\phi} + N_{2\phi}}, \quad /11/$$

которая связана с Δ соотношением

$$\Delta' = \Delta_\phi + \frac{N_1 + N_2}{N_{1\phi} + N_{2\phi}} \cdot \Delta. \quad /12/$$

Здесь $N_1 + N_2 = N$ - полное число интересующих нас пар /т.е. пар с $|\vec{q}| \leq \tilde{Q}$ /, относящихся к интерференционному максимуму /область I на схематическом рис.2/, $N_{1\phi} + N_{2\phi}$ - полное число фоновых пар

/область II/. Соотношения /11/ и /12/ позволяют определить искомую величину Δ , поскольку все остальные величины, входящие в /11/ и /12/, могут быть измерены непосредственно*.

Если речь идет об угловом распределении /4/, относящемся ко всему интерференционному пику в целом, то показанное на рис.2 граничное значение Q должно быть выбрано достаточно большим ($Q > \bar{Q}$)**. С другой стороны, его не следует брать чрезмерно большим, так как с ростом Q в формуле /12/ уменьшается коэф-

фициент $\frac{N_1 + N_2}{N_{1\phi} + N_{2\phi}}$, из-за чего точность измерения Δ падает.

Сказанное выше справедливо, когда можно пренебречь величиной $q_0^2 \tau^2$. Если этого сделать нельзя, возникает вопрос о соответствующем обобщении вида углового распределения. Проблема оказывается довольно сложной, поскольку появляется зависимость углового распределения вектора \vec{q} от направления и величины скорости \vec{u} выделяемых пар пионов. Некоторое упрощение возможно при достаточно высоких энергиях, когда скорости большинства вторичных частиц близки к скорости света $|\vec{u}| \approx 1$ и составляют малый угол с направлением оси реакции. Если ограничиться только такими частицами, то наличие в показателе экспоненты /1/ члена $\tau^2 q_0^2$ приводит лишь к изменению коэффициента при q_z^2 . Известно, что для двух пионов с близкими импульсами

$$q_0 = \vec{q} \vec{u}. \quad /13/$$

Если скорость \vec{u} направлена вдоль оси реакции, то из /13/ следует

$$\tau^2 q_0^2 = \tau^2 u^2 q_z^2. \quad /14/$$

Следовательно, остается справедливой формула /2/ с заменой V^2 на $\hat{V}^2 = V^2 + \tau^2 u^2 \approx V^2 + \tau^2$; справедливы также и последующие формулы /4/ и /10/, в которых надо положить $a = A/\hat{V}$.

До сих пор все рассуждения касались системы отсчета, в которой источники пионов покоятся. В другой системе, движущейся

* Исходные формулы /1/ и /2/ написаны в предположении о возможности пренебречь слабой зависимостью одночастичных спектров от импульсов пионов \vec{p}_1 и \vec{p}_2 . Учет такой зависимости приводит к некоторой модификации соотношения /12/, рассмотренной в приложении.

** Точка \bar{Q} на рис.2 соответствует условной границе интерференционного пика. Если $Q > \bar{Q}$, то величина Δ не зависит от выбора Q ; при $Q < \bar{Q}$ значение $|\Delta|$ уменьшается вместе с уменьшением Q .

относительно исходной со скоростью \vec{v} , пространственно-временные параметры будут другими. Если скорость \vec{v} направлена вдоль оси реакции, то изменяются длительность процесса и продольные размеры области генерации, в то время как поперечные размеры /величина Δ / остаются прежними. Интересной особенностью обладает система центра инерции пары пионов: поскольку в этой системе всегда $q_0 = 0$, интерференционные корреляции не зависят от длительности процесса и определяются только размерами области генерации*. Вместе с тем надо забывать, что в движущейся системе отсчета продольные размеры области генерации зависят не только от продольных размеров V в исходной системе, но и от длительности τ . Поэтому, если цель работы состоит в определении параметров A , V и τ , относящихся к системе, в которой источники пионов покоятся, то система покоя пары $\pi\pi$ не обладает специальными преимуществами по сравнению с другими движущимися системами.

Легко показать^{/3/}, что для пар пионов, летящих вдоль оси реакции, формула /1/ переходит в движущейся системе в

$$W_{-1+\lambda e} = \frac{-A^2(q_x^2 + q_y^2) - \gamma_v^2 \{ (1-uv)^2 V^2 + (u-v)^2 \tau^2 \} q_z^2}{1-v^2} \quad /15/$$

Здесь $\gamma_v^2 = \frac{1}{1-v^2}$, а величины u и q_x, q_y, q_z берутся в рас-

считываемой движущейся системе отсчета. Следовательно, двухчастичные корреляции снова описываются выражением /2/, в котором величину V^2 надо заменить на $V'^2 = \gamma_v^2 \{ (1-uv)^2 V^2 + (u-v)^2 \tau^2 \}$. После такой замены остаются справедливыми и последующие формулы /4/ и /10/. Заметим, что при $u=v$ угловое распределение вектора \vec{q} перестает зависеть от временного параметра τ . Приблизительно указанная независимость углового распределения от величины τ может иметь место и в относительно широкой кинематической области, в которой лоренц-факторы

$$\gamma_v = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \quad \text{и} \quad \gamma_u = \frac{1}{\sqrt{1-u^2}}$$

отличаются не очень сильно. Действительно, при $\gamma_v, \gamma_u \gg 1$ имеют место приближенные равенства

$$(1-uv)^2 \approx \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\gamma_u^2} + \frac{1}{\gamma_v^2} \right)^2, \quad (u-v)^2 \approx \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\gamma_u^2} - \frac{1}{\gamma_v^2} \right)^2 \quad /16/$$

т.е. в формуле /15/ коэффициент при V^2 велик по сравнению с коэффициентом при τ^2 , если $\gamma_u \approx \gamma_v$.

В заключение можно выразить надежду, что сопоставление изменений углового распределения вектора \vec{q} со стандартными измерени-

* В такой системе был недавно проведен анализ экспериментальных данных по аннигиляции e^+e^- в адроны^{/2/}.

ями R и τ позволит получить более определенные сведения о механизме генерации пионов.

Выражаем благодарность Р.Ледницкому и В.Л.Любошицу за участие в обсуждениях и важные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для количественной оценки влияния формы одночастичного спектра $u(\vec{p})$ надо воспользоваться какой-либо конкретной параметризацией. Будем исходить из двух более или менее реалистичных параметризаций:

$$u(\vec{p}) \sim e^{-\alpha^2(p_x^2 + p_y^2) - \beta^2 p_z^2} \quad /I/$$

$$u(\vec{p}) \sim e^{-\alpha^2(p_x^2 + p_y^2) - \delta^1 p_z^2} \quad /II/$$

Величины α, β и δ можно определить независимым анализом одночастичных спектров, далее они предполагаются известными и малы по сравнению с A и B .

Сначала рассмотрим выражение /I/. В этом случае исходная формула /2/ основного текста запишется в виде

$$W \sim e^{-\alpha^2(p_{1x}^2 + p_{2x}^2 + p_{1y}^2 + p_{2y}^2) - \beta^2(p_{1z}^2 + p_{2z}^2)} \{1 + \lambda e^{-A^2(q_x^2 + q_y^2) - B^2 q_z^2}\} \quad /III/$$

Введем средний импульс $\vec{p} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{2}$, тогда

$$\vec{p}_1 = \vec{p} + \frac{\vec{q}}{2}, \quad \vec{p}_2 = \vec{p} - \frac{\vec{q}}{2}, \quad p_1^2 + p_2^2 = 2p^2 + \frac{1}{2} q^2, \quad /IV/$$

а интересующая нас зависимость вероятности W от \vec{q} принимает вид

$$W \sim e^{-\frac{\alpha^2}{2}(q_x^2 + q_y^2) - \frac{\beta^2}{2} q_z^2} \{1 + \lambda e^{-A^2(q_x^2 + q_y^2) - B^2 q_z^2}\} \quad /V/$$

Если исходить из формулы /II/, то аналогичным образом снова приходим к выражению /V/, в котором следует положить $\beta = 0$; величина δ в зависимости W от \vec{q} не входит **. Поэтому в дальнейшем можно ограничиться параметризацией /I/.

* Сходная параметризация использовалась, например, в [4].

** Предполагается, что знаки p_{1z} и p_{2z} одинаковы. Небольшая часть фазового объема, в которой p_{1z} и p_{2z} малы по величине и противоположны по знаку, не рассматривается.

Сопоставление /V/ с основным текстом показывает, что фоновому слагаемому

$$e^{-\frac{\alpha^2}{2}(q_x^2 + q_y^2) - \frac{\beta^2}{2} q_z^2}$$

соответствует анизотропное угловое распределение вектора \vec{q} , характеризуемое параметром

$$\Delta_\Phi = \frac{2}{\sqrt{3\alpha^2 + 1}} - 1, \quad \alpha_\Phi^2 = \frac{\alpha^2}{\beta^2} \quad /VI/$$

В районе интерференционного пика превышение вероятности W над ее фоновым значением равно

$$\lambda e^{-\left(A^2 + \frac{\alpha^2}{2}\right)(q_x^2 + q_y^2) - \left(B^2 + \frac{\beta^2}{2}\right)q_z^2} \quad /VII/$$

Поэтому соотношение /12/ основного текста переходит в

$$\Delta' = \Delta_\Phi + \frac{N_1 + N_2}{N_{1\Phi} + N_{2\Phi}} \cdot \tilde{\Delta}, \quad /VIII/$$

где

$$\tilde{\Delta} = \frac{2}{\sqrt{3\tilde{\alpha}^2 + 1}} - 1, \quad \tilde{\alpha}^2 = \frac{A^2 + \frac{1}{2}\alpha^2}{B^2 + \frac{1}{2}\beta^2} \quad /IX/$$

Таким образом, в эксперименте непосредственно измеряется параметр $\tilde{\Delta}$ и, тем самым, - величина $\tilde{\alpha}^2$, а не искомые величины Δ и $\alpha^2 = A^2/B^2$.

Однако в реальных условиях различие между $\tilde{\alpha}^2$ и α^2 и, соответственно, между $\tilde{\Delta}$ и Δ , невелико. Действительно, для столкновений релятивистских ядер характерны величины $A \geq 1,5$ фм и $\alpha \approx 0,8$ фм, т.е. $\frac{\alpha^2}{2A^2} \approx 0,15$; кроме того, обычно $\frac{\beta^2}{2B^2} < \frac{\alpha^2}{2A^2}$. Поэтому

можно разложить выражения для $\tilde{\Delta}$ и $\tilde{\alpha}^2$ по малым параметрам

$$\frac{\alpha^2}{2A^2} \text{ и } \frac{\beta^2}{2B^2}. \text{ Тогда получим:} \\ \tilde{\alpha}^2 = \alpha^2 + \frac{\alpha^2}{2B^2} - \frac{A^2\beta^2}{2B^4}, \quad /X/$$

$$\tilde{\Delta} = \Delta - \frac{3\alpha^2}{2(3\alpha^2 + 1)^{3/2}} \left(\frac{\alpha^2}{A^2} - \frac{\beta^2}{B^2} \right). \quad /XI/$$

Из /X/ следует, что $|\bar{a}^2 - a^2| \leq 0,15$. Функция $f(a^2) = \frac{3a^2}{2(3a^2+1)^{3/2}}$

достигает своего максимального значения 0,192 при $a^2 = 2/3$ и очень медленно изменяется с изменением a^2 . Поэтому $|\bar{\Delta} - \Delta| \leq 0,03$. Ясно также, что ошибки в определении a^2 и Δ могут быть меньше величины поправочных членов в формулах /X/ и /XI/; они определяются не самими поправочными членами, а только той точностью, с которой эти члены могут быть вычислены с привлечением какой-либо дополнительной информации о величинах A^2 и B^2 . Например, поправочный член в /X/ можно переписать в виде

$\frac{1}{2A^2}(a^2 - a^2\beta^2)$ и воспользоваться для его вычисления тем, что

величина A^2 , характеризующая поперечные размеры области генерации, обычно известна с относительно хорошей точностью. Аналогичным образом можно поступить и с поправочным членом в формуле /XI/. Заметим еще, что при достаточно точных измерениях A^2 , \bar{a}^2 , a^2 и β^2 величину a^2 можно определить и не предполагая вы-

полнения условий $\frac{a^2}{A^2}, \frac{\beta^2}{B^2} \ll 1$, поскольку из формулы /IX/ следует

$$a^2 = \frac{\bar{a}^2}{1 + \frac{1}{2} \frac{a^2 - \bar{a}^2\beta^2}{A^2}} \quad /XII/$$

В принципе имеется также возможность полного исключения влияния фона, если сопоставлять рабочую и фоновую статистики в каждом из небольших двумерных интервалов $dq d\cos\theta$. К сожалению, такой подход имеет, вероятно, смысл только при накоплении очень большого числа исследуемых событий. Не исключено, впрочем, что для измерения величины Δ окажется достаточным разбиение только на два угловых интервала ($|\cos\theta| < 1/2$ и $|\cos\theta| > 1/2$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловская С.С. и др. ЯФ, 1976, т.24, с.621.
2. Aihara H. et al. Phys.Rev.D, 1985, vol.31, p.996.
3. Подгорецкий М.И. ЯФ, 1983, т.37, с.455.
4. Ледницы Р. ОИЯИ, Б2-3-11460, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1985 года

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the *JINR Communications* and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the *JINR Communications*, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Подгорецкий М.И., Чеплаков А.П.
К вопросу об угловом распределении
разности импульсов тождественных пионов

P2-85-603

Рассмотрен вопрос об угловом распределении разности импульсов тождественных пионов. Показано, что внутри интерференционного пика вид углового распределения связан с формой области, в которой расположены источники, генерирующие пионы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Cheplakov A.P., Podgoretsky M.I.
On the Angular Distribution
of Relative Momenta of Identical Particles

P2-85-603

The angular distribution of relative momenta of identical particles is considered. Within the interference peak, the angular distribution, as obtained, depends on the shape of pion generation range.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985