

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3769/82

16/8-82

P2-82-398

М.И.Подгорецкий

О СОПОСТАВЛЕНИИ КОРРЕЛЯЦИЙ  
ТОЖДЕСТВЕННЫХ ПИОНОВ  
В РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

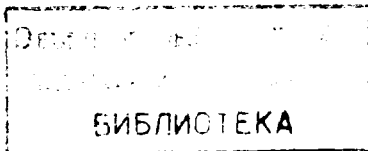
1. В течение нескольких последних лет опубликовано много экспериментальных работ, посвященных измерению пространственно-временных характеристик области генерации элементарных частиц с помощью анализа корреляций тождественных пионов. При этом соответствующие параметры  $R$  и  $\tau$  определяются, как правило, в какой-либо одной определенной системе отсчета, например, - в лабораторной системе или в системе центра инерции исследуемой реакции. Целью настоящей заметки является обсуждение некоторых особенностей, возникающих при сопоставлении пространственно-временных параметров, в разных системах координат, обладающих различными скоростями вдоль оси реакции. Такое сопоставление позволяет выделить ту специфическую систему отсчета, в которой процесс генерации обладает кинематической симметрией по и против направления оси реакции. Предполагается, что выделение такой симметричной системы, если она фактически существует, представляет определенный физический интерес, поскольку в различных моделях свойством симметрии обладают разные системы. Принцип выделения весьма прост: если двигаться относительно симметричной системы один раз со скоростью  $\vec{v}$  в одном направлении вдоль оси реакции, а другой раз - с такой же скоростью, но в противоположном направлении, то все не зависящие от направления скорости кинематические характеристики, в том числе  $R$  и  $\tau$ , могут изменяться только одинаково, поэтому при  $v=0$  они должны достигать своих экстремальных значений. Следовательно, корреляционный метод измерения пространственно-временных параметров области генерации можно использовать для выделения искомой симметричной системы.

Для иллюстрации описанного подхода рассмотрим сначала предельно простой пример. Пусть имеется неподвижный точечный источник, генерирующий два одинаковых пиона, причем разность моментов их генерации  $t^*$  распределена в системе источника по экспоненциальному закону

$$U(t^*) = \frac{1}{\tau} e^{-t^*/\tau} \quad //$$

со среднеквадратичным временем  $\langle t^{*2} \rangle = 2\tau^2$ . Тогда в системе отсчета, в которой источник движется со скоростью  $v$ , закон распределения // переходит в

$$u'(t) = \frac{1}{\gamma\tau} e^{-t/\gamma\tau} \quad //'$$



а расстояние  $l$  между точками генерации пионов отлично от нуля и распределено по закону

$$u''(l) = \frac{1}{\gamma v \tau} e^{-l/\gamma v \tau} \quad /1''/$$

Из /1'/ и /1''/ следует, что

$$\langle t^2 \rangle = 2\gamma^2 \tau^2, \quad \langle l^2 \rangle = 2\gamma^2 v^2 \tau^2, \quad /2/$$

т.е. обе величины  $\langle t^2 \rangle$  и  $\langle l^2 \rangle$  минимальны при  $v=0$ . Аналогичное утверждение справедливо и при любом другом законе распределения интервала времени  $t^*$ .

Сходный результат верен и в более сложном случае, когда неподвижные и независимые точечные источники расположены внутри области с какими-то конечными размерами. Поскольку при лоренцевых преобразованиях поперечные координаты не изменяются, нас будут интересовать только координаты источников  $z^*$  вдоль оси реакции и соответствующие моменты генерации  $t^*$ . Пространственные и временные характеристики области генерации определяются в такой модели величинами  $(z_1^* - z_2^*)$  и  $(t_1^* - t_2^*)$ , где индексами 1 и 2 нумеруется некоторая пара точечных источников. Переход к системе отсчета, движущейся вдоль оси  $z$  со скоростью  $v$ , приводит к соотношениям

$$(z_1 - z_2) = \gamma(z_1^* - z_2^*) + \gamma v(t_1^* - t_2^*), \quad (t_1 - t_2) = \gamma(t_1^* - t_2^*) + \frac{\gamma v}{c^2}(z_1^* - z_2^*), \quad /3/$$

из которых следует, что средние величины  $\langle (z_1 - z_2)^2 \rangle$  и  $\langle (t_1 - t_2)^2 \rangle$  выражаются в виде

$$\langle (z_1 - z_2)^2 \rangle = \gamma^2 \langle (z_1^* - z_2^*)^2 \rangle + v^2 \langle (t_1^* - t_2^*)^2 \rangle + 2v \langle (z_1^* - z_2^*)(t_1^* - t_2^*) \rangle, \quad /4/$$

$$\langle (t_1 - t_2)^2 \rangle = \gamma^2 \langle (t_1^* - t_2^*)^2 \rangle + \frac{v^2}{c^4} \langle (z_1^* - z_2^*)^2 \rangle + \frac{2v}{c^2} \langle (z_1^* - z_2^*)(t_1^* - t_2^*) \rangle.$$

Если речь идет о симметричной системе, то  $\langle (z_1^* - z_2^*)(t_1^* - t_2^*) \rangle = 0$ . Тогда /4/ переходит в

$$\langle (z_1 - z_2)^2 \rangle = \gamma^2 \langle (z_1^* - z_2^*)^2 \rangle + v^2 \langle (t_1^* - t_2^*)^2 \rangle, \quad \langle (t_1 - t_2)^2 \rangle = \gamma^2 \langle (t_1^* - t_2^*)^2 \rangle + \frac{v^2}{c^4} \langle (z_1^* - z_2^*)^2 \rangle. \quad /4'/$$

Следовательно, параметры  $\langle (z_1 - z_2)^2 \rangle$  и  $\langle (t_1 - t_2)^2 \rangle$ , характеризующие размеры области генерации и длительность этого процесса, оказываются минимальными при  $v=0$ .

Заметим, что в любой модели с точечными излучателями система отсчета, в которой  $\langle (z_1^* - z_2^*)(t_1^* - t_2^*) \rangle = 0$ , всегда существует. Пусть в некоторой системе  $\langle (z_1' - z_2')(t_1' - t_2') \rangle \neq 0$ . Тогда

в другой системе, движущейся относительно первой со скоростью  $v$ , величина

$$\begin{aligned} \langle (z_1 - z_2)(t_1 - t_2) \rangle &= \gamma^2 \langle [(z_1' - z_2') + v(t_1' - t_2')] [(t_1' - t_2') + \frac{v}{c^2}(z_1' - z_2')] \rangle = \\ &= \gamma^2 \left\{ \frac{v}{c^2} \langle (z_1' - z_2')^2 \rangle + v \langle (t_1' - t_2')^2 \rangle + (1 + \beta^2) \langle (z_1' - z_2')(t_1' - t_2') \rangle \right\}, \end{aligned}$$

откуда следует, что при выполнении условия  $v = -\frac{(1 + \beta^2) \langle (z_1' - z_2')(t_1' - t_2') \rangle}{\frac{1}{c^2} \langle (z_1' - z_2')^2 \rangle + \langle (t_1' - t_2')^2 \rangle}$

величина  $\langle (z_1 - z_2)(t_1 - t_2) \rangle = 0$ . Указанное условие всегда может быть выполнено, поскольку определяемая им скорость  $v$  меньше скорости света.

2. Сказанное естественным образом отражается на поведении корреляций пар тождественных пионов. Рассмотрим совокупность независимых точечных источников пионов, неподвижных в некоторой системе отсчета; величины, связанные с этой системой, будем отмечать знаком \*. Пространственное распределение источников предполагается симметричным относительно оси  $z$ , совпадающей с осью реакции. В системе отсчета, движущейся относительно системы \* со скоростью  $v$ , вероятность образования пары тождественных пионов с разностью импульсов  $\vec{q}$  и разностью энергий  $q_0$  определяется, как известно, формулой

$$W \sim 1 + \langle \cos(\vec{q} \vec{l} - q_0 t) \rangle, \quad /5/$$

в которой  $\vec{l}$  - расстояние между парой источников,  $t$  - разность соответствующих моментов генерации. Если интересоваться только достаточно малыми значениями аргумента  $(\vec{q} \vec{l} - q_0 t)$ , то формула /5/ переходит в

$$W \sim 2 - \frac{1}{2} \langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle. \quad /5'/$$

Дальнейшая задача состоит в том, чтобы связать величины  $\vec{l}$  и  $t$  с  $\vec{l}^*$  и  $t^*$  и вычислить выражение  $\langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle$ . Преобразования Лоренца гласят:

$$l_z = \gamma(l_z^* + vt^*), \quad t = \gamma(t^* + \frac{v}{c^2} l_z^*), \quad l_x = l_x^*, \quad l_y = l_y^*.$$

Поэтому

$$\vec{q} \vec{l} - q_0 t = q_x l_x + q_y l_y - q_z l_z - q_0 t = q_x l_x^* + q_y l_y^* + q_z \gamma(l_z^* + vt^*) - q_0 \gamma(t^* + \frac{v}{c^2} l_z^*).$$

Известно также, что

$$q_0 = \vec{u} \vec{q} = u_x q_x + u_y q_y + u_z q_z, \quad /6/$$

где  $\vec{u}$  - средняя скорость пары пионов. Если ось  $x$  выбрать так, чтобы она лежала в плоскости  $(\vec{u}, \vec{v})$ , то  $u_y = 0$ , и /6/ записывается в виде

$$q_0 = u_x q_x + u_z q_z. \quad /6'/$$

Учитывая /6' /, получим

$$\vec{q} \vec{l} - q_0 t = q_x l_x^* + q_y l_y^* + \gamma \{ q_z (1 - \beta \beta_z) - q_x \beta \beta_x \} l_z^* + \gamma \{ q_z (\beta - \beta_z) - q_x \beta_x \} \rho^*. \quad /7'/$$

Здесь  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $\beta_x = \frac{u_x}{c}$ ,  $\beta_z = \frac{u_z}{c}$ ,  $\rho^* = ct^*$ .

При квадрировании /7/ и усреднении по  $l_x^*$ ,  $l_y^*$ ,  $l_z^*$  и  $\rho^*$  следует иметь в виду, что недиагональные величины  $\langle l_x^* l_y^* \rangle$ ,  $\langle l_x^* l_z^* \rangle$ ,  $\langle l_y^* l_z^* \rangle$ ,  $\langle l_x^* \rho^* \rangle$  и  $\langle l_y^* \rho^* \rangle$  равны нулю в силу осевой симметрии. Что касается величины  $\langle l_z^* \rho^* \rangle$ , то во многих моделях она также равна нулю. В частности, в рассматриваемой модели неподвижных источников  $\langle l_z^* \rho^* \rangle = 0$ , если пространственные и временные распределения независимы. Тогда  $\langle l_z^* \rho^* \rangle = \langle l_z^* \rangle \cdot \langle \rho^* \rangle = 0$ , поскольку  $\langle l_z^* \rangle = 0$  и  $\langle \rho^* \rangle = 0$  в связи с тем, что из-за тождественности генерируемых пионов распределения по  $l_z^*$  и  $\rho^*$  обязательно симметричны\*. Поэтому в выражении  $\langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle$  остаются только диагональные члены и, как легко видеть,

$$\begin{aligned} \langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle &= q_x^2 \langle l_x^{*2} \rangle + q_y^2 \langle l_y^{*2} \rangle + \gamma^2 \{ (1 - \beta \beta_z) q_z - \beta \beta_x q_x \}^2 \langle l_z^{*2} \rangle + \\ &+ \gamma^2 \{ (\beta - \beta_z) q_z - \beta_x q_x \}^2 \langle \rho^{*2} \rangle. \end{aligned} \quad /8'/$$

Если отбирать пионы, летящие перпендикулярно оси реакции, то  $\beta_z = 0$ ,  $\beta_x = \beta_y = \frac{u}{c}$ . Тогда

$$\begin{aligned} \langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle &= q_x^2 \langle l_x^{*2} \rangle + q_y^2 \langle l_y^{*2} \rangle + \gamma^2 (q_z - \beta \beta_x q_x)^2 \langle l_z^{*2} \rangle + \\ &+ \gamma^2 (\beta q_z - \beta_x q_x)^2 \langle \rho^{*2} \rangle. \end{aligned} \quad /8'/$$

Если отбирать при этом события, в которых  $q_y = q_z = 0$ , то

$$\langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle = \{ \langle l_x^{*2} \rangle + \beta_\pi^2 \beta^2 \gamma^2 \langle l_z^{*2} \rangle + \beta_\pi^2 \gamma^2 \langle \rho^{*2} \rangle \} q_x^2. \quad /9'/$$

\* Если речь идет об источниках пионов любого знака, то распределения по  $l_z^*$  и  $\rho^*$  не обязаны быть симметричными, но при отборе пар тождественных пионов "работают" только симметричные части соответствующих распределений.

а для событий с  $q_y = q_z = 0$  получим

$$\langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle = \gamma^2 \{ \langle l_x^{*2} \rangle + \beta^2 \langle \rho^{*2} \rangle \} q_x^2. \quad /9''/$$

Наконец, для событий с  $q_x = q_z = 0$  имеем

$$\langle (\vec{q} \vec{l} - q_0 t)^2 \rangle = \langle l_y^{*2} \rangle q_y^2. \quad /9'''/$$

Из /9/ следует, что измеряемые корреляционным методом квадратичные размеры изучающей системы вдоль оси  $x$  определяются величиной

$$L_x^2 = \langle l_x^{*2} \rangle + \beta_\pi^2 \beta^2 \gamma^2 \langle l_z^{*2} \rangle + \beta_\pi^2 \gamma^2 \langle \rho^{*2} \rangle. \quad /10'/$$

Аналогично,

$$L_y^2 = \langle l_y^{*2} \rangle = \langle l_x^{*2} \rangle, \quad /10''/$$

$$L_z^2 = \gamma^2 \{ \langle l_z^{*2} \rangle + \beta^2 \langle \rho^{*2} \rangle \}. \quad /10'''/$$

Таким образом, величины  $L_x^2$  и  $L_z^2$  зависят от скорости системы отсчета  $\beta$  и минимальны при  $\beta = 0$ . Заметим, что формула /10'''/ аналогична формуле /19/ в работе<sup>1/</sup> и фактически совпадает с первой из формул /4' /.

3. Соотношения /10/-/10'''/ можно было бы дополнить аналогичными соотношениями, отвечающими случаю, когда пара пионов вылетает по отношению к оси реакции под углом  $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ . Однако экспериментальная проверка всех этих соотношений предполагает анализ небольшой окрестности вблизи "макушки" интерференционного пика, что требует накопления очень большого статистического материала и в настоящее время представляется затруднительным. Для того, чтобы иметь возможность воспользоваться экспериментальными данными, относящимися ко всему интерференционному пику, следует в соответствии с уже установившейся традицией остановиться на каких-либо достаточно простых пространственно-временных распределениях источников. Избранные распределения должны, конечно, хотя бы в общих чертах соответствовать реальной ситуации.

Предположим, что в симметричной системе, в которой точечные излучатели покоятся, законы распределения их координат  $x^*$ ,  $y^*$  и  $z^*$  и соответствующих моментов генерации  $t^*$  независимы и описываются функциями Гаусса

$$\phi(x^*, y^*, z^*) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} R^2 \bar{R}} e^{-\frac{x^{*2}}{2R^2} - \frac{y^{*2}}{2R^2} - \frac{z^{*2}}{2\bar{R}^2}}, \quad \chi(t^*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} T} e^{-\frac{t^{*2}}{2T^2}} \quad /11'/$$

Тогда разности координат двух источников  $l_x^*$ ,  $l_y^*$  и  $l_z^*$  и разности моментов генерации  $t^*$  также распределены в соответствии с законами Гаусса с удвоенными дисперсиями. В этом случае легко показать, что формула /5/ с учетом выражения /7/ принимает вид

$$W \sim 1 + e^{-q_x^2 R^2 - q_y^2 R^2 - \gamma^2 \{q_z(1-\beta\beta_z) - q_x\beta\beta_x\}^2 \tilde{R}^2 - \gamma^2 \{q_z(\beta-\beta_z) - q_x\beta_x\}^2 \rho^2} / 12/$$

$\rho = cT.$

Структура показателя экспоненты в /12/ полностью совпадает с выражением /8/. Поэтому для определения величин  $L_x^2$ ,  $L_y^2$  и  $L_z^2$  надо, как и прежде, положить равными нулю какие-либо две из компонент вектора  $\vec{q}$  и выделить в показателе экспоненты коэффициент при квадрате оставшейся компоненты. Тогда для пар пионов, вылетающих под углом  $\theta$  к оси реакции, получим

$$L_x^2 = R^2 + \gamma^2 \beta^2 \beta_x^2 \tilde{R}^2 + \gamma^2 \beta_x^2 \rho^2, \quad \beta_x = \beta_\pi \sin \theta, \quad /13/$$

$$L_y^2 = R^2, \quad /13'/$$

$$L_z^2 = \gamma^2 (1 - \beta\beta_z)^2 \tilde{R}^2 + \gamma^2 (\beta - \beta_z)^2 \rho^2, \quad \beta_z = \beta_\pi \cos \theta. \quad /13''/$$

Измеряемые с помощью корреляций тождественных пионов размеры в направлении оси  $y$  не зависят ни от угла  $\theta$ , ни от лоренц-фактора  $\gamma$ , в то время как размеры вдоль осей  $x$  и  $z$  зависят от обеих этих величин. Для любого фиксированного угла  $\theta$  параметр  $L_x^2$  минимален при  $\beta=0$ , причем  $(L_x^2)_{\min} = R^2 + \beta_x^2 \rho^2 \geq L_y^2$ ; равенство  $(L_x^2)_{\min} = L_y^2$  имеет место только при  $\rho=0$ . Минимальное значение параметра  $L_z^2$  достигается при  $\beta = \beta_z$  и равно  $\tilde{R}^2 / (1 - \beta_z^2)$ ; абсолютный минимум  $(L_z^2)_{\min} = \tilde{R}^2$  соответствует  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и  $\beta=0$ .

Из сказанного ясно, что наиболее четко зависимость от  $\beta$  проявляется при отборе частиц, вылетающих в окрестности  $\theta = \pi/2$ . С другой стороны, такой отбор приводит к сильному сокращению числа анализируемых событий. Поэтому может оказаться желательным измерять величины  $L_x^2$ ,  $L_y^2$  и  $L_z^2$ , усредненные по всем углам  $\theta$ . В рамках рассматриваемой простой модели такая процедура сказывается только на параметрах  $L_x^2$  и  $L_z^2$ . Если в системе \* имеет место симметрия углового распределения по и против оси реакции, то эти параметры по-прежнему экстремальны при  $\beta=0$ ; будут ли экстремумы максимумами или минимумами, в общем случае

\* Другой возможный подход связан с непосредственным фитированием выражения /12/. При этом удобно воспользоваться методом максимального правдоподобия, предложенным в работе /2/ и опробованным в /3,4/.

сказать нельзя, это зависит от конкретного вида углового распределения в симметричной системе.

Можно зато высказать достаточно общие утверждения о поведении  $L_x^2$  и  $L_z^2$  при  $\gamma \rightarrow \infty$ , когда угловое распределение сильно "сдувается" в направлении движения системы \* и все углы вылета частиц  $\theta \sim 1/\gamma \ll 1$ , а  $\beta \approx \beta_\pi \approx 1$ . Тогда  $L_x^2 \approx R^2 + \gamma^2 \theta^2 (\tilde{R}^2 + \rho^2) \approx \text{const}$ , т.е. возникает плато, уровень которого при  $\gamma \gg 1$  не зависит от  $\gamma$ . Иначе ведет себя параметр  $L_z^2$ . В рассматриваемых условиях  $L_z^2 \approx \gamma^2 (1 - \cos \theta)^2 (\tilde{R}^2 + \rho^2) \approx \frac{1}{4} \gamma^2 \theta^4 (\tilde{R}^2 + \rho^2)$ ; поскольку  $\theta \sim 1/\gamma$ , величина  $L_z^2$  с увеличением  $\gamma$  падает пропорционально  $1/\gamma^2$ .

4. Объем статистического материала можно увеличить и не прибегая к усреднению по всем углам  $\theta$ . Раньше для исследования протяженности системы вдоль какой-либо оси /например, - вдоль оси  $y$  / отбирались события с нулевыми проекциями вектора  $\vec{q}$  на две другие оси /на оси  $x$  и  $z$  /. Ясно, что той же цели можно достичь и иначе, производя при каждом фиксированном значении  $q_y$  суммирование по всем возможным значениям  $q_x$  и  $q_z$ . Чтобы получить соответствующее математическое выражение, запишем сначала формулу /12/ в том виде, в котором она фактически используется при обработке экспериментальных данных:

$$\frac{d^3 \sigma}{dq_x dq_y dq_z} = \frac{d^3 \sigma \phi}{dq_x dq_y dq_z} \{ 1 + e^{-q_x^2 R^2 - q_y^2 R^2 - \gamma^2 \{q_z(1-\beta\beta_z) - q_x\beta\beta_x\}^2 \tilde{R}^2 - \gamma^2 \{q_z(\beta-\beta_z) - q_x\beta_x\}^2 \rho^2} \}, \quad /14/$$

где  $\frac{d^3 \sigma \phi}{dq_x dq_y dq_z}$  - фоновое распределение, не учитывающее наличия интерференционных корреляций и предполагаемое для простоты примерно постоянным в области интерференционного максимума\*. Интегрируя /14/ по  $q_x$  и  $q_z$ , получим

$$\frac{d\sigma}{dq_y} = \frac{d\sigma}{dq_y} + \frac{d^3 \sigma \phi}{dq_x dq_y dq_z} \int e^{-q_x^2 R^2 - q_y^2 R^2 - \gamma^2 \{q_z(1-\beta\beta_z) - q_x\beta\beta_x\}^2 \tilde{R}^2 - \gamma^2 \{q_z(\beta-\beta_z) - q_x\beta_x\}^2 \rho^2} dq_x dq_z$$

\* Зависимость фонового распределения от величин  $q_x$  и  $q_y$  легко может быть учтена, если взять его в виде

$$\frac{d^3 \sigma \phi}{dq_x dq_y dq_z} = e^{-a^2 (q_x^2 + q_y^2)}$$

или

$$\left(\frac{d\sigma}{dq_y}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_y}\right) = 1 + \left[\left(\frac{d^3\sigma\phi}{dq_x dq_y dq_z}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_y}\right)\right] \times e^{-q_y^2 R^2} \times \int e^{-q_x^2 R^2 - \gamma^2 \{q_z(1-\beta\beta_z) - q_x \beta_x \beta\}^2 R^2 - \gamma^2 \{q_z(\beta-\beta_z) - q_x \beta_x\}^2 \rho^2} dq_x dq_z.$$

После выполнения интегрирования приходим к окончательному выражению

$$\left(\frac{d\sigma}{dq_y}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_y}\right) = 1 + \lambda_y e^{-q_y^2 R^2}, \quad /15/$$

в котором

$$\lambda_y = \left[\left(\frac{d^3\sigma\phi}{dq_x dq_y dq_z}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_y}\right)\right] \cdot \frac{\pi}{\sqrt{AC}}. \quad /15'/$$

$$A = R^2 + \gamma^2 b^2 \tilde{R}^2 + \gamma^2 d^2 \rho^2 - \frac{(ab\tilde{R}^2 + cd\rho^2)\gamma^2}{a^2 R^2 + c^2 \rho^2}, \quad C = \gamma^2 (a^2 \tilde{R}^2 + c^2 \rho^2), \quad /15''/$$

$$a = 1 - \beta\beta_z, \quad b = \beta\beta_x, \quad c = \beta - \beta_z, \quad d = \beta_x. \quad /15'''/$$

Аналогичная интеграция /14/ по  $q_y$  и  $q_z$  дает

$$\left(\frac{d\sigma}{dq_x}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_x}\right) = 1 + \lambda_x e^{-Aq_x^2}, \quad /16/$$

$$\lambda_x = \left[\left(\frac{d^3\sigma\phi}{dq_x dq_y dq_z}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_x}\right)\right] \cdot \frac{\pi}{R\sqrt{C}}, \quad /16'/$$

а интеграция /14/ по  $q_y$  и  $q_x$  приводит к

$$\left(\frac{d\sigma}{dq_z}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_z}\right) = 1 + \lambda_z e^{-Bq_z^2}, \quad /17/$$

$$B = \gamma^2 \left[ a^2 \tilde{R}^2 + c^2 \rho^2 - \frac{\gamma^2 (ab\tilde{R}^2 + cd\rho^2)^2}{R^2 + \gamma^2 (b^2 \tilde{R}^2 + d^2 \rho^2)} \right], \quad /17'/$$

$$\lambda_z = \left[\left(\frac{d^3\sigma\phi}{dq_x dq_y dq_z}\right)/\left(\frac{d\sigma\phi}{dq_z}\right)\right] \cdot \frac{\pi}{R\sqrt{R^2 + \gamma^2 (b^2 \tilde{R}^2 + d^2 \rho^2)}}. \quad /17''/$$

Несколько замечаний по поводу формул /15/÷/17/. Прежде всего отметим, что все коэффициенты  $\lambda_x$ ,  $\lambda_y$  и  $\lambda_z$  существенно меньше единицы. Это плата за увеличение объема статистического мате-

риала\*. Кроме того, эти коэффициенты тем меньше, чем больше размеры излучающей системы. Если процесс генерации характеризуется набором источников существенно разных размеров, то результаты обработки экспериментального материала в соответствии с формулами /15/÷/17/ определяются, в основном, наименее протяженным источником. В частности, при такой обработке в значительной степени исключается влияние резонансов, пробег которых велик по сравнению с размерами области непосредственной генерации пионов.

Параметры А и В в общем случае отличаются соответственно от  $L_x^2$  и  $L_z^2$  и имеют более сложную структуру, однако они не хуже, чем  $L_x^2$  и  $L_z^2$ , характеризуют протяженность рассматриваемой совокупности излучателей. Это обстоятельство становится особенно ясным, если отбирать события при  $\theta=0$  или  $\theta=\pi/2$ .

Если  $\theta=0$ , то

$$A = R^2, \quad B = \gamma^2 \{ (1 - \beta\beta_\pi)^2 \tilde{R}^2 + (\beta - \beta_\pi)^2 \rho^2 \}, \quad /18/$$

т.е. А и В попросту совпадают соответственно с  $L_x^2$  и  $L_z^2$ . Такого совпадения нет при  $\theta=\pi/2$ . В этом случае

$$A = R^2 + \frac{(1 - \beta^2) \tilde{R}^2 \rho^2}{\tilde{R}^2 + \beta^2 \rho^2}, \quad /19/$$

$$B = \gamma^2 \left\{ \tilde{R}^2 + \beta^2 \rho^2 - \frac{\gamma^2 \beta_\pi^2 (\tilde{R}^2 + \rho^2)^2}{\tilde{R}^2 + \gamma^2 \beta_\pi^2 (\beta^2 \tilde{R}^2 + \rho^2)} \right\}. \quad /20/$$

Если длительность процесса  $\rho=0$ , то  $A=R^2$  и нет никакой зависимости от  $\beta$ . В общем случае величина А экстремальна при  $\beta=0$ , но в отличие от /13/, этот экстремум оказывается не минимумом, а максимумом ( $A_{\max} = R^2 + \rho^2$ ).

Для выяснения экстремальных свойств параметра В проанализируем поведение формулы /20/ в двух предельных ситуациях, когда  $\beta \ll 1$ , либо  $\gamma \gg 1$ . Легко убедиться, что /20/ переходит в

$$B = \tilde{R}^2 + \frac{\tilde{R}^2 + \rho^2}{R^2 + \beta_\pi^2 \rho^2} \cdot (R^2 - \beta_\pi^2 \tilde{R}^2) \beta^2, \quad \beta \ll 1. \quad /20'/$$

$$B = R^2 / \beta_\pi^2, \quad \gamma \gg 1. \quad /20''/$$

\* Величина  $\lambda_x$  возрастает, если проводить суммирование не по всем возможным значениям  $q_y$  и  $q_z$ , а только по области, охватывающей интерференционный максимум. Аналогичное замечание относится также к коэффициентам  $\lambda_y$  и  $\lambda_z$ .

Следовательно, при  $\beta=0$  имеем экстремум  $B_{ex}=\bar{R}^2$ , однако речь идет о минимуме, если  $R^2 > \beta_\pi^2 \bar{R}^2$ , и о максимуме, если  $R^2 < \beta_\pi^2 \bar{R}^2$ .

Рассмотрим еще, что происходит при усреднении статистики по всем углам  $\theta$ . Как и в предыдущем разделе, в области малых  $\beta$  общий анализ провести невозможно, поскольку явления зависят от конкретного вида углового распределения. Можно только утверждать, что оба параметра А и В достигают своих экстремальных значений при  $\beta=0$ . В ультрарелятивистском пределе положение становится более простым. Как уже отмечалось выше, в этом случае  $\beta_\pi = \beta \approx 1$ , и все углы  $\theta \sim \frac{1}{\gamma} \ll 1$ . Тогда из /15'''/ следует, что  $a = c \approx 1/2\gamma^2$  и  $b = d \approx 1/\gamma$ , а в формулах /15'/, /16'/ и /17'/ коэффициенты  $\lambda_y$ ,  $\lambda_x$  и  $\lambda_z$  фактически перестают зависеть от угла  $\theta$ . В этих же условиях величина А оказывается константой, не изменяющейся с ростом  $\gamma$ , а величина В падает пропорционально  $1/\gamma^2$ .

5. Рассмотренная в предыдущих параграфах теоретическая схема является, конечно, крайне упрощенной; в частности, параметры  $l_x^*$ ,  $l_y^*$ ,  $l_z^*$  и  $p^*$  предполагаются в ней не зависящими от величины и направления импульсов  $\pi$ -мезонов. Можно все же надеяться, что такая схема качественно верно описывает основные закономерности и что экспериментальный анализ корреляций тождественных частиц позволяет в ряде случаев выделить систему, обладающую кинематической симметрией. Такого рода информация может оказаться существенной с точки зрения выбора между различными моделями процесса множественной генерации. В качестве одного из возможных примеров рассмотрим механизм образования области пионизации в  $\pi N$ -столкновениях высокой энергии. Если был бы верен классический вариант статистической модели, то симметричная система должна была бы совпадать с системой центра инерции исходных частиц. Другое ожидается с точки зрения более современных представлений, согласно которым область пионизации возникает в результате столкновения одного из кварков первичного пиона с одним из кварков нуклона. В этой модели симметричная система совсем другая, она должна совпадать с системой центра инерции сталкивающихся кварков\*. Аналогичный анализ возможен, конечно, и для  $K^\pm N$ -взаимодействий, причем здесь он мог бы быть дополнен сопоставлением свойств взаимодействий, в которых область пионизации возникает в столкновениях с участием либо без участия странного кварка.

Обратимся теперь к области фрагментации в  $\pi N$ -взаимодействиях. Если речь идет о фрагментации пиона, то можно думать, что симметричная система, грубо говоря, совпадает с системой

\* С другой точки зрения этот вопрос уже обсуждался в литературе /см., например, /5/ /.

фрагментирующего кварка. Следовательно, выделение симметричной системы позволяет определить лоренц-фактор этого кварка. Хотя даже при очень высоких энергиях области фрагментации и пионизации частично перекрываются, можно все же указать такой граничный импульс, выше которого все вторичные частицы относятся к области фрагментации. Важная особенность интерференционного метода состоит в том, что для нахождения симметричной системы достаточно анализировать корреляции только таких наиболее энергичных частиц\*. Относительно фрагментации нуклона можно сказать примерно то же, что и о фрагментации пиона, с тем, однако, отличием, что здесь речь идет не об одном, а о двух фрагментирующих кварках. Вероятно, это должно привести к экспериментально наблюдаемому увеличению геометрических размеров области генерации.

Наиболее существенное обстоятельство, связанное с фрагментацией любого типа, состоит, возможно, в том, что корреляционный метод позволяет определить длительность процесса генерации свободных пионов, а в рассмотренном контексте это означает возможность экспериментальной оценки времени адронизации кварков\*\*. Очень удобным объектом для экспериментов такого рода являются, по-видимому, двуструйные адронные события, возникающие при  $e^+e^-$ -аннигиляции встречных пучков высокой энергии.

Я благодарен Н.О.Ахабабяну и В.Г.Гришину в связи с тем, что исходным пунктом настоящей работы явились обсуждения полученных ими экспериментальных результатов. Благодарю также Р.Ледницкого и В.Л.Любошица за важные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lednicky R., Lyuboshitz V.L. JINR, E2-81-453, Dubna, 1981.
2. Ледницки Р. ОИЯИ, Б2-3-11460, Дубна, 1978.

\* В принципе искомую систему можно было бы выделять по признаку симметрии углового распределения /5/, но при таком подходе требовалось бы включить в анализ все частицы из области фрагментации /и только эти частицы/, что представляется затруднительным из-за отмеченного перекрывания с областью пионизации.

\*\* Картина фрагментирующих кварков, постепенно превращающихся в свободные адроны, является, конечно, только частным случаем более широкого представления о неравновесных промежуточных состояниях /т.н. "юные" или "полуголые" частицы/. Как было впервые показано в ряде работ Е.Л.Фейнберга, такие состояния неминуемо появляются в любой полевой теории /см., напр., /6-8/ /.

3. Baturyna V.V. et al. Czech.J.Phys., 1981, B31, p.475.
4. Бабинцев В.В. и др. ЯФ, 1981, т.34, с.741.
5. Диденко Л.А., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Асимметрия адронных взаимодействий. "Наука", М., 1981.
6. Фейнберг Е.Л. ЖЭТФ, 1966, т.50, с.202.
7. Фейнберг Е.Л. В кн.: Проблемы теоретической физики. Сб. статей памяти И.Е.Тамма. "Наука", М., 1972.
9. Фейнберг Е.Л. УФН, 1980, т.132, с.255.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 июня 1982 года.

Подгорецкий М.И. P2-82-398  
О сопоставлении корреляций тождественных пионов  
в различных системах отсчета

Показано, что сопоставление корреляций тождественных пионов в системах отсчета, движущихся с разной скоростью вдоль оси реакции, позволяет выделить ту систему, в которой имеет место кинематическая симметрия процесса множественной генерации. Указанная возможность связана с тем, что в рассматриваемой "симметричной системе" пространственно-временные параметры  $R$  и  $\tau$  оказываются экстремальными. Экспериментальное выделение "симметричной системы" может оказаться полезным при выборе между конкурирующими моделями множественной генерации.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Podgoretskiy M.I. P2-82-398  
On the Comparison of Identical Pion Correlations  
in Different Reference Frames

It is shown that the comparison of identical pion correlations in the reference frames moving with different velocity along the reaction axis permits to select the frame in which the kinematic symmetry of multiple generation process occurs. This possibility is due to the fact that in the considered "symmetrical system" space-time parameters  $R$  and  $\tau$  turn out to be extreme. Experimental selection of the "symmetrical system" could be of use for choosing between competing models of multiple generation.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.