

P1-2002-177

М. Х. Аникина*, Ю. А. Беликов, А. И. Голохвастов,
Ю. Лукстиньш, С. А. Седых

**НАПРАВЛЕНИЕ РАСШИРЕНИЯ ОБЪЕМА
ГЕНЕРАЦИИ ПИОНОВ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: anikina@sunhe.jinr.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Тождественные пионы, излучаемые из объема их генерации (в нашем случае — из области столкновения двух ядер магния), связаны интерференционными корреляциями, существенными для пионов с близкими импульсами: $p_1 - p_2 \sim \hbar/R$, где R — размер объема генерации [1] (далее, как правило, $c = \hbar = 1$).

Точнее, корреляционная функция $C(p_1 - p_2)$, т.е. отношение реального двухчастичного спектра пионов к фоновому спектру, в котором каким-либо образом “выключена” интерференция, содержит информацию о пространственно-временных размерах объема генерации [2–4], о скорости движения объема относительно системы наблюдения [5–7] и о размерах и скоростях разных “элементов” этого объема [8–11]:

$$C(q) = 1 + \left| \int \rho(r) \exp(iqr) d^4r \right|^2, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ — пространственно-временная форма объема генерации (или элемента этого объема), т.е. распределение 4-точек излучения пионов $r = (t, \mathbf{r})$ (точнее, центров начальных волновых пакетов [12, 13]), а $q = (q_0, \mathbf{q}) = p_1 - p_2$ — разность 4-импульсов двух пионов: $p = (E, \mathbf{p})$.

Понятие “элемент” возникает в случае неоднородного объема генерации, разные части (элементы) которого движутся в разные стороны и излучают пионы в разные области импульсного спектра. Это исключает возможность измерения объема генерации по полному ансамблю пионов [14], но позволяет получать характеристики разных элементов этого объема по подансамблям пионов из соответствующих, ограниченных областей импульсного спектра [8, 10].

Подчеркнем, что пространственно-временной размер элемента не обязательно должен уменьшаться при сужении импульсного спектра пионов, выбранных для анализа. Например, таким элементом могут являться две движущиеся с близкими скоростями Δ -изобары, независимо родившиеся в разных частях области столкновения ядер.

Если пространственно-временная форма элемента объема генерации в его системе покоя близка к распределению Гаусса:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^2 R_L R_H R_V T} \exp\left(-\frac{r_L^2}{2R_L^2} - \frac{r_H^2}{2R_H^2} - \frac{r_V^2}{2R_V^2} - \frac{t^2}{2T^2}\right), \quad (2)$$

где R_i — среднеквадратичные разбросы точек, а T — среднеквадратичный разброс моментов излучения пионов, то из (1) получается

$$C(q) = 1 + \exp(-q_L^2 R_L^2 - q_H^2 R_H^2 - q_V^2 R_V^2 - q_0^2 T^2). \quad (3)$$

Далее индекс “ L ” обозначает продольное, а “ H ” и “ V ” — поперечные к пучку и друг к другу направления, горизонтальное и вертикальное.

Фитируя экспериментальную корреляционную функцию этой или какой-либо другой аппроксимацией, можно получить размеры элемента объема генерации R_i и T . Среднеквадратичные размеры слабо зависят от выбора аппроксимации.

Обычно в аппроксимацию (3) для лучшего описания экспериментального пика вводится еще один свободный параметр — множитель λ перед экспонентой. Мы не будем его использовать, в нашем случае он получается близким к 1, и его присутствие практически не влияет на наши результаты (см. также [13]). Это, видимо, связано с небольшим размером ядра магния, форма которого близка к гауссовой, и с отсутствием долгоживущих резонансов ввиду небольшой энергии.

Настоящая работа посвящена получению размеров и скоростей в разных направлениях разных элементов объема генерации π^- -мезонов в центральных MgMg-столкновениях при 4.3 ГэВ/с на нуклон. Описание экспериментального материала, процедур формирования фонового спектра и фитирования корреляционной функции, а также получения базовой формулы интерференционного метода (1) приведено в [13].

2. ОДНОРОДНЫЙ ПОДАНСАМБЛЬ

При фитировании в с.ц.м. MgMg полного ансамбля π^- -мезонов параметр T^2 , обозначающий квадрат дисперсии распределения моментов излучения пионов, получается отрицательным [8, 10] — экспериментальная корреляционная функция растет с ростом q_0^2 при постоянном q^2 [10]. Положительным параметр T^2 становится только при анализе подансамблей пионов, попадающих в ограниченные области импульсного спектра: $|p| < p_{\text{cut}} \sim 250$ МэВ/с в с.ц.м. подансамбля [10, 13].

Дело в том, что формула (1) справедлива только в случае, если, во-первых, пионы излучаются независимо друг от друга, и, во-вторых, ансамбль пионов однородный (чистый), т.е. описывается единой начальной импульсной волновой функцией, не зависящей от 4-точки излучения пиона [4, 13, 14].

Полный ансамбль пионов, излучаемых расширяющимся с релятивистскими скоростями объемом генерации [8, 10], не может быть однородным — в нем амплитуда вероятности излучения пиона с заданным импульсом зависит от точки излучения [14]. Для выбора однородного подансамбля пионов в него необходимо включить только пионы, попадающие в достаточно узкую область импульсного спектра [13].

Подансамбль пионов является, видимо, достаточно однородным, если пионы излучаются в одном и том же квантовом состоянии — в одной элементарной ячейке фазового пространства: $2\pi\hbar$ на каждую степень свободы [15]. Для получения корреляции импульс-координата в одной элементарной ячейке ее пришлось бы разбить на более мелкие ячейки, что невозможно. Значит, второе условие выполняется, если произведение эффективного размера элемента объема генерации на эффективную ширину импульсного спектра пионов не превышает $2\pi\hbar$.

Среднеквадратичные радиусы элементов R_i в нашем случае получаются приблизительно 3.5 Фм [13]. Если за полный эффективный размер элемента принять $2R_i$, то эффективная ширина импульсного спектра должна быть меньше, чем $2\pi\hbar/2R_i \sim 180$ МэВ/с. Если в подансамбль отбираются пионы с модулем импульса меньше некоторого p_{cut} [13], то при однородном заполнении этой сферы (в импульсном пространстве) удвоенная среднеквадратичная проекция импульса на каждое направление получается $\sim 0.9 p_{cut}$. Таким образом, для отбора чистого подансамбля пионов в нашем случае достаточно, чтобы p_{cut} был не больше ~ 200 МэВ/с. Эту оценку мы и будем использовать далее, тем более, что она хорошо согласуется с экспериментальной границей получения положительного параметра T^2 .

Чтобы измерить объект большего размера, необходимо использовать подансамбль пионов с более мягким спектром. Например для центральных РbРb или AuAu-столкновений, p_{cut} должен быть приблизительно в 2 раза меньше (~ 100 МэВ/с), а для pp — в ~ 4 раза больше.

Возвращаясь к первому условию справедливости формулы (1) — о независимости пионов, необходимо отметить, что при излучении двух пионов в одной ячейке фазового пространства их начальные волновые пакеты перекрываются, что могло бы противоречить этому условию [4]. Но другой безмодельной формулы у экспериментатора нет. Основанием для оптимизма здесь является то, что при пространственнопо-

добном интервале между точками излучения двух пионов эти события обязаны быть независимыми, не влияющими друг на друга. При одинаковых временном и пространственных размерах элемента (что близко к нашему случаю [13]) такой интервал можно ожидать более чем для 75% пар пионов (4-мерная сфера с вырезанными световыми конусами).

3. ДВИЖУЩИЙСЯ ЭЛЕМЕНТ

Система покоя центрального подансамбля пионов ($|\mathbf{p}| < p_{\text{cut}}$ в с.д.м. MgMg) совпадает с системой покоя излучившего их элемента объема генерации ввиду симметрии реакции MgMg, что и позволяет проводить интерференционный анализ этого подансамбля в с.д.м. MgMg с аппроксимацией (3) [13]. Факторизация пространственных и временной компонент в параметризации (2) означает, что элемент покоится. Пространственная точка излучения пиона здесь не коррелирует с моментом его излучения в отличие от случая движущегося элемента, где задержка момента излучения приводит к смещению точки излучения.

Попытка описать форму движущегося элемента “неподвижной” аппроксимацией (3) представлена на рис. 1 (крестики), где корреляционная функция одного и того же центрального подансамбля π^- -мезонов ($|\mathbf{p}| < 200$ МэВ в с.д.м. MgMg) фитируется в разных системах отсчета, движущихся со скоростями β — с быстротами $Y_{\text{syst}} = \frac{1}{2} \ln[(1+\beta)/(1-\beta)]$ относительно с.д.м. MgMg вдоль оси реакции. Для получения каждой точки импульсы пионов как реального, так и фонового подансамблей перед фитированием переводились в соответствующую систему.

Видно, что начиная с быстроты этого элемента $|Y_{\text{syst}}| \sim 0.5$ относительно системы наблюдения параметр T^2 становится отрицательным. С ростом $|Y_{\text{syst}}|$ уменьшается также размер R_L .

Процедурная причина появления обратного знака при T^2 видна на рис. 2, где показаны двумерные проекции на плоскость $q_L - q_0$ четырех корреляционных функций для того же центрального подансамбля π^- -мезонов, полученные в четырех разных системах отсчета, движущихся вдоль оси реакции с быстротой Y_{syst} (см. также [16]). Точнее, корреляционные функции были дополнительно ограничены по остальным осям: $|q_H|, |q_V| < 50$ МэВ. С ростом Y_{syst} корреляционный пик растягивается вдоль диагонали $q_L = -q_0$ и сжимается по диагонали $q_L = q_0$.

Максимум этого двумерного пика вдоль какой-либо прямой, параллельной оси q_0 , уже не находится при $q_0 = 0$. Его высота вдоль этой

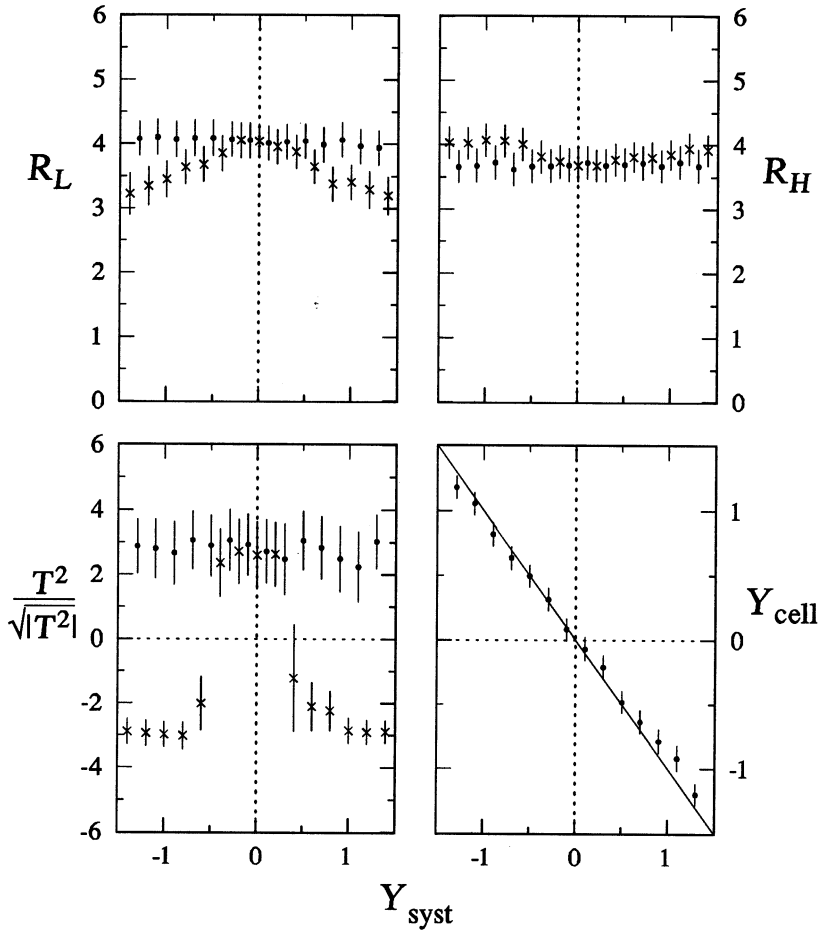


Рис. 1. Размеры и скорости одного и того же центрального элемента объема генерации, полученные при фитировании центрального подансамбля пионов ($|p| < 200$ МэВ в с.ц.м. MgMg) в разных системах отсчета, движущихся вдоль оси реакции с скоростями Y_{syst} относительно с.ц.м. MgMg. Фит аппроксимацией (3) — крестики, аппроксимацией (4) — точки. Сплошная прямая: $Y_{\text{cell}} = -Y_{\text{syst}}$. Размеры приведены в ФМ

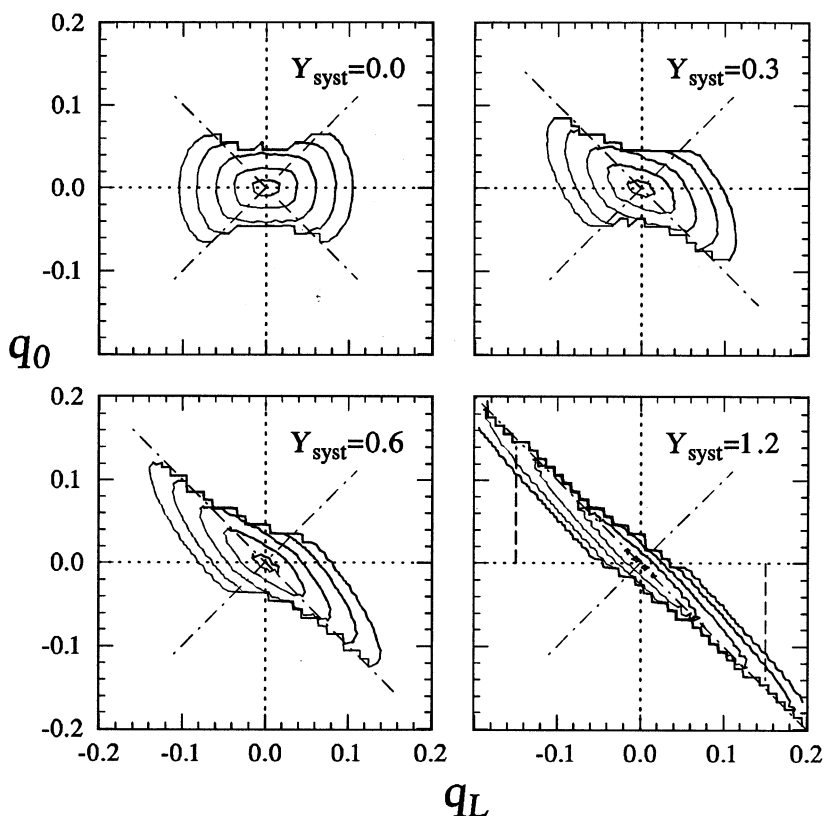


Рис. 2. Двумерные проекции корреляционных функций для одного и того же центрального подансамбля π^- -мезонов ($|\mathbf{p}| < 200$ МэВ в с.ц.м. MgMg), полученные в разных системах отсчета, движущихся вдоль оси реакции с быстротами Y_{syst} в с.ц.м. MgMg. Корреляционные функции дополнительно ограничены по остальным осям: $|q_H|, |q_V| < 50$ МэВ. Значения на осях приведены в ГэВ. Размеры элемента: $R_i = T = 3.5$ Фм. Линии уровня соответствуют 3, 10, 30, 60 и 90% высоты пика

прямой растёт с увеличением $|q_0|$ при постоянном q_L (а также q_H и q_V), что и соответствует обратному знаку перед q_0^2 в аппроксимации (3).

Обратный знак получается именно при q_0^2 , а не при q_L^2 , т.к. прямая, параллельная оси q_L , на первый взгляд аналогичная предыдущей (точнее, это 3-мерная плоскость, пересекающая 4-мерный объем), проходит через кинематически запрещенную область $|q_0| > |q|$, где нет экспериментальных точек (напомним, что $q_0 = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{q})$, где \mathbf{u} — скорость пары: $\mathbf{u} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2) / (E_1 + E_2)$ [4]). На рисунке заметно присутствие этих запрещенных конусов в 4-мерном q -пространстве. Без них линии уровня при $Y_{\text{sys}} = 0$ были бы круглые (при $R_L = T$, см. след. абзац). При более строгом ограничении: $|q_H|, |q_V| \sim 0$, у пиков на рис. 1 полностью отсутствовали бы верхняя и нижняя четверти (по штрихпунктирам).

На самом деле, для иллюстрации, показанной на рис. 2, использован не реальный двухчастичный спектр пионов, статистика которого, имеющаяся у нас, здесь недостаточна, а фоновый спектр пар пионов, взятых из разных событий [13], со статистикой, в 10 раз большей. Каждой такой паре приписывался вес, равный $C(q)$ (3) при $R_i = T = 3.5$ Фм, после чего q_L и q_0 каждой пары как этого, так и обычного фонового спектра переводились в систему Y_{sys} и помещались в двумерные гистограммы $q_L - q_0$. Отношения этих гистограмм и приведены на рис. 2. Реальные двумерные корреляционные функции одного подансамбля пионов, полученные в разных системах отсчета, приведены в [9].

Отрицательный T^2 для всего ансамбля π^- -мезонов в с.д.м. MgMg [8, 10, 13] получается аналогично. Корреляционные функции быстро движущихся в разные стороны элементов объема генерации [8, 10] растягиваются вдоль обеих диагоналей, образуя фигуру в форме буквы “X” (см. [9]), а корреляционная функция покоящегося в этой системе элемента, находящаяся в центре “X”, имеет небольшой размер по q_i . И высота корреляционного пика, как и в предыдущем случае, растёт с ростом q_0^2 при постоянном q^2 . При достаточно маленьком импульсном размере подансамбля p_{cut} (см. разд. 2) размер диагональных ответвлений пика — порядка ширины пика, и знак при T^2 — нормальный [13].

При большом p_{cut} должны искажаться и другие размеры неоднородного объема генерации. Эффективная ширина корреляционного пика вдоль пространственных направлений увеличивается за счет диагональных частей “X”, что должно приводить к уменьшению получа-

емых размеров (обратно пропорциональных ширине пика), даже если подансамбль в среднем покоится. Этим, возможно, объясняется падение размеров с ростом p_{cut} в [17, 18], а также падение R_{side} (и частично R_{out}) в [19, 20]. Процедурно близкая причина приводит и к падению R_L на рис. 1 — осесимметричная аппроксимация (3) не отличает диагональный пик от “X-образного” (см. также разд. 5).

4. КОРРЕКТНОЕ ОПИСАНИЕ ДВИЖЕНИЯ

Если элемент объема генерации пионов движется относительно системы наблюдения со скоростью β в направлении какой-либо оси, например оси r_x , то, сделав лоренц-преобразование формы элемента (2): $r_x \rightarrow \gamma(r_x - \beta t)$; $t \rightarrow \gamma(t - \beta r_x)$, и подставив результат в (1), получим

$$C(q) = 1 + \exp\{-\gamma^2(q_x - \beta q_0)^2 R_x^2 - q_y^2 R_y^2 - q_z^2 R_z^2 - \gamma^2(q_0 - \beta q_x)^2 T^2\}, \quad (4)$$

где 4 проекции q даны в системе наблюдения, а время излучения и размеры элемента — в его системе покоя. Корреляция пространственной координаты r_x и момента излучения t приводит к корреляции q_x и q_0 . Конечно, тот же ответ можно получить, просто сделав лоренц-преобразование корреляционной функции (3): $q_x \rightarrow \gamma(q_x - \beta q_0)$; $q_0 \rightarrow \gamma(q_0 - \beta q_x)$. И конечно, этот результат совпадает с иллюстрацией на рис. 2.

Если абсолютная величина скорости β неизвестна, ее можно получить вместе с остальными свободными параметрами, фитируя экспериментальные данные аппроксимацией (4) [5–11]. Черные точки на рис. 1 получены с применением этой, корректной аппроксимации. Здесь все нормально — пространственные размеры элемента и длительность излучения пионов не зависят от системы наблюдения, а полученные из фита скорости элемента (быстроты Y_{cell}) совпадают с заданными Y_{sys} , кроме, может быть, крайних точек, где ширина корреляционной функции по диагонали $q_L = q_0$ становится сравнимой с размером бина гистограммы (10 МэВ [13]). Эта проблема решается вторым фитированием в системе отсчета, где измеренная $Y_{\text{cell}} = 0$.

В аппроксимации (4) переменные q_0 и q_x присутствуют в первой степени, поэтому экспериментальная гистограмма по этим переменным должна включать оба знака, в отличие от (3), где гистограмма содержала только модули всех переменных. Но для уменьшения количества бинов только по q_0 размер гистограммы задавался $-200-200$

МэВ, а по q_x — 0–200 МэВ, т.е. в гистограмму попадал только модуль q_x , но если величина q_x получалась отрицательной, то знак q_0 менялся на обратный (центральная симметрия, см. рис. 2). По осям q_y и q_z размеры гистограммы были 0–200 МэВ.

5. СКОРОСТИ РАЗНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

На рис. 3 приведены размеры (кроме R_V) и быстроты Y_{cell}^L разных элементов объема генерации, полученные при фитировании аппроксимацией (4) ($x=L$) разных подансамблей π^- -мезонов, движущихся в продольном направлении. Каждый подансамбль включал пионы с импульсом $|\mathbf{p}| < 200$ МэВ в системе отсчета, движущейся с заданной быстротой (от -1.7 до 1.7 с шагом 0.2) относительно с.ц.м. MgMg. По оси абсцисс отложена средняя быстрота пионов каждого подансамбля Y_{set}^L (для нецентральных подансамблей она не совпадает с заданной быстротой центра подансамбля).

Ошибки на этом и следующих рисунках статистические, но значения соседних точек скоррелированы, т.к. получены на сильно перекрывающихся подансамблях — шаг для наглядности выбран частый. Асимметрия размеров относительно нуля Y_{set} характеризует величину систематических ошибок.

На рис. 4 показаны такие же данные для подансамблей, движущихся в поперечном к пучку горизонтальном направлении ($x=H$ в (4)). Здесь не все подансамбли прошли через фит. Данные, приведенные на рис. 3 и 4, согласуются с результатами [8, 10] — объем генерации расширяется как в продольном [8], так и в поперечном [10] направлении. Линейный фит данных дает наклоны 0.85 ± 0.04 и 0.66 ± 0.07 (ошибки, видимо, занижены ввиду скоррелированности точек). Эти наклоны могли бы зависеть от p_{cut} — например, при границе, захватывающей весь ансамбль пионов, все быстроты будут близки к 0.

Подчеркнем, что для получения корректных результатов интерференционного анализа его необходимо проводить в полном 4-мерном виде, без интегрирования по каким-то направлениям. Например, часто в аппроксимацию не включается временная координата q_0 . Если корреляционные функции на рис. 2 проинтегрировать по q_0 , то есть спроецировать на оси q_L , то при $Y_{\text{sys}}=1.2$ получится более широкий пик, чем при $Y_{\text{sys}}=0$, а значит, меньший размер R_L (обратно пропорциональный ширине пика). Этим объясняется падение R_L с увеличением

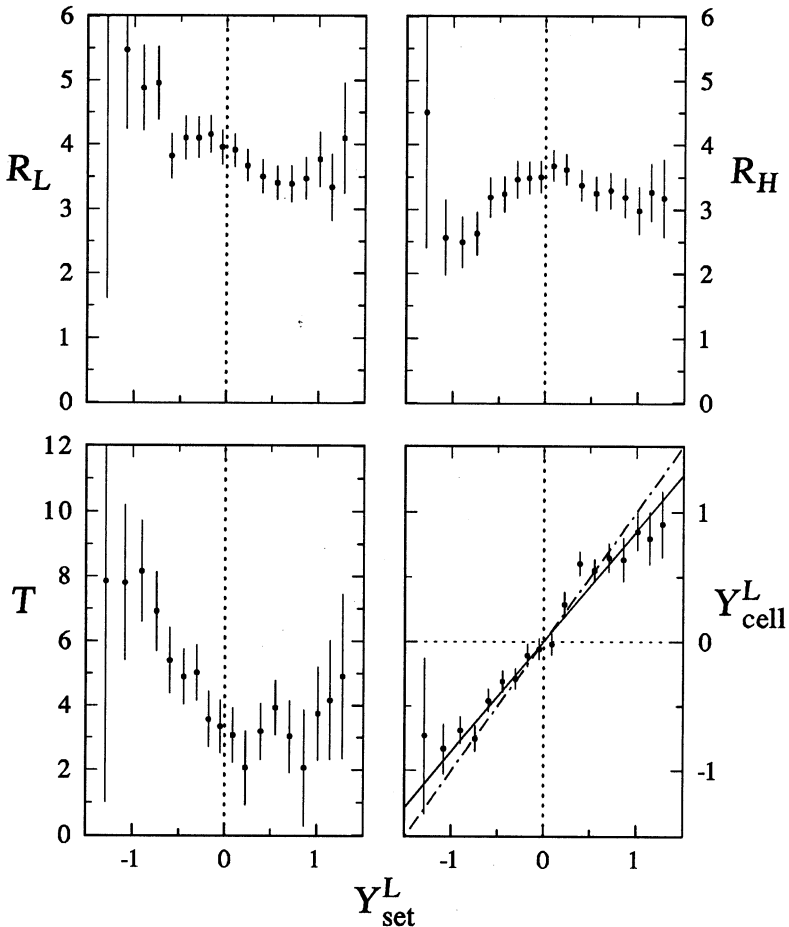


Рис. 3. Размеры и скорости разных элементов объема генерации, полученные при фитировании разных подансамблей пионов, имеющих импульсы $|\mathbf{p}| < 200$ МэВ в системах отсчета, движущихся вдоль оси реакции с заданными скоростями относительно с.ц.м. MgMg. По горизонтальной оси отложена средняя скорость подансамбля Y_{set}^L . Сплошная прямая — линейный фит: $Y_{cell}^L = 0.85 Y_{set}^L$. Штрихпунктир: $Y_{cell}^L = Y_{set}^L$. Размеры приведены в Фм

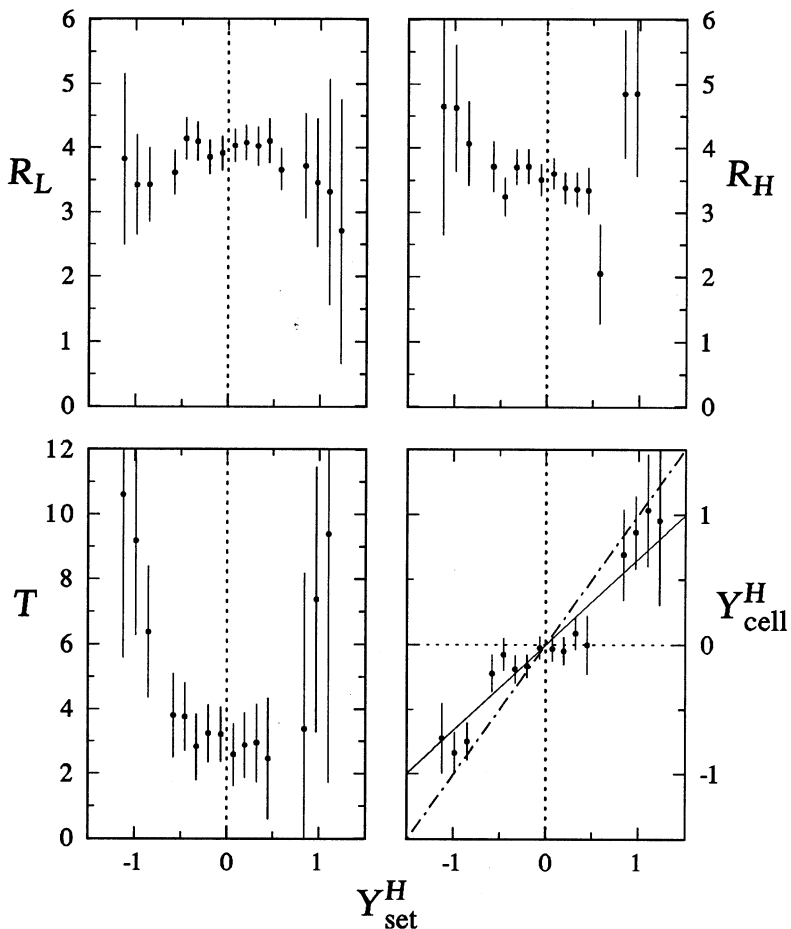


Рис. 4. Размеры и быстроты разных элементов объема генерации, полученные при фитировании разных подансамблей пионов, имеющих импульсы $|\mathbf{p}| < 200$ МэВ в системах отсчета, движущихся поперек оси реакции в горизонтальном направлении с заданными быстротами относительно с.ц.м. MgMg. По горизонтальной оси отложена средняя быстрота подансамбля Y_{set}^H . Сплошная прямая — фит: $Y_{cell}^H = 0.66 Y_{set}^H$. Штрихпунктир: $Y_{cell}^H = Y_{set}^H$. Размеры приведены в Фм

скорости подансамбля относительно системы наблюдения в продольном направлении в [21] (и на рис. 1) и падение R_{out} (см. [19, 20] и ссылки там) при движении подансамбля в поперечном направлении.

Заметим, что это “уменьшение” размеров связано именно с незаконностью интегрирования по q_0 , а не с лоренцевым сокращением в γ раз [7]. Формула для величины этого уменьшения более сложная (интеграл от (4) по q_0), зависит от аппроксимации и от параметра T .

Пионы с разных концов этого движущегося протяженного объекта излучаются в среднем одновременно в системе объекта, а не наблюдателя, поэтому прямое измерение длины по этим пионам привело бы к релятивистскому удлинению, а не сокращению [4]. Форма движущегося элемента при таком нестандартном наблюдении будет выглядеть приблизительно как на рис. 2 (но без вырезания конусов), если обозначения q_L и q_0 на осях заменить на r_L и t . И длина спроецированного на ось r_L элемента будет расти (а не падать) со скоростью.

Но и при анализе в системе покоя элемента такое интегрирование по какому-либо направлению обычно некорректно (даже если p_{cut} достаточно маленький, см. конец разд. 3). Дело в том, что это интегрирование при интерференционном анализе обычно проводится отдельно для реального и фонового спектров, а спектры не факторизуются по направлениям, даже если их отношение (корреляционная функция) факторизуется. Отношение интегралов не равно интегралу отношения.

6. НАПРАВЛЕНИЕ РАЗЛЕТА ЭЛЕМЕНТОВ

В предыдущем разделе мы измеряли скорость элемента относительно с.д.м. MgMg в том же направлении, в котором отбирали подансамбль. Это направление скорости было единственно возможным ввиду симметрии как реакции, так и исследованных направлений: 0° и 90° относительно пучка. Но последняя симметрия отсутствует в любом другом направлении, например неизвестно, куда направлена скорость элемента, соответствующего подансамблю, движущемуся в системе покоя MgMg под углом 45° к пучку. Тоже под 45° — точно из центра объема генерации (центральный разлет), или ближе к направлению пучка (продольный разлет), или, наоборот, поперек пучка? Ответ может быть важен для понимания физики расширения объема генерации.

Это исследование проводилось в два этапа. Сначала измерялись размеры и скорость элемента вдоль направления движения подансам-

бля. Для этого импульсы всех пионов переводились в систему, повернутую под углом θ к пучку в горизонтальной плоскости в с.ц.м. MgMg: $p_A = p_L \cos \theta + p_H \sin \theta$; $p_B = p_H \cos \theta - p_L \sin \theta$; $p_C = p_V$; и выбирался подансамбль пионов с импульсами $|p| < 200$ МэВ в системе отсчета, движущейся с заданной быстротой относительно с.ц.м. MgMg в направлении A . На рис. 5 приведены размеры элементов (кроме R_C) и их быстроты в этом направлении Y_{cell}^A , полученные с использованием аппроксимации (4) (при $x=A, y=B, z=C$), в зависимости от угла θ . Рисунок соответствует случаю заданной быстроты центра подансамбля, равной 0.7.

После этого импульсы пионов каждого из этих подансамблей переводились в полученную для данного элемента систему покоя в направлении A (где $Y_{\text{cell}}^A = 0$) и проводилось фитирование аппроксимацией (4) для скорости, направленной вдоль оси B , перпендикулярной к A (при $x=B, y=A, z=C$). На рис. 6 приведены полученные в этих системах размеры (кроме R_C) и быстроты элементов Y_{cell}^B в направлении B .

Осцилляции размеров R_A и R_B на рис. 5 и 6 происходят из-за того, что направления A и B при изменении угла θ поочередно совпадают с направлениями L и H , а размер R_L больше, чем R_H (см. рис. 3 и 4). Кривые на рис. 5 и 6 — аппроксимации: $R_A = a \cos^2 \theta + b \sin^2 \theta$ и $R_B = a \sin^2 \theta + b \cos^2 \theta$, где $a = 3.91 \pm 0.07$ Фм и $b = 3.24 \pm 0.06$ Фм. Временной параметр на рис. 5 и 6 аппроксимирован: $T = c \cos^2 \theta + d \sin^2 \theta$, где $c = 4.5 \pm 0.3$ Фм и $d = 3.5 \pm 0.4$ Фм. Быстрота элемента в направлении A на рис. 5 аппроксимирована функцией $Y_{\text{cell}}^A = e \cos^2 \theta + f \sin^2 \theta$, где $e = 0.46 \pm 0.04$ и $f = 0.16 \pm 0.06$ — быстрота элемента в поперечном направлении меньше, чем в продольном, при той же скорости центра подансамбля. Все аппроксимации выбирались из соображений симметрии относительно $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ и 270° . Все ошибки, видимо, занижены ввиду скоррелированности соседних точек (см. разд. 5).

Для итеративного получения истинного направления движения элемента надо, конечно, опять перейти в новую систему, измерить скорость в перпендикулярном направлении и т.д. Но качественный результат уже понятен. Он лучше согласуется с вариантом преимущественно продольного разлета элементов объема генерации.

Если бы реализовался центральный разлет, то точки Y_{cell}^B при всех углах θ должны были лежать около нуля — отсутствовала бы скорость, поперечная к направлению движения подансамбля. На рис. 6 эта ско-

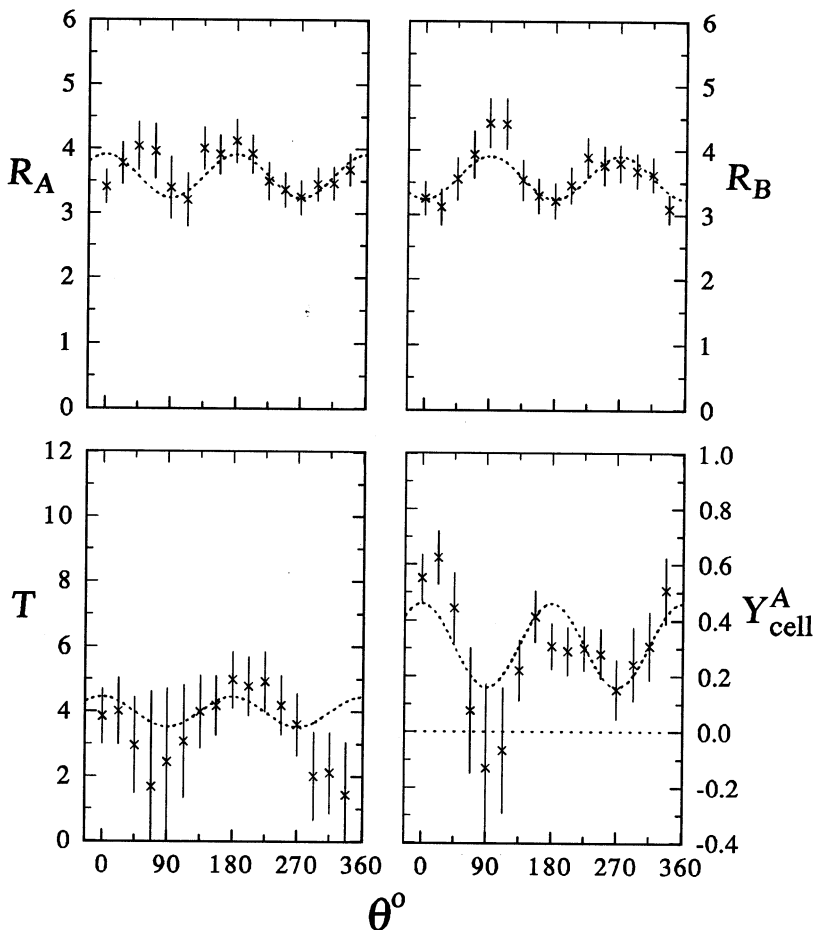


Рис. 5. Размеры и быстроты разных элементов объема генерации, полученные при фитировании разных подансамблей пионов, имеющих импульсы $|p| < 200$ МэВ в системах отсчета, движущихся под углом θ к пучку (направление А) в горизонтальной плоскости с быстротой 0.7 относительно с.ц.м. MgMg. Быстроты в направлении А: Y_{cell}^A , приведены относительно с.ц.м. MgMg. Размеры приведены в Φ_M

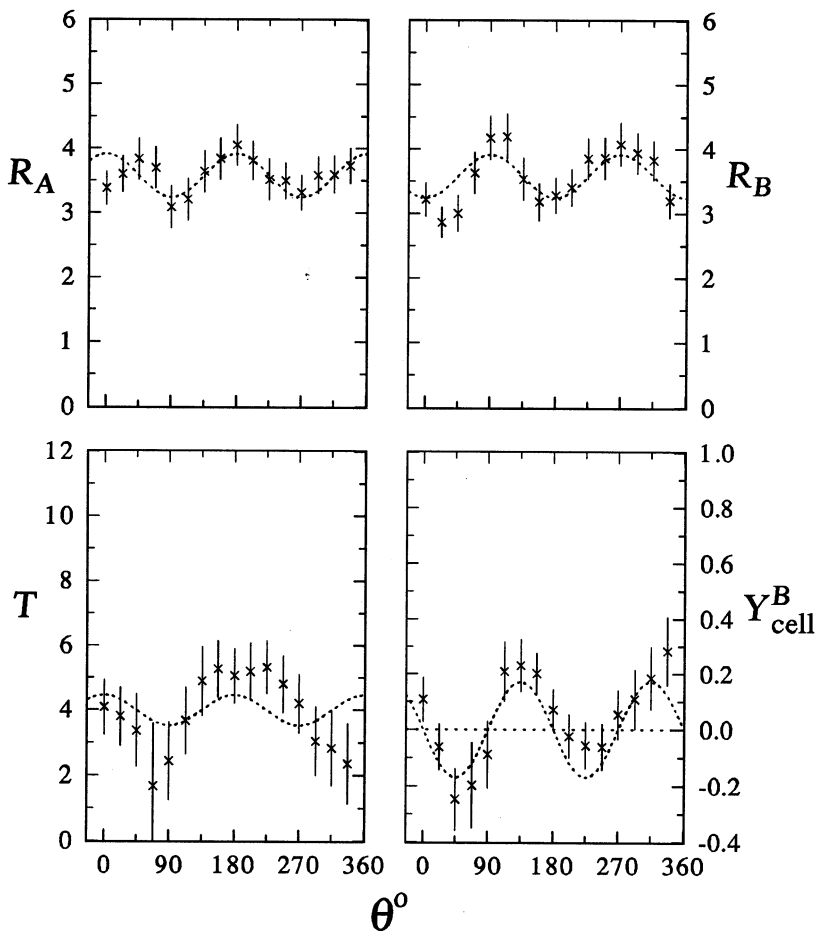


Рис. 6. Размеры и быстроты тех же, что и на рис. 5, элементов объема генерации. Приведены быстроты Y_{cell}^B в направлении B , перпендикулярном к A в горизонтальной плоскости, относительно системы покоя элемента в направлении A , где $Y_{\text{cell}}^A=0$. Размеры приведены в Фм

рость при углах, близких к 45° и 315° направлена в переднюю полусферу, а в районе углов 135° и 225° — в заднюю. Точки неплохо фитируются синусоидой $Y_{\text{cell}}^B = -g \sin 2\theta$ с амплитудой $g = 0.17 \pm 0.03$. Рис. 5 и 6 соответствуют случаю заданной быстроты центра подансамбля 0.7. При других быстротах подансамблей данные ведут себя аналогично.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. **120**, 300 (1960).
- [2] Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ **18**, 656 (1973).
- [3] G.I.Kopylov, Phys. Lett. B **50**, 472 (1974).
- [4] М.И.Подгорецкий, ЭЧАЯ **20**, 628 (1989).
- [5] Р.Ледницки, В.Л.Любошиц, ЯФ **35**, 1316 (1982).
- [6] М.И.Подгорецкий, ЯФ **37**, 455 (1983).
- [7] W.A.Zajc, Nucl. Phys. A **525**, 315c (1991).
- [8] M.Kh.Anikina *et al.*, JINR E1-95-311 (Dubna, 1995).
- [9] D.Miśkowiec *et al.*, Nucl. Phys. A **610**, 227c (1996).
- [10] M.Kh.Anikina *et al.*, Phys. Lett. B **397**, 30 (1997).
- [11] H.Appelshäuser *et al.*, Eur. Phys. J. C **2**, 661 (1998).
- [12] Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ **19**, 434 (1974).
- [13] М.Х.Аникина и др., ЯФ **65**, 600 (2002).
- [14] M.G.Bowler, Z. Phys. C **29**, 617 (1985).
- [15] П.Дирак, *Принципы квантовой механики* (М.: Наука, 1979) §62.
- [16] V.Tomášik *et al.*, Acta Phys. Slov. **47**, 81 (1997).
- [17] D.Beavis *et al.*, Phys. Rev. C **34**, 757 (1986).
- [18] W.B.Christie *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 779 (1993).
- [19] C.Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 082301 (2001).
- [20] K.Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 192302 (2002).
- [21] T.Alber *et al.*, Z. Phys. C **66**, 77 (1995).

Получено 22 июля 2002 г.

Аникина М. Х. и др.
Направление расширения объема генерации пионов

P1-2002-177

Методом интерференционных корреляций π^- -мезонов исследуются относительные скорости в разных направлениях и пространственно-временные размеры разных элементов объема генерации пионов в центральных MgMg-взаимодействиях при 4,3 ГэВ/с на нуклон. Результаты согласуются с вариантом преимущественно продольного разлета элементов объема генерации.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Anikina M. Kh. et al.
Direction of the Pion Generation Volume Expansion

P1-2002-177

The method of pion interference correlations is used to investigate relative velocities in different directions and space-time sizes of different pion generation volume elements in central MgMg interactions at a beam momentum of 4.3 GeV/c per nucleon. The results agree with a variant of generation volume elements flying apart preferentially in the longitudinal direction.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 16.08.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,2. Тираж 370 экз. Заказ № 53478.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.