

© 1990

БАБАЕВ А. Х., БЕНГУС Л. Е., БОНДАРЕНКО А. И.,
ПАЛУАНОВ К., ЧЕРНОВ Г. М.

АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ВТОРИЧНЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ ИЗ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН УЗССР

(Поступила в редакцию 20 февраля 1989 г.)

Систематически исследованы двухчастичные азимутальные корреляции между различными вторичными частицами из неупругих взаимодействий релятивистских ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{22}Ne и ^{56}Fe с ядрами фотоэмюльсии при энергиях ускорителей релятивистских ионов в Дубне и Беркли. Показано, что ряд эмпирических закономерностей, относящихся к виду корреляционных связей между частицами, зависит от массовых чисел сталкивающихся ядер и прицельного параметра соударения. Проведено качественное обсуждение наблюдаемых эффектов.

1. Введение

Изучение корреляций между частицами, составляющими многочастичные конечные состояния ядерных реакций при больших энергиях, позволяет установить новые и интересные закономерности исследуемых процессов и осуществить выбор между многочисленными модельными подходами к теории, которые нередко приводят, несмотря на существенные различия, к удовлетворительному описанию таких простейших характеристик реакций, как множественности различных вторичных частиц и их одночастичные распределения. В связи с этим в последние годы достойное место в исследованиях по физике высоких энергий занял корреляционный анализ, однако систематическое применение его к такому «сложному» процессу, как неупругое соударение ядро — ядро при релятивистских энергиях, началось сравнительно недавно.

Настоящая работа посвящена рассмотрению корреляций между векторами поперечных импульсов вторичных заряженных частиц (азимутальных корреляций) из неупругих ядро-ядерных взаимодействий при энергиях в несколько ГэВ/нуклон, достигнутых на ускорителях релятивистских ядер в Дубне и Беркли. Как известно (см., например, [1]), изучение корреляций в поперечной плоскости соударения свободно от необходимости учета псевдокорреляционных эффектов, которые обусловлены различными неоднородностями в событиях, составляющих исследуемый инклюзивный ансамбль, и возникают при анализе «продольных» корреляций с помощью, например, аппарата корреляционных функций.

Экспериментальный материал, рассматриваемый в данной работе, состоит из ансамблей неупругих взаимодействий ядер ^{12}C ($p_0/A=4,5$ ГэВ/с), ^{14}N ($p_0/A=2,9$ ГэВ/с), ^{22}Ne ($p_0/A=4,1$ ГэВ/с) и ^{56}Fe ($p_0/A=2,5$ ГэВ/с) в фотоэмюльсии (Em), отобранных и измеренных в практически одинаковых экспериментальных условиях. Сведения о статистике событий в этих экспериментах представлены в табл. 1, где приведены также ссылки на работы, в которых можно найти более детальное описание экспериментов и анализ различных характеристик ядро-ядерных взаимодействий.

В соответствии с общепринятой «геометрической» картиной соударения релятивистских ядер принято различать три основных источника формирования вторичных частиц:

Ядро-снаряд	p_0/A , ГэВ/с	Ускоритель	Число событий	Литература
^{12}C	4,5	ЛВЭ ОИЯИ	1717	[2]
^{14}N	2,9	ЛБЛ	1027	[3]
^{22}Ne	4,1	ЛВЭ ОИЯИ	4070	[4]
^{56}Fe	2,5	ЛБЛ	1890	[5,8] *

* Статистика Fe—Em-событий, анализируемая в данной работе, более чем вдвое превышает использованную в [5, 8] для b - и g -частиц.

1. Слабовозбужденное остаточное ядро-снаряд. Продукты его распада (фрагментации) в л.с. — наиболее быстрые частицы. Многозарядные ($Z \geq 2$) «спектаторные» фрагменты надежно идентифицируются в трековых приборах; корреляции в поперечной плоскости между ними детально рассматривались нами ранее [2–6].

2. Остаточное ядро-мишень. Его фрагменты — наиболее медленные в л.с. частицы. В соответствии с общепринятой для фотометода классификацией фрагменты ядра-мишени называют b -частицами («черные» треки с кинетической энергией $T \leq 26$ МэВ для протонов) и g -частицы («серые», для протонов $p \leq 1$ ГэВ/с).

3. Область «перекрывания» или так называемая горячая область ядроядерного взаимодействия — источник формирования релятивистских (s) частиц, среди которых находятся большинство рожденных в соударении частиц (мезоны и др.). В фотоэмульсии s -частицы — однозарядные со скоростью $\beta > 0,7$.

В данном сообщении мы будем иметь дело с корреляциями между b -, g - и s -частицами, а также «междугрупповыми» корреляциями (корреляциями между частицами разного типа).

2. Характеристики азимутальных корреляций

Мы будем исследовать следующие простые характеристики двухчастичных азимутальных корреляций — функции парных азимутальных углов

$$\varepsilon = \varepsilon_{ij} = \arg \cos(\mathbf{p}_i \mathbf{p}_j / p_{Ti} p_{Tj}) \quad (1)$$

между векторами поперечных импульсов i -й и j -й вторичных заряженных частиц из одного события; углы ε_{ij} определяются через обычные азимутальные углы φ_i , отсчитываемые от какой-либо плоскости, связанной с измерительным прибором: $\cos(\varphi_i - \varphi_j) = \cos \varepsilon_{ij}$ ($0 \leq \varphi_{i,j} < 2\pi$, $0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi$).

1. Коэффициенты азимутальной асимметрии

$$A = (N_{\varepsilon < \pi/2} - N_{\varepsilon > \pi/2}) / N_{0 \leq \varepsilon \leq \pi} \quad (2)$$

и коллинеарности

$$B = (N_{\varepsilon < \pi/4} + N_{\varepsilon > 3\pi/4} - N_{\pi/4 \leq \varepsilon \leq 3\pi/4}) / N_{0 \leq \varepsilon \leq \pi} \quad (3)$$

инклюзивных распределений по углу ε (1).

2. Средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ и коллинеарности $\langle \beta \rangle$ в индивидуальных актах соударения

$$\langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad \alpha_k = \sum_{i \neq j} \cos \varepsilon_{ij} / [n_k(n_k - 1)]^{1/2}, \quad (4)$$

$$\langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad \beta_k = \sum_{i \neq j} \cos 2\varepsilon_{ij} / [n_k(n_k - 1)]^{1/2}, \quad (5)$$

где $n_k \geq 2$ — множественность частиц рассматриваемого типа в k -м событии ансамбля, $k=1, 2, \dots, N$; $i, j=1, 2, \dots, n_k$.

Коэффициенты (2)–(5) дают информацию о так называемых внутривыступных корреляциях (в частности, между частицами одного типа). Если имеется необходимость рассмотрения корреляционных связей между частицами разного типа или одинаковыми, но из разных кинематических областей соударения и т. д., можно использовать инклюзивные коэффициенты (2), (3), а также специальную случайную величину, вычисленную в индивидуальном акте соударения

$$\phi_{ij}^{(k)} = \arccos \{ (a_i a_m + b_i b_m) / [(a_i^2 + b_i^2)(a_m^2 + b_m^2)]^{1/2} \}, \quad (6)$$

$$a_i = \sum_i \cos \varphi_i, \quad b_i = \sum_i \sin \varphi_i, \quad a_m = \sum_j \cos \varphi_j, \quad b_m = \sum_j \sin \varphi_j,$$

и ее среднее значение

$$\langle \phi \rangle = \langle \phi_{ij} \rangle = \sum_{k=1}^N \phi_{ij}^{(k)} / N. \quad (7)$$

Здесь $i=1, \dots, n_{ki}$; $j=1, \dots, n_{km}$; $n_{ki}, n_{km} \geq 1$ – множественности частиц i -го и j -го типов в k -м событии ансамбля. Угол (6) имеет ясный геометрический смысл. Это угол между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц (i и j) в поперечной плоскости или угол между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных по \mathbf{p}_{Ti} и \mathbf{p}_{Tj} .

Перечислим минимально необходимые для последующего рассмотрения и анализа свойства величин (2)–(7) [1, 7, 8].

При статистической независимости вылета частиц и равномерности φ -распределения в интервале $[0, 2\pi]$ в ансамбле событий (или изотропии азимутального углового распределения в плоскости) математические ожидания величин A, B, α, β и $\phi - \pi/2$ (уравнения (2)–(6)) равны нулю, а распределения по ε_{ij} (1) и ϕ_{ij} (6) – равномерны в $[0, \pi]$. Эта ситуация реализуется, например, в модели независимого испускания частиц, в которой не учитываются ограничения, связанные с законами сохранения или с какой-либо динамикой процесса. Распределения по α_k и β_k в этом случае одинаковы и имеют вид $1/2\chi^2 - 1$ (χ^2 – плотность χ^2 -распределения при двух степенях свободы).

Если частицы i и j принадлежат к группе, рождение которой «управляется» свойствами интеграла состояний с поперечной частью в виде

$$d\sigma^{(n)} / d\mathbf{p}_{T1} \dots d\mathbf{p}_{Tn} = \prod_{i=1}^n \phi(\mathbf{p}_T) \delta^{(2)} \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{p}_{Ti} \right), \quad (8)$$

то при $\phi(\mathbf{p}_T) \sim \exp(-a p_T)$ (линейно-экспоненциальное p_T -распределение) распределение по углу ε_{ij} (1) приобретает вид

$$f^{(n)}(\varepsilon) = \frac{1}{\pi} (1 + C_1^{(n)} \cos \varepsilon + C_2^{(n)} \cos 2\varepsilon) \quad (9)$$

с коэффициентами $C_1^{(n)} = -4/[3(n-1)]$ и $C_2^{(n)} = 1/(n-1)^2$.

Другие формы $\phi(\mathbf{p}_T)$ (распределение Рэлея, «термодинамический» спектр и т. д.) приводят к $C_1^{(n)}$ и $C_2^{(n)}$, незначительно отличающимся от приведенных. Математические ожидания величин (2)–(5) в этом случае весьма просто выражаются через $C_1^{(n)}$ и $C_2^{(n)}$:

$$\nu(A) = (2/\pi) C_1^{(n)}, \quad \nu(B) = (2/\pi) C_2^{(n)},$$

$$\nu(\alpha) = [(m(m-1))^{1/2}/2] C_1^{(n)}, \quad \nu(\beta) = [(m(m-1))^{1/2}/2] C_2^{(n)},$$

где $m=2, \dots, n$ – число наблюдаемых (в нашем эксперименте заряжен-

ных) частиц, используемых для вычисления (2)–(5), т. е. $m=n_n$. Обозначив для удобства число наблюдаемых (заряженных) частиц n , а число ненаблюдаемых (нейтральных) n_0 , так что полное число частиц в конечном состоянии распадающейся в соответствии с интегралом состояний (8) системы равно $n+n_0$, имеем

$$v(A) = -(8/3\pi)(n+n_0-1)^{-1}, \quad v(B) = (2/\pi)(n+n_0-1)^{-2}, \quad (10)$$

$$v(\alpha) = -2/3(n(n-1))^{1/2}/(n+n_0-1), \quad v(\beta) = 1/2(n(n-1))^{1/2}/(n+n_0-1)^2. \quad (11)$$

Эта ситуация, очевидно, реализуется в любой статистической теории распада произвольной системы на $n+n_0$ частиц и строго учитывает закон сохранения импульса. Используя формулы (10), (11), нетрудно вычислить ожидаемые, «кинематически исходные», значения коэффициентов (2)–(5) для любого набора множественностей в ансамбле, предположив реалистическое распределение по n_0 и применив усреднение. Например, для грубой оценки кинематически исходных значений коэффициентов (2)–(5) могут быть полезны следующие простые формулы, вытекающие из (10), (11) при $n \gg 1$ и $n_0 = 0,5n$:

$$v(A) \approx -0,6/n, \quad v(B) \approx 0,3/n^2, \\ v(\alpha) \approx -0,45, \quad v(\beta) \approx 0,2/n. \quad (12)$$

Обращает на себя внимание независимость $v(\alpha)$ от n при больших множественностях.

При анализе междугрупповых корреляций нулевые значения A, B и $\langle \phi \rangle - \pi/2$ реализуются при независимости испускания частиц типа i и j (разного типа) и произвольных корреляционных связях между частицами внутри каждой из групп.

Отметим некоторые динамические причины отклонения используемых азимутальных характеристик от кинематически исходных значений. Асимметричное в поперечной плоскости испускание частиц приводит к возрастанию A и $\langle \alpha \rangle$ по сравнению со значениями (10)–(12); эта ситуация имеет место, например, при наличии поперечного импульса у распадающейся системы. Тенденция к коллинеарному в поперечной плоскости разлету частиц увеличивает B и $\langle \beta \rangle$, не изменяя A и $\langle \alpha \rangle$; это может иметь место при наличии у распадающейся системы углового момента. Тенденция к вылету частиц разного типа в одну сторону в поперечной плоскости приводит к $A_{ij} > 0$ и $\langle \phi_{ij} \rangle < \pi/2$, стремление к «противоиспусканию» частиц разного типа в этой плоскости — к $A_{ij} < 0$ и $\langle \phi_{ij} \rangle > \pi/2$. Отметим, что наличие спектра поперечных импульсов у вторичных заряженных частиц отклоняет вычисляемый по формуле (6) угол ϕ_{ij} от «истинного» угла между суммарными поперечными импульсами частиц групп i и j , однако, как было показано в [8], учет p_T -распределения в (6) лишь усиливает значимость неравенства $\langle \phi_{ij} \rangle > \pi/2$ как регистратора наличия противоиспускания этих групп частиц.

Теперь мы имеем возможность перейти к рассмотрению экспериментальных данных.

3. Внутригрупповые азимутальные корреляции

Основные сведения о характеристиках корреляционных связей между частицами одного типа (b, g, s) — коэффициентах (2)–(5) — приведены соответственно в табл. 2–4. На рис. 1 и в последних строках табл. 2–4 приведены примеры зависимости коэффициентов (2)–(5) от суммар-

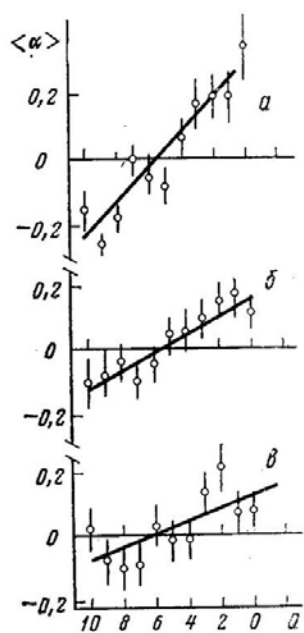


Рис. 1. Зависимость $\langle \alpha \rangle$ от Q для s - (а), g - (б) и b -частиц (в) из $Ne-Em$ -взаимодействий

Таблица 2

Коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности для b -частиц из ядро-ядерных соударений ($\times 10^2$)

Ансамбль событий	A	B	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \beta \rangle$
$^{12}\text{C}-\text{Em}$	$0,4 \pm 0,8$	$0,3 \pm 0,8$	2 ± 4	1 ± 4
$^{14}\text{N}-\text{Em}$	$-0,5 \pm 0,7$	$-0,8 \pm 0,7$	-2 ± 4	-3 ± 4
$^{22}\text{Ne}-\text{Em}$	$0,9 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,4$	2 ± 2	8 ± 2
$^{56}\text{Fe}-\text{Em}$	$5,7 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,6$	26 ± 3	11 ± 3
C-CNO	$0 \pm 4,1$	$-0,7 \pm 4,1$	-7 ± 7	-2 ± 7
N-CNO	$-11,1 \pm 4,1$	$-0,9 \pm 4,1$	-9 ± 8	1 ± 8
Ne-CNO	$1,3 \pm 2,2$	$4,2 \pm 2,2$	-1 ± 4	11 ± 4
Fe-CNO	$4,4 \pm 2,9$	$6,4 \pm 2,9$	10 ± 6	9 ± 6
C-AgBr	$0,4 \pm 0,8$	$0,3 \pm 0,8$	5 ± 5	2 ± 4
N-AgBr	$-0,2 \pm 0,7$	$-0,8 \pm 0,7$	0 ± 5	-4 ± 4
Ne-AgBr	$0,9 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,4$	3 ± 2	7 ± 2
Fe-AgBr	$5,7 \pm 0,6$	$1,3 \pm 0,6$	33 ± 4	12 ± 4
Fe-Em, $Q < 6$	10 ± 1	$0,5 \pm 1$	61 ± 8	9 ± 6
$6 \leq Q \leq 10$	$5,3 \pm 1$	$2,2 \pm 1$	21 ± 6	13 ± 6
$Q > 10$	$2 \pm 0,9$	$1,8 \pm 0,9$	10 ± 5	12 ± 4

Таблица 3

Коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности для g -частиц из ядро-ядерных соударений ($\times 10^2$)

Ансамбль событий	A	B	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \beta \rangle$
$^{12}\text{C}-\text{Em}$	$-0,8 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,5$	-14 ± 4	7 ± 4
$^{14}\text{N}-\text{Em}$	$0,1 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,5$	4 ± 4	6 ± 4
$^{22}\text{Ne}-\text{Em}$	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	3 ± 2	3 ± 2
$^{56}\text{Fe}-\text{Em}$	$1,4 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	11 ± 3	8 ± 3
C-CNO	$-7,4 \pm 4,4$	$0,2 \pm 4,4$	-20 ± 8	1 ± 8
N-CNO	$2,7 \pm 4,1$	$3,4 \pm 4,1$	0 ± 8	6 ± 8
Ne-CNO	$-1,7 \pm 2$	$3,9 \pm 2$	-5 ± 4	6 ± 4
Fe-CNO	$1,1 \pm 1,8$	$2,4 \pm 1,8$	-2 ± 5	9 ± 5
C-AgBr	$-0,7 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,5$	-13 ± 4	8 ± 5
N-AgBr	$0 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,5$	5 ± 5	6 ± 5
Ne-AgBr	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	5 ± 2	3 ± 2
Fe-AgBr	$1,4 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	17 ± 4	8 ± 4
Fe-Em, $Q < 6$	$1,5 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,3$	32 ± 7	6 ± 6
$6 \leq Q \leq 10$	$1,3 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,5$	9 ± 6	16 ± 6
$Q > 10$	$0,7 \pm 0,8$	$1,2 \pm 0,8$	-1 ± 4	4 ± 4

ного заряда Q не взаимодействовавшей спектаторной части ядра-снаряда, характеризующей (в среднем) величину прицельного параметра столкновения (малые Q — малые прицельные параметры или так называемые центральные соударения, большие Q — большие параметры удара или периферические события).

Понятно, что для корректной интерпретации этих данных необходимо количественно сопоставить их с соответствующими расчетами в рамках различных теоретических представлений о ядро-ядерных взаимодействиях. Расчетов подобного рода практически нет, однако возможны некоторые оценки, базирующиеся на основных качественных представлениях о природе этих взаимодействий.

Так, если предположить, чисто коллективный характер ¹⁾ рождения

¹⁾ Это имеет место, например, в гидродинамической теории множественного рождения, моделях типа «когерентной трубки», однофайрбольной и некоторых других «одномерных» моделях.

Коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности для s -частиц из ядро-ядерных соударений ($\times 10^2$)

Ансамбль событий	A	B	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \beta \rangle$
$^{12}\text{C}-\text{Em}$	$0,3 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,3$	-7 ± 3	11 ± 3
$^{14}\text{N}-\text{Em}$	$0,3 \pm 0,5$	$-0,6 \pm 0,5$	-2 ± 3	-3 ± 3
$^{22}\text{Ne}-\text{Em}$	$0,6 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	-1 ± 2	5 ± 2
$^{56}\text{Fe}-\text{Em}$	$1,5 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,3$	17 ± 4	8 ± 4
C-CNO	-4 ± 1	$-0,4 \pm 1$	-23 ± 4	6 ± 5
N-CNO	$-4,1 \pm 1,3$	$-2,3 \pm 1,3$	-17 ± 5	-8 ± 6
Ne-CNO	$-2,1 \pm 0,5$	$-0,4 \pm 0,5$	-19 ± 3	-5 ± 3
Fe-CNO	$-1,5 \pm 0,8$	$0,9 \pm 0,8$	-14 ± 5	3 ± 6
C-AgBr	$0,9 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,4$	5 ± 4	13 ± 4
N-AgBr	$1,1 \pm 0,5$	$-0,5 \pm 0,5$	8 ± 5	-4 ± 4
Ne-AgBr	$1 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	12 ± 3	8 ± 3
Fe-AgBr	$2 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,3$	39 ± 6	11 ± 5
Fe-Em, $Q < 6$	$1,6 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,4$	74 ± 15	10 ± 12
$6 \leq Q \leq 10$	$1,4 \pm 0,5$	$-0,1 \pm 0,5$	15 ± 9	4 ± 8
$Q > 10$	$1,5 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,5$	8 ± 5	8 ± 5

релятивистских частиц в ядро-ядерных столкновениях, то «кинематически исходные» значения коэффициентов (2)–(5) должны быть близки ²⁾ к даваемым формулами (10)–(12). В частности, среднее значение коэффициента α должно быть близким к $-0,45$. Однако из табл. 4 хорошо видно, что данные не согласуются с этим значением во всех группах событий. Отметим, кстати, что в адрон-нуклонных соударениях при множественностях s -частиц, близких к соответствующим в ансамблях табл. 2–4, значения коэффициентов асимметрии удовлетворительно согласуются с вычисленными по формулам (10)–(12) (см., например, [9]). Мы приходим, таким образом, к заключению о том, что по меньшей мере «одномерные» модели коллективного типа неприменимы к описанию рождения частиц в ядро-ядерных соударениях при энергиях ускорителей в Дубне и Беркли в доступном для изучения диапазоне массовых чисел ядер-снарядов.

Альтернативной к группе моделей коллективного типа являются модели суперпозиционного типа, в которых ядро-ядерное взаимодействие рассматривается как некогерентная сумма более «элементарных» адрон-нуклонных (или адрон-ядерных) столкновений. В этом случае для вычисления кинематически исходных значений коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности быстрых частиц необходимо знать число элементарных субсоударений и множественности образующихся вторичных частиц в них. Пары частиц из одного субсоударения коррелированы в соответствии с требованиями, вытекающими из-за действия законов сохранения, пары частиц из разных субсоударений — некоррелированы. При энергиях в несколько ГэВ/нуклон множественности частиц в адрон-нуклонных соударениях малы, а число субсоударений в среднем достаточно велико и, очевидно, растет с увеличением A_p — массового числа снаряда и уменьшением Q — меры прицельного параметра столкновения. Таким образом, в нашем случае, оставаясь на позициях суперпозиционного подхода, следует ожидать малых по абсолютной величине значений коэффициентов (2)–(5). Эти значения будут еще меньшими, если учесть «вторичные» эффекты типа внутриядерных перерассеяний. Более конкретно, в моделях суперпозиционного типа:

а) A и $\langle \alpha \rangle \rightarrow 0$ слева (оставаясь отрицательными), а B и $\langle \beta \rangle \rightarrow 0$ справа

²⁾ Это не относится, однако, к трехмерной гидродинамической модели, в которой возникают коллективные «боковые» потоки горячей ядерной материи и «отскок» остаточных (спектаторных) ядер.

ва (будучи положительными) при числе субсоударений $\rightarrow \infty$ и множественностях частиц в них $\rightarrow 1$ или меньшему значению;

б) абсолютные значения коэффициентов (2)–(5) должны уменьшаться при переходе к большим A_p , A_t и меньшим Q ;

в) перечисленные свойства должны иметь место и для сильноионизирующих фрагментов мишени (g - и b -частиц), так как множественность образования их в одном «элементарном акте» ≤ 1 и большую роль для них играет низкоэнергетический ядерный каскад и перерасеяния.

Как хорошо видно из данных табл. 2–4 и рис. 1, первое из предсказаний, безусловно, имеет место: коэффициенты (2)–(5) во всех случаях (кроме Fe–Em-событий) достаточно малы. Это, несомненно, аргумент в пользу предпочтительности суперпозиционного подхода при рассматриваемых энергиях. Второе предсказание столь же безусловно отвергается экспериментом: коэффициенты (2)–(5) возрастают с увеличением A_p (также при переходе от легких ядер к ^{56}Fe), A_t и для центральных соударений (в особенности для коэффициентов асимметрии).

Последнее, тем не менее, не означает, что суперпозиционный подход должен быть признан неадекватным эксперименту, как это может показаться на первый взгляд. Дело в том, что появление азимутальной асимметрии может быть обусловлено наличием общего поперечного движения системы вторичных частиц. С исчерпывающей ясностью это было установлено нами ранее [10] для продуктов фрагментации релятивистских остаточных ядер-снарядов практически в тех же ансамблях, которые рассматриваются здесь. В силу «физической симметрии» соударения ясно, что должно приобретать в соударении поперечный импульс и остаточное фрагментирующее ядро-мишень. Наконец, поперечное движение может быть свойственно и области, в которой происходит образование быстрых частиц (так называемая горячая область ядро-ядерного столкновения в «геометрических» моделях) при любом динамическом механизме их образования (еще раз напомним читателю о предсказаниях трехмерной гидродинамической модели).

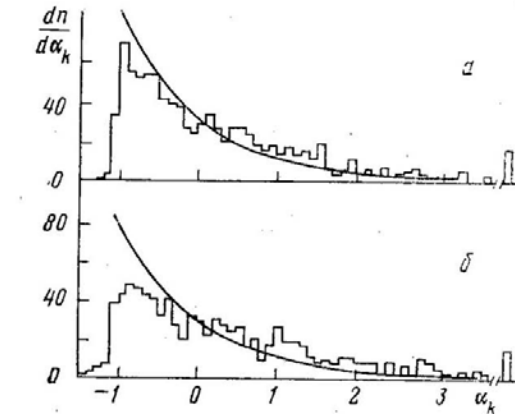


Рис. 2. Распределения по α_k для g - (а) и b -частиц (б) из Fe–Em-соударений. Кривые описаны в тексте

заться на первый взгляд. Дело в том, что появление азимутальной асимметрии может быть обусловлено наличием общего поперечного движения системы вторичных частиц. С исчерпывающей ясностью это было установлено нами ранее [10] для продуктов фрагментации релятивистских остаточных ядер-снарядов практически в тех же ансамблях, которые рассматриваются здесь. В силу «физической симметрии» соударения ясно, что должно приобретать в соударении поперечный импульс и остаточное фрагментирующее ядро-мишень. Наконец, поперечное движение может быть свойственно

и области, в которой происходит образование быстрых частиц (так называемая горячая область ядро-ядерного столкновения в «геометрических» моделях) при любом динамическом механизме их образования (еще раз напомним читателю о предсказаниях трехмерной гидродинамической модели).

Сильная азимутальная асимметрия для всех видов вторичных заряженных частиц в Fe–Em-соударениях была ранее замечена нами на

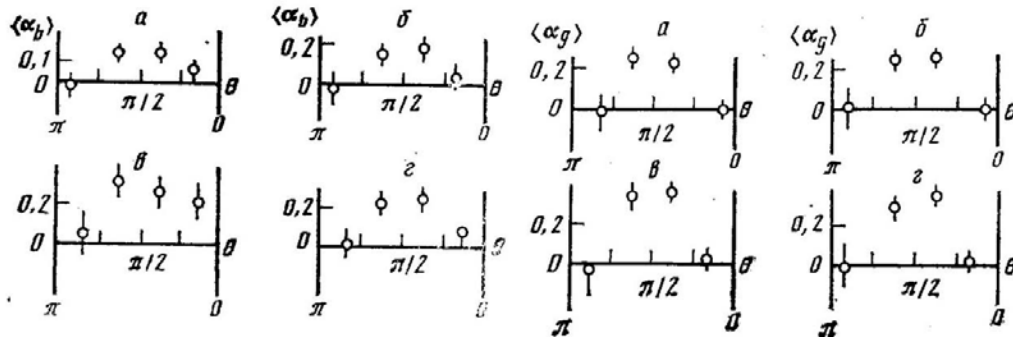


Рис. 3

Рис. 4

Рис. 3. Зависимость коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ для b -частиц от угла θ в Fe–Em-соударениях (а) и в подгруппах событий с AgBr (б), $Q \leq 5$ (в) и $n_h \geq 20$ (г)

Рис. 4. То же, что на рис. 3 для g -частиц

меньшей (более, чем вдвое) статистике [8]. Здесь мы представляем окончательные данные для этого типа соударения. При меньших A_p значимых эффектов для полных ансамблей соударений не наблюдалось.

На рис. 2 как пример представлены распределения по α_k для g - и b -частиц из соударений Fe—AgBr и кривые $1/2\chi^2 - 1$ (χ^2 — плотность χ^2 -распределения при двух степенях свободы), дающие α_k -распределения при статистической независимости углов вылета частиц и азимутальной изотропии. Видно, что положительное значение $\langle \alpha \rangle$ связано с общим сдвигом в сторону больших α_k всего распределения, а не с несколькими аномально асимметричными случаями.

В Fe—Em-соударениях мы обнаружили еще ряд интересных эффектов, не наблюдающихся для более легких ядер-снарядов. Речь идет об угловой зависимости асимметричного в поперечной плоскости испускания частиц.

На рис. 3—5 показаны зависимости коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ (для определенности) от полярных углов вылета θ (для s -частиц — от псевдобыстроты $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$) частиц разных типов из Fe—Em-соударений и некоторых подгрупп этих событий. Кроме ранее рассматривавшихся подгрупп рассмотрены еще и события с $n_h \geq 20$ — случаи так называемого полного развала ядра-мишени ($n_h = n_b + n_g$).

Из рисунков видно:

1) асимметрия релятивистских частиц тем больше, чем больше псевдобыстрота η (следует учесть, что при $\eta > 3$ имеется примесь однозарядных спектаторных фрагментов снаряда), т. е. чем больше импульс частицы. Для s -частиц с $\theta > 90^\circ$ ($\eta < 0$) асимметрия отсутствует. Эффект тем сильнее, чем тяжелее мишень, меньше прицельный параметр, сильнее степень разрушения мишени;

2) асимметрия фрагментов ядра-мишени («серых» и «черных» частиц) максимальна при $\theta_{g,b} \sim \pi/2$ (точнее, в конусе $\pi/4 < \theta_{g,b} < 3\pi/4$) и минимальна при $\theta_{g,b} \sim 0$ или π (при $\theta < \pi/4$ или $> 3\pi/4$). Отметим, что асимметрия присуща сильноионизирующим частицам, вылетающим как в переднюю ($\theta < \pi/2$), так и заднюю полусферы ($\theta > \pi/2$).

Вряд ли возможны какие-либо категоричные суждения о природе наблюдаемых³⁾ эффектов без количественной «проработки» их в рамках конкретных моделей ядро-ядерных соударений. Можно, однако, отметить, что предположения о поперечном движении фрагментирующей системы и большой роли многократных перерассеяний (типа рассматриваемых в эйконольных моделях) при прохождении быстрых адронов через ядерное вещество кажутся весьма правдоподобными.

4. Междугрупповые азимутальные корреляции

Основные характеристики междугрупповых азимутальных корреляций для различных комбинаций пар частиц разного типа в ядро-ядерных соударениях — коэффициенты A_{ij} (2) и $\langle \phi_{ij} \rangle$ (7) — сведены в табл. 5. (Коэффициент B_{ij} (3) не имеет существенно отличных от нуля значений во всех группах событий.) Видно следующее.

³⁾ Отметим, что некоторые из обсуждаемых эффектов наблюдались и в электронных экспериментах (см., например, [12] и ссылки в ней).

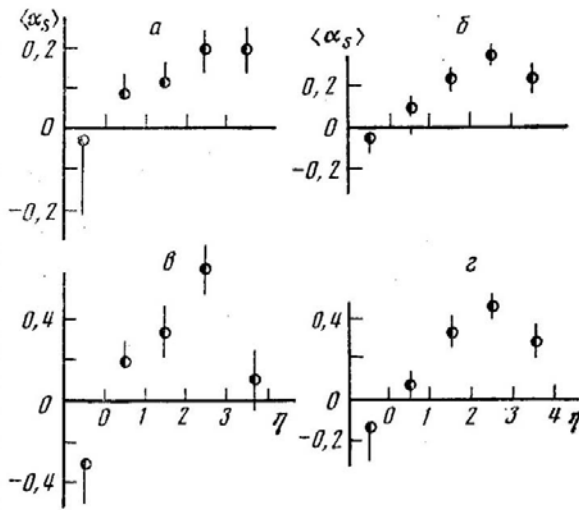


Рис. 5. То же, что на рис. 3 для s -частиц ($\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$)

Основные характеристики междугрупповых корреляций в ядро-эмульсионных соударениях

Комбинация частиц (<i>ij</i>)	Характеристика	Ядро-снаряд (мишень Em)			
		C	N	Ne	Fe
<i>sg</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-19±3	-37±4	-21±4	-41±2
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	25±3	33±3	24±2	31±3
<i>sb</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-23±4	-29±4	-23±2	-48±4
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	18±3	20±3	15±2	26±4
<i>sf</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	10±14	-33±18	0±6	37±6
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	4±3	8±4	3±2	-12±3
<i>bf</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-55±21	-47±19	-27±3	-84±7
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	12±4	8±4	5±2	18±2
<i>gf</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-48±22	-43±22	-36±8	-71±5
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	10±4	10±4	9±2	23±2
<i>gb</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-5±5	3±4	8±2	31±3
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	4±3	-2±3	-4±2	-11±3

Таблица 6

Характеристики междугрупповых корреляций в некоторых подгруппах Fe-Em-соударений

Комбинация частиц (<i>ij</i>)	Характеристика	Мишень		Q		
		CNO	AgBr	≤5	6+10	≥11
<i>sb</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-10±18	-50±4	-44±7	-50±6	-49±6
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	4±6	36±4	38±10	33±7	21±4
<i>sg</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-24±11	-42±2	-39±3	-41±4	-47±5
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	13±6	41±4	63±8	37±7	22±4
<i>fb</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-45±18	-91±7	-151±20	-113±12	-54±9
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	6±4	27±3	33±6	17±4	14±4
<i>fg</i>	$A_{ij} \cdot 10^3$	-68±14	-72±6	-93±12	-71±9	-61±8
	$(\langle \phi \rangle - \pi/2) \cdot 10^2$	17±4	28±3	34±6	21±4	22±3

1. Во всех ансамблях ядро-Em-событий имеются четкие корреляции типа противоиспускания в разные стороны в поперечной плоскости соударения для комбинаций *sb* и *sg* (релятивистских и фрагментов ядра-мишени). Особенно наглядно тенденция к этому противоиспусканию видна в распределениях типа $dN/d\phi_{sg}$ и $dN/d\phi_{sb}$, примеры которых приведены на рис. 6а, б.

Эти корреляции наблюдались и ранее (см., например, [2-5])⁴⁾, здесь их можно проследить в зависимости от величины A_p — массового числа ядра-снаряда и других характеристик ядро-ядерного взаимодействия.

Уместно отметить, что при сопоставлении данных для комбинаций частиц, средние множественности которых в событии сильно различаются, более показательна величина A_{ij} , так как флуктуации в угле ϕ_{ij} (между суммарными векторами) сильно зависят от множественностей частиц типов *i* и *j*.

2. Наблюдается также явная тенденция к противоиспусканию в поперечной плоскости идентифицируемых фрагментов сталкивающихся ядер — «спектаторных» осколков ядра-снаряда ($f_{z \geq 2}$) и медленных сильноионизирующих частиц обоих типов (*g* и *b*) (см. также рис. 6в, г). Этот эффект, по-видимому, также присущ всем рассмотренным ансамблям

⁴⁾ В том числе и в *p*-Em-взаимодействиях [11].

Рис. 6. Распределение по углу ϕ_{ij} для sg - (а), sb - (б), fg - (в), fb - (г), fs - (д) и gb -комбинаций (е) из Fe-Em-соударений

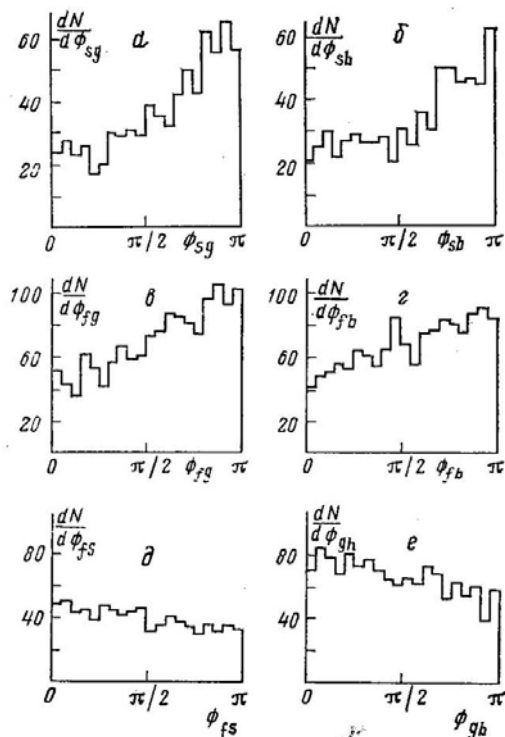


Рис. 7. Зависимость A_{sg} (○) и A_{fg} (●) от θ_g (вверху) и A_{sb} (○) и A_{fb} (●) от θ_b (внизу) для Ne-Em- и Fe-Em-событий

Рис. 8. Зависимость A_{sg} (вверху) и A_{sb} (внизу) от η_s для Ne-Em- и Fe-Em-соударений

Рис. 6

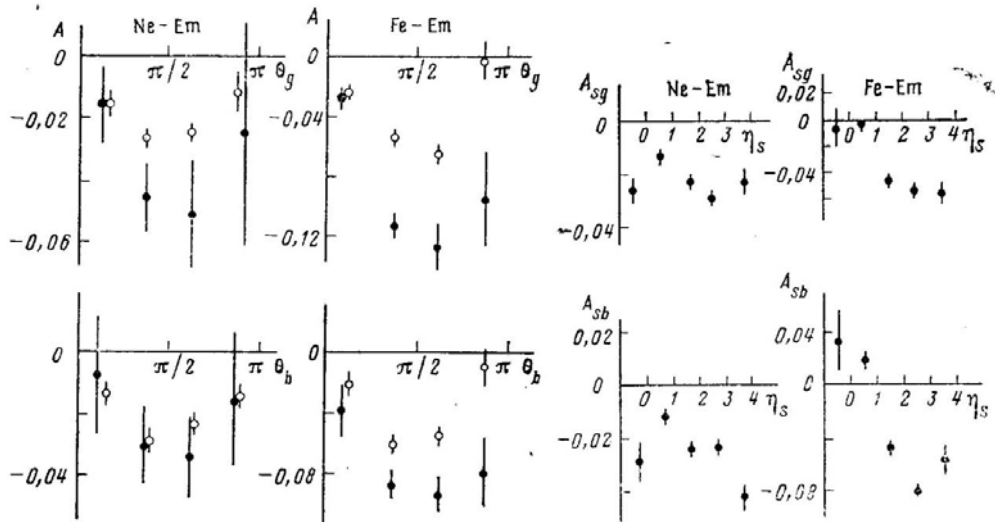


Рис. 7

Рис. 8

ядро-ядерных соударений (а не только Fe-Em-событиям, как отмечалось в [8]).

3. В пределах ошибок эксперимента отсутствуют заметные корреляции между f - и s -, а также между g - и b -частицами в столкновениях легких ядер-снарядов в эмульсии, однако в Fe-Em-событиях появляется указание на противоположную другим комбинациям частиц тенденцию к испусканию в одну сторону в поперечной плоскости (см. также рис. 6а, е). Возможно, этот эффект обусловлен тем, что среди этих пар частиц имеется примесь частиц «одного происхождения», значительно бóльшая, чем для других комбинаций.

Представляет значительный интерес изучение зависимостей эффекта «противоиспускания» в поперечной плоскости различных типов вторичных заряженных частиц от других характеристик событий и частиц — массового числа ядра-мишени A_t , прицельного параметра соударения (или величины Q) и углов вылета g -, b - и s -частиц.

В табл. 6 как пример приведены значения A_{ij} и $\langle \phi \rangle$ для подгруппы Fe—Em-соударений с разными A_i и Q , мы рассматривали также Q -зависимости A_{ij} в ^{12}C -, ^{14}N - и ^{22}Ne -соударениях. Как видно из данных табл. 6, противоиспускание пар частиц типов sb , sg , fb , fg в Fe—Em-столкновениях имеет тенденцию усиливаться с ростом A_i и уменьшением Q (при переходе к «центральным» соударениям). В соударениях же, инициированных более легкими ядрами-снарядами, статистически обеспеченных A_i - и Q -зависимостей не наблюдается (не проиллюстрировано).

Наконец, на рис. 7, 8 приведены примеры зависимостей коэффициентов A_{ij} для комбинаций sb , sg , fb и fg от углов вылета b -, g - и s -частиц. Можно видеть, что:

а) противоиспускание выглядит значительней, если углы вылета g - и b -частиц близки к $\theta_{b,g} \sim \pi/2$ (в области $\pi/4 < \theta_{b,g} < 3\pi/4$), и слабее при $\theta_{b,g} \sim 0$ или π (ср. с результатами, описанными в разд. 3);

б) противоиспускание с участием s -частиц минимально в низкоэнергетической области ($\eta_s < 1$) и усиливается с увеличением энергии s -частицы (при $\eta_s > 1$).

Описанные эмпирические закономерности, относящиеся к корреляционным связям между частицами разных типов, разумеется, также становятся физически значимыми лишь после количественного их сопоставления с рассчитанными или оцененными в рамках различных представлений о механизме ядро-ядерного взаимодействия. Такое сопоставление, как мы надеемся, будет проведено в ближайшем будущем. В любом случае кажется весьма правдоподобным убеждение в том, что изучение различных корреляционных эффектов в высокоэнергетичных соударениях с ядрами — наиболее перспективный путь к установлению корректной картины этого сложного процесса.

Авторы благодарны коллективам сотрудников ИЯФ АН УзССР и ряда других научных учреждений, в содружестве с которыми выполнялись эксперименты по изучению ядро-ядерных взаимодействий, использованных в данной работе.

Литература

1. Азимов С. А. и др. // Множественные процессы при высоких энергиях. Ташкент: Фан, 1976. С. 120.
2. Бондаренко Р. А. и др. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1483.
3. Chernov G. M. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A280. P. 487.
4. АБГДДЕККЛМТТУ (Сотруд.) // Краткие сообщения ОИЯИ № 12-35. Дубна, 1985. С. 15; ЯФ. 1988. Т. 47. С. 157; 949.
5. Chernov G. M. et al. // Nucl. Phys. 1984. V. A412. P. 534.
6. Абдуразакова У. А. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1299.
7. Азимов С. А., Чернов Г. М. Статистические методы в физике высоких энергий. Ташкент: ФАН, 1970.
8. Azimov S. A. et al. // Z. Phys. 1985. V. A322. P. 677.
9. Бондаренко А. И. и др. // Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. Ташкент: ФАН, 1975. С. 119.
10. Бенгус Л. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 353.
11. Васова Е. С. и др. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 123.
12. Hayashi S. et al. // Phys. Rev. 1988. V. C38. P. 1229.

AZIMUTHAL CORRELATIONS BETWEEN SECONDARY CHARGED PARTICLES FROM INELASTIC INTERACTIONS OF RELATIVISTIC NUCLEI

BABAEV A. Kh., BENGUS L. E., BONDARENKO A. I., PALUANOV K., CHERNOV G. M.

Two-particle azimuthal correlations between various secondaries from inelastic interactions of ^{12}C , ^{14}N , ^{22}Ne and ^{56}Fe ions with emulsion nuclei at Bevalac and JINR accelerator energies have been investigated systematically. It was shown that the number of empiric regularities concerned with the shape of the correlation bond between the secondaries depend on the mass numbers of the colliding nuclei and on the impact parameter of the collisions. A qualitative discussion of the obtained effects was made.