

© 1990 г.

СОТРУДНИЧЕСТВО ¹⁾

АЛМА-АТА – БУХАРЕСТ – ДУБНА – ДУШАНБЕ –
 ЕРЕВАН – КОШИЦЕ – ЛЕНИНГРАД – МОСКВА – РЖЕЖ – СОФИЯ – ТБИЛИСИ

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР КРЕМНИЯ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 АГЭВ/с

(Поступила в редакцию 7 августа 1989 г.)

Представлены результаты исследования неупругих взаимодействий ядер кремния с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,5А ГэВ/с. Изучены распределения по множественностям разных типов частиц, характеризующихся различными значениями кинетических энергий. Рассмотрены распределения по характеристикам их полярных и азимутальных углов. Результаты приводятся в сравнении с аналогичными данными для взаимодействий ядер ²²Ne с ядрами фотоэмульсии и расчетами по каскадно-испарительной модели. Показано, что увеличение атомного веса налетающего ядра с 22 до 28 практически не влияет на перечисленные выше распределения, но приводит к значительному уменьшению доли центральных взаимодействий. Распределения по множественностям однозарядных частиц с $\beta > 0,75$ хорошо воспроизводятся отрицательным биномиальным распределением как для всех взаимодействий, так и для событий с различной степенью расщепления ядра-мишени. Для этих же частиц, имеющих близкие псевдобыстроты, наблюдается тенденция их испускания также с близкими углами в азимутальной плоскости. Все распределения неплохо описываются каскадно-испарительной моделью за исключением азимутальных характеристик для событий центральных столкновений.

Изучение ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях становится привлекательным для все большего числа исследователей как среди экспериментаторов, так и среди теоретиков. Интерес обусловлен возможностью наблюдения в этих взаимодействиях проявлений новых необычных свойств ядерной материи. Область исследований захватывает широкий интервал энергий налетающих ядер, их атомных весов и атомных весов ядер-мишеней.

Предлагаемая читателю работа содержит результаты анализа неупругих взаимодействий ядер кремния с ядрами фотоэмульсии при энергии синхротрона ОИЯИ и является продолжением систематического исследования ядро-ядерных взаимодействий, начатых на ядрах с меньшим атомным весом.

1. Методика эксперимента

В эксперименте слои ядерной фотоэмульсии ГОСНИИХИМФотопроекта типа БР-2 размером 10×20×0,06 см³ экспонировались в пучке ядер кремния с импульсом 4,5А ГэВ/с. Для поиска событий использовался метод быстрого просмотра по следу в направлении пучка и медленный — в обратном направлении. На найденных событиях измерялись углы всех

¹⁾ Амеева Б. У., Андреева Н. П., Анзон З. В., Бубнов В. И., Гайтинов А. Ш., Елигбаева Г. Ж., Еременко Л. Е., Калячкина Г. С., Каныгина Э. К., Часников И. Я., Шахова Ц. И. — Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата; Гицок М., Топор В., Хайдук М. — Центральный институт физики, Бухарест; Краснов С. А., Толстов К. Д., Шабратова Г. С. — Объединенный институт ядерных исследований, Дубна; Максимкина Т. Н., Сун-цзин Ян Г. Я. — Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе; Аветян Ф. А., Кришан В. М., Марутян Н. А., Саркисян В. Р. — Ереванский физический институт; Вокал С. — Университет г. Кошице, ЧССР; Богданов В. Г., Плющев В. А., Соловьева З. И. — Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Ленинград; Колганова Э. Д., Пожарова Е. А., Смирнитский В. А., Скородько Т. Ю. — Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва; Шумбера М. — Институт ядерных исследований г. Ржеж, ЧССР; Чернев Х. М. — Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София; Костанашвили Н. И. — Тбилисский государственный университет.

вторичных заряженных частиц, пробеги медленных частиц и заряды фрагментов налетающего ядра. На однозарядных фрагментах проводились измерения импульсов методом многократного кулоновского рассеяния.

Треки вторичных заряженных частиц подразделялись согласно принятым в методе ядерных фотоэмульсий критериям на следующие типы:

- а) черные (*b*) треки с $\beta < 0,23$,
- б) серые (*g*) треки с $0,23 \leq \beta < 0,75$,
- в) ливневые, релятивистские (*s*) треки с $\beta \geq 0,75$,
- г) треки фрагментов ядер-снаряда с $\beta \approx 0,98$.

При анализе данных использовались характеристики:

1. Псевдобыстрота *s*-частиц $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$.
2. $\cos \theta$ для *g*- и *b*-частиц, θ — полярный угол.
3. Парный азимутальный угол испускания *i*- и *j*-частиц

$$\varepsilon_{ij} = \phi_i - \phi_j,$$

где ϕ_i — угол испускания *i*-й частицы в азимутальной плоскости.

4. Коэффициент азимутальной асимметрии

$$\beta_1 = \sum_{i \neq j} \cos \varepsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)},$$

где *n* — число частиц данного типа в событии.

5. Коэффициент азимутальной коллинеарности

$$\beta_2 = \sum_{i \neq j} \cos 2\varepsilon_{ij} / \sqrt{n(n-1)}.$$

6. Угол между направлениями преимущественного испускания групп *i*-х и *j*-х частиц

$$\Phi_{ij} = \arccos \{ (a_i a_j + b_i b_j) [(a_i^2 + b_i^2) (a_j^2 + b_j^2)]^{-1/2} \},$$

$$a = \sum_k \cos \phi_k, \quad b = \sum_k \sin \phi_k.$$

Основная цель данной работы — изучение свойств частиц, рожденных в процессе взаимодействия или принимавших в нем участие. Для этого анализировалась зависимость данных по множественностям и перечисленным выше характеристикам этих частиц от степени разрушения ядра-мишени, т. е. числа сильноионизирующих треков $n_h = n_g + n_b$ и от степени перекрытия сталкивающихся ядер, а именно, суммарного заряда, уносимого фрагментами налетающего ядра кремния $Q = \sum_i Z_{fr}^i$. В опубликованной

ранее работе [1] представлены результаты нашего анализа топологических характеристик фрагментации ядра кремния.

В настоящем исследовании используется ансамбль неупругих взаимодействий ядер кремния с ядрами фотоэмульсии, состоящий из 1150 событий и ансамбль из 5007 событий, разыгранных по каскадно-испарительной модели (КИМ) в версии, опубликованной в [2] с учетом условий эксперимента.

2. Множественности

Множественности *s*-, *g*- и *b*-частиц в совокупности с аналогичными нашими данными для налетающих ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{22}\text{Ne}$ при том же импульсе на нуклон даны в табл. 1. В скобках показаны результаты расчетов, выполненных по КИМ.

Данные таблицы позволяют проследить зависимость средних множественностей от атомного веса ядра-снаряда $A_p \langle n_i \rangle \alpha A_p^{\alpha_i}$. Для разных типов частиц величины α_i принимают следующие значения: $\alpha_s = 0,64 \pm 0,02$, $\alpha_g = 0,18 \pm 0,02$, $\alpha_b = -0,04 \pm 0,02$. Из приведенных величин α_i видно, что

Средние множественности вторичных заряженных частиц

Взаимодействие	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	Литература
${}^4\text{He}-\text{Em}$	$3,4 \pm 0,1$ (4,3)	$4,6 \pm 0,2$ (5,6)	$4,7 \pm 0,2$ (5,5)	[3]
${}^{12}\text{C}-\text{Em}$	$7,6 \pm 0,2$ (8,3)	$5,9 \pm 0,3$ (7,3)	$4,3 \pm 0,2$ (4,7)	[4]
${}^{22}\text{Ne}-\text{Em}$	$10,53 \pm 0,05$ (10,8)	$6,32 \pm 0,04$ (7,7)	$4,22 \pm 0,03$ (4,6)	[5]
${}^{28}\text{Si}-\text{Em}$	$11,7 \pm 0,4$ (10,8)	$6,6 \pm 0,3$ (8,1)	$4,4 \pm 0,1$ (4,2)	

Таблица 2

Средние множественности для событий центральных взаимодействий

Взаимодействия	$R, \%$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$
${}^{22}\text{Ne}-\text{Em}$	$5,2 \pm 0,3$	$33,2 \pm 0,4$	$22,8 \pm 0,6$	$8,9 \pm 0,4$
${}^{28}\text{Si}-\text{Em}$	$3,4 \pm 0,5$	$44,8 \pm 1,9$	$25,9 \pm 1,3$	$7,5 \pm 0,7$

Таблица 3

Параметры отрицательного биномиального распределения

Тип взаимодействия	Гауссиан		Отрицательное биномиальное распределение		
	$\langle n \rangle$	$\chi^2/\text{ст. св.}$	h	$\langle n \rangle$	$\chi^2/\text{ст. св.}$

s-частицы

Все			$0,73 \pm 0,07$	$11,8 \pm 0,6$	0,87
$n_h = 0; 1$			$0,48 \pm 0,24$	$3,0 \pm 0,2$	0,63
$n_h \leq 6$			$0,74 \pm 0,14$	$4,6 \pm 0,4$	2,07
$n_h \geq 7$			$1,62 \pm 0,15$	$19,6 \pm 1,0$	0,76
$n_h \geq 17$	$24,8 \pm 1,2$ ($27,0 \pm 0,8$)	0,74	$3,18 \pm 0,46$	$29,3 \pm 1,6$	0,64
$n_h > 27$	$28,6 \pm 2,9$ ($31,4 \pm 1,0$)	0,52	$3,30 \pm 0,94$	$36,2 \pm 3,6$	0,51

g-частицы

Все			$0,33 \pm 0,06$	$5,6 \pm 0,6$	1,02
-----	--	--	-----------------	---------------	------

b-частицы

Все			$1,26 \pm 0,15$	$4,5 \pm 0,2$	4,2
-----	--	--	-----------------	---------------	-----

рождение s-частиц пропорционально увеличению поперечного размера ядра-снаряда. Более слабая зависимость наблюдается для g-частиц, в основном нуклонов ядра-мишени, принимавших участие во взаимодействии. Выход же наиболее медленных частиц от разрушения мишени, b-частиц, практически не зависит от A_p .

Рассмотрим аналогичные характеристики для событий центральных столкновений ядер кремния с ядрами серебра и брома (см. табл. 2). К этим событиям относились взаимодействия, удовлетворяющие условиям $Q=0$ и $n_h > 7$. В данном случае размножение быстрых s-частиц уже пропорционально $A_p^{1,0}$, т. е. во взаимодействии с рождением этих частиц принимает участие весь объем ядра-снаряда. Практически без изменений остается число частиц от разрушения ядра-мишени (h-частиц), что обуславливается ограниченностью размера этого ядра. Происходит перераспределение в сторону увеличения числа более быстрых g-частиц.

Из данных табл. 2 следует, что увеличение атомного веса ядра-снаряда

приводит к уменьшению доли центральных взаимодействий R по отношению ко всем неупругим взаимодействиям. Так, при переходе от ядер неона к ядрам кремния эта доля уменьшается в 1,5 раза.

Рассмотрим распределения по множественностям вторичных частиц. На рис. 1 показаны распределения по числу s - и g -частиц для всех неупругих взаимодействий. Форма распределения для релятивистских s -частиц наилучшим образом воспроизводится отрицательным биномиальным распределением (ОБР)

$$P(n, \langle n \rangle, k) = k(k+1)\dots(k+n-1) \left(\frac{\langle n \rangle/k}{1 + \langle n \rangle/k} \right)^n \frac{(1 + \langle n \rangle/k)^k}{n!},$$

где n — множественность, $\langle n \rangle$ — средняя множественность, k — число независимых источников (кланов, кластеров), испускающих частицы данного сорта.

Попытки описать распределение одним или двумя распределениями Пуассона не увенчались успехом. Параметры $\langle n \rangle$ и k , полученные в ре-

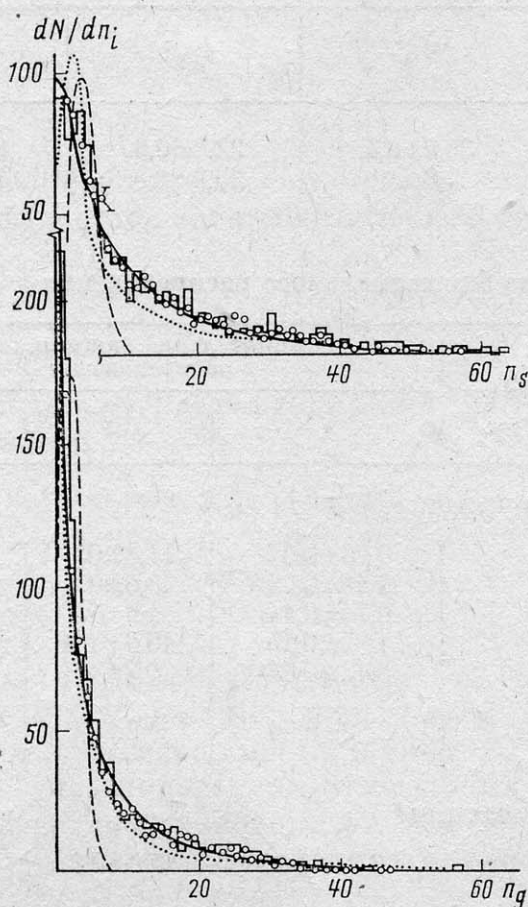


Рис. 1. Распределения по множественностям s - и g -частиц для всех неупругих взаимодействий. Гистограмма — эксперимент. Кривые: сплошная — отрицательное биномиальное распределение (ОБР), штриховая — распределение Пуассона, точечная — результат расчета по КИМ. Точками для сравнения представлено распределение для взаимодействия $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ при таком же импульсе на нуклон

зультате фитирования распределений по n_s в зависимости от степени разрушения ядра-мишени (числа h -частиц), даны в табл. 3. Увеличение степени разрушения ядра-мишени приводит к увеличению числа кланов k . Распределения по n_s для событий с $n_h \geq 17$ и $n_h > 27$ помимо ОБР хорошо описываются также и гауссовскими распределениями с $\langle n \rangle$, близкими к экспериментальным значениям, показанным в табл. 3 в скобках, и значениям, полученным в результате фитирования ОБР (см. табл. 3 и рис. 2).

Значительно хуже описываются отрицательным биномиальным распределением распределения по числу g - и b -частиц, что хорошо видно из данных табл. 3.

Сравним распределения, показанные на рис. 1, с аналогичными распределениями для неупругих взаимодействий ядер неона с ядрами эмульсии при том же импульсе на нуклон. Эти распределения показаны на рис. 1 точками. Распределения практически не изменяются при переходе от налетающего ядра $A=22$ к ядру с $A=28$.

Сопоставление распределений по числу s - и g -частиц с распределениями, полученными на основе расчетов по КИМ, показало, что модель доста-

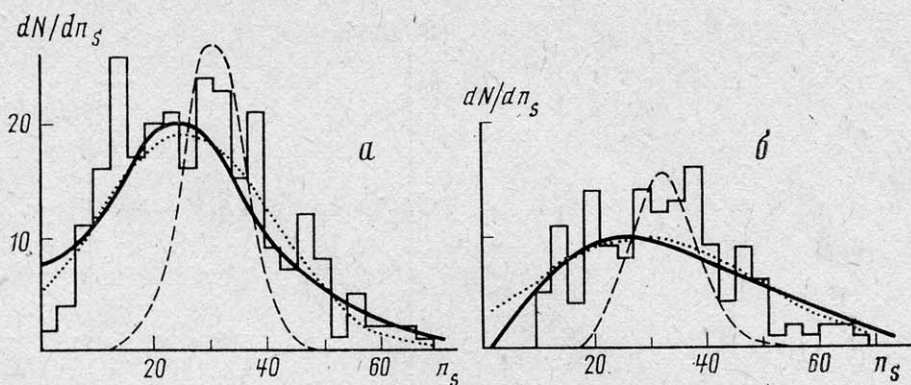


Рис. 2

Рис. 2. Распределения по множественности s -частиц для событий с $n_h \geq 17$ (а) и $n_h > 27$ (б). Кривые: сплошная — ОБР, штриховая — распределение Пуассона, точечная — распределение Гаусса

Рис. 3. Корреляции по множественности $\langle n_b \rangle = f(n_s)$ и $\langle n_g \rangle = f(n_s)$

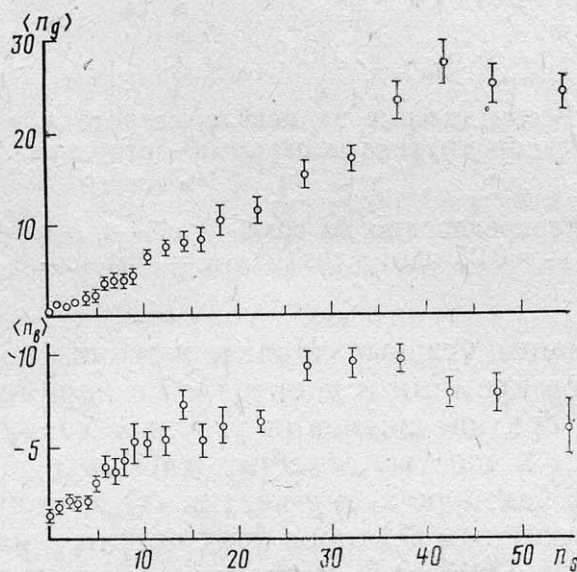


Рис. 3

точно хорошо воспроизводит эксперимент за исключением области $n_s = 0$ в распределении по числу s -частиц. По-видимому, это связано с тем, что модель недостаточно хорошо учитывает вклады от процессов дифракционного и кулоновского расщепления сталкивающихся ядер.

Традиционные в методе ядерных эмульсий корреляции по множественности вторичных частиц показаны на рис. 3, а именно, зависимости $\langle n_g \rangle = f(n_s)$ и $\langle n_b \rangle = f(n_s)$. Фитирование этих зависимостей в виде прямых до $n_s = 42$ в первом случае и до $n_s = 37$ во втором дает значения наклонов равные соответственно $0,52 \pm 0,02$ и $0,27 \pm 0,01$.

3. Распределения по полярным углам

Рассмотрим угловые характеристики вторичных частиц. На рис. 4, 5 даны распределения по псевдобыстроте η для s -частиц и распределения по $\cos \theta$ для g - и b -частиц для ансамбля всех неупругих взаимодействий. На этих же рисунках показаны кривые, рассчитанные по каскадно-испарительной модели. КИМ хорошо воспроизводит и средние значения косинусов, и сами распределения для g - и b -частиц. В случае s -частиц модель дает несколько более мягкий спектр псевдобыстрот, чем это наблюдается в эксперименте. Учет однозарядных фрагментов налетающего ядра приводит в модели, напротив, к ужесточению расчетного спектра, $\langle \eta \rangle = 2,380 \pm 0,005$, по сравнению с экспериментальным $\langle \eta \rangle = 2,252 \pm 0,011$.

Таблица 4

Угловые характеристики центральных взаимодействий

Взаимодействие	$N_{\text{соб}}$	$\langle n_s \rangle$	$\langle \cos \theta_g \rangle$	$\langle \epsilon_{\Sigma}^s \rangle$	$\langle \theta_{\Sigma}^g \rangle$
Ne+Ag, Br	228	$1,46 \pm 0,01$	$0,389 \pm 0,007$	$6,9 \pm 0,2$	$24,8 \pm 1,1$
Si+Ag, Br	36	$1,46 \pm 0,02$	$0,407 \pm 0,016$	$6,5 \pm 1,4$	$22,4 \pm 2,9$

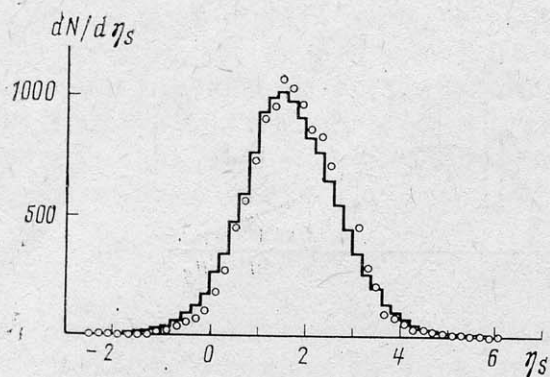


Рис. 4

Рис. 4. Распределение по псевдобыстроте $\eta_s = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$ для всех взаимодействий. Точки — эксперимент, гистограмма — результат расчета по КИМ. $\langle \eta_s \rangle_{\text{эксп}} = 1,787 \pm 0,009$, $\langle \eta_s \rangle_{\text{КИМ}} = 1,673 \pm 0,005$

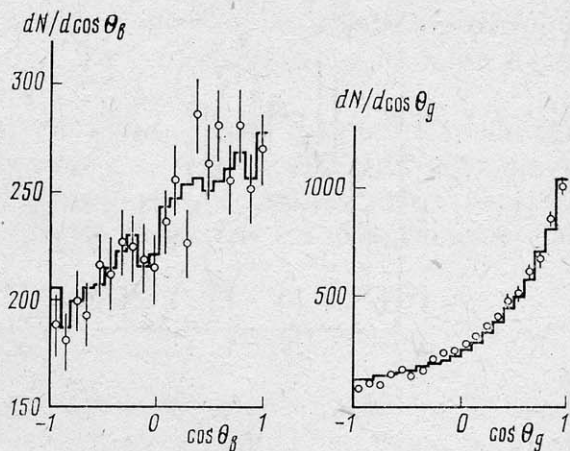


Рис. 5

Рис. 5. Распределения по $\cos \theta$ для b - и g -частиц. Обозначения те же, что на рис. 4. $\langle \cos \theta_b \rangle_{\text{эксп}} = 0,07 \pm 0,01$, $\langle \cos \theta_b \rangle_{\text{КИМ}} = 0,06$, $\langle \cos \theta_g \rangle_{\text{эксп}} = 0,38 \pm 0,01$, $\langle \cos \theta_g \rangle_{\text{КИМ}} = 0,37$

Сравним угловые характеристики событий центральных взаимодействий ядер кремния и ядер неона с ядрами серебра и брома. В табл. 4 приведены средние значения угловых характеристик для этих столкновений. В пятом и шестом столбцах таблицы даны средние значения углов суммарных векторов s - и g -частиц $\langle \Theta_s \rangle$, полученные путем векторного сложения единичных векторов этих частиц в каждом событии.

Данные таблицы показывают, что увеличение атомного веса ядра-снаряда с 22 до 28 не влияет на средние характеристики угловых распределений вторичных частиц из центральных столкновений.

4. Азимутальные характеристики

Как уже говорилось выше, изучение закономерностей испускания частиц в азимутальной плоскости будет проводиться на примере анализа таких характеристик, как β_1 , β_2 и Φ .

Зависимость средних коэффициентов азимутальной асимметрии s - и h -частиц, β_1^s и β_1^h , от степени периферийности столкновения, т. е. от суммарного заряда, уносимого фрагментами ядра кремния Q , показана на рис. 6. Здесь же представлены аналогичные данные для случая налетающего Ne и расчеты, выполненные в рамках КИМ. Для обоих типов частиц наблюдается тенденция увеличения β_1^s и β_1^h с ростом степени центральности столкновения (уменьшением Q). Та же тенденция прослеживается и в данных по неону. К сожалению, недостаточная статистика настоящего эксперимента не позволяет судить о каком-либо различии данных этих двух экспериментов. Модельные коэффициенты азимутальной асимметрии не зависят от Q . Наибольшее отличие экспериментальных данных от модельных расчетов наблюдается для наиболее центральных столкновений, т. е. малых значений Q .

Интересно расхождение между расчетами по модели и экспериментом для наиболее медленных частиц, являющихся в основном испарительными частицами (рис. 7). Экспериментальные точки имеют противоположную тенденцию изменения с ростом Q , чем это дает модель. В модели β_1^b в отличие от эксперимента медленно растет с ростом Q .

Для событий центральных взаимодействий ($Q=0$) наблюдается отличие от нуля коэффициентов азимутальной коллинеарности для всех типов частиц. Так, в случае s -частиц (см. рис. 8) $\beta_2^s = 0,39 \pm 0,18$ при $Q=0,1$ и равно $\sim 0,07$ при других значениях Q . В модели β_2^i не зависит от степени перекрытия сталкивающихся ядер, т. е. от Q .

Представление о взаимосвязи между вылетом частиц различных типов в азимутальной плоскости дает угол Φ . Распределение по этому углу для

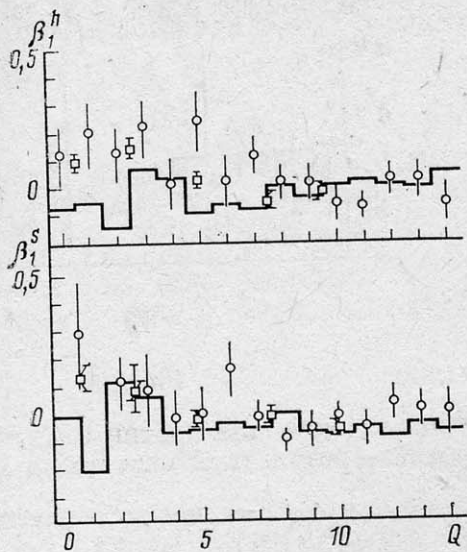


Рис. 6

Рис. 6. Коэффициенты азимутальной асимметрии $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_1^h \rangle$ в зависимости от степени перекрытия сталкивающихся ядер Q . Точки: \circ — Si+Em, \square — Ne+Em. Гистограмма — результат расчета по КИМ

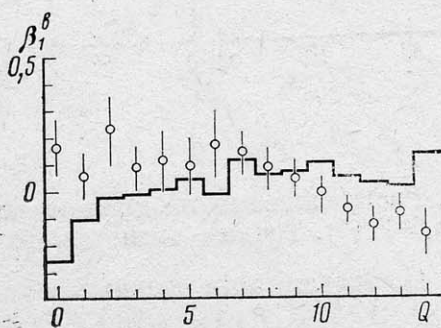


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость $\langle \beta_1^b \rangle$ от Q . Обозначения, как на рис. 4

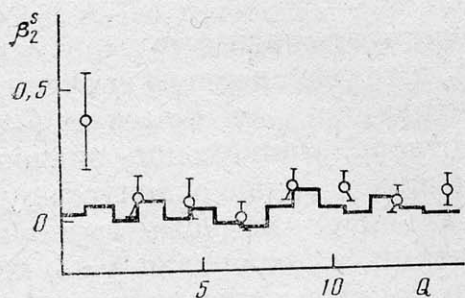


Рис. 8

Рис. 8. Коэффициент азимутальной коллинеарности $\langle \beta_2^s \rangle$ как функция Q . Обозначения, как на рис. 4

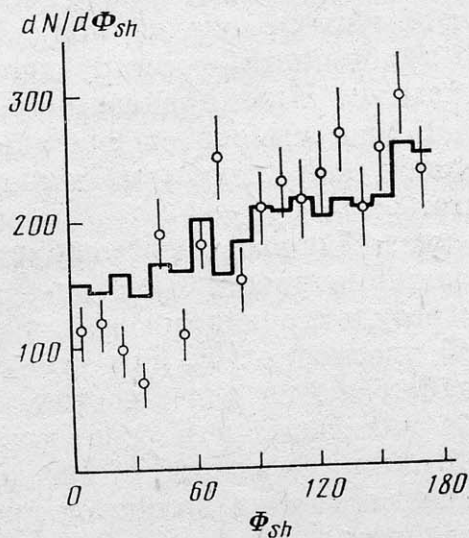


Рис. 9

Рис. 9. Распределение по углу между результирующими векторами s - и h -частиц в азимутальной плоскости. Гистограмма — результат расчета по КИМ

s - и h -частиц показано на рис. 9 (точки). Как и в экспериментах с ^{22}Ne , наблюдается тенденция к испусканию этих групп частиц в азимутальной плоскости в противоположные стороны. Модель, учитывающая законы сохранения, неплохо передает эту тенденцию (гистограмма).

В событиях центральных взаимодействий, так же как и для других характеристик, изменение массы ядра-снаряда не влияет на значения Φ . Так, для ядра ^{22}Ne $\langle \Phi_{sg} \rangle = (110 \pm 3)^\circ$, а для кремния аналогичное значение равно $(107 \pm 9)^\circ$.

Проследим влияние характеристик полярных углов на распределения по азимутальным углам. На рис. 10 даны распределения по парному азимутальному углу ε для частиц с $\Delta\eta_s < 0,1$ и для частиц, разделенных интервалом $\Delta\eta_s > 2,0$. Для первой группы частиц ($\Delta\eta_s < 0,1$) наблюдается их повышенный выход в районе $\varepsilon < 10^\circ$, т. е. частицы, имеющие близкие псевдобыстроты, предпочитают вылетать и с близкими азимутальными углами. Для частиц с $\Delta\eta_s > 2,0$ распределение по ε оказывается равномерным. Анализ ε -распределений по различным топологиям s -частиц показал,

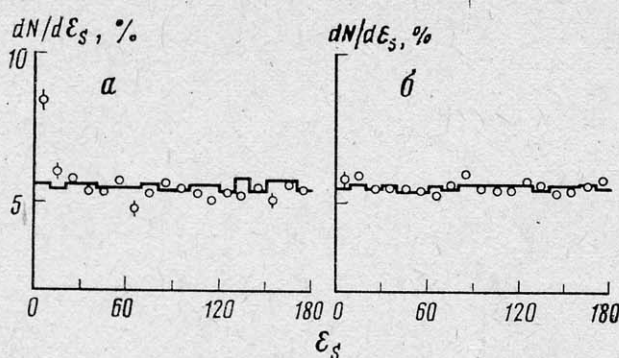


Рис. 10

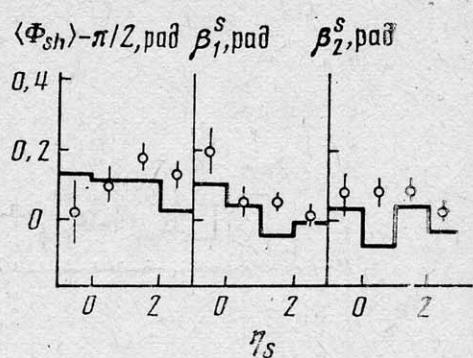


Рис. 11

Рис. 10. Распределения по парному азимутальному углу ϵ для частиц с $\Delta\eta_s < 0,1$ (а) и $\Delta\eta_s \geq 2$ (б). Точки — эксперимент, гистограммы — результаты расчета по КИМ

Рис. 11. Зависимости средних величин $\langle \Phi_{sh} \rangle$, $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_2^s \rangle$ от псевдобыстроты η_s .

что повышенный выход частиц в районе $\epsilon < 10^\circ$ наблюдается для всех топологий, начиная с $n_s = 2$ и кончая максимально возможными значениями n_s . Оценим вклад, вносимый в наблюдаемый эффект парами Далитца, которые также имеют малые значения ϵ и $\Delta\eta$. Зная $\langle n_s \rangle$ и $\langle Q \rangle$ для группы событий с $n_s \geq 2$, в которой изучались распределения по ϵ , и используя вероятность распада π^0 -мезона на далитц-пару и γ -квант, составляющую $1/80$ от обычных распадов, получаем, что на долю этих пар приходится 46 из 305 комбинаций, формирующих эффект (превышение над постоянным пьедесталом). Иными словами, $\sim 15\%$ от эффекта приходится на пары Далитца. Во взаимодействиях ядер ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии эти пары составляют, как следует из нашей работы [6], $\sim 20\%$ от наблюдаемого эффекта.

На рис. 11 показаны изменения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности s -частиц (β_1^s и β_2^s), а также среднего значения угла между результирующими векторами испускания s - и h -частиц в азимутальной плоскости (Φ_{sh}) от псевдобыстроты η_s . Наибольшие значения β_1^s и β_2^s наблюдаются для s -частиц, вылетающих в заднюю полусферу в л.с. ($\eta_s \leq 0$), являющихся в основном пионами. Максимальные значения Φ_{sh} приходятся на частицы с псевдобыстротами в интервале 1–2, которые в большинстве своем являются протонами из ядра кремния, испытавшими взаимодействие. На этом рисунке, так же как и на остальных, показаны расчеты по КИМ. Следует отметить некоторое различие между моделью и экспериментом:

1) ход зависимости Φ_{sh} от η_s в модели имеет противоположную эксперименту тенденцию. В модели наибольшие значения для этого угла ожидаются при $\eta_s < 0$;

2) экспериментальные значения коэффициента азимутальной асимметрии (β_1^s) для частиц с $\eta_s < 0$ оказываются несколько большими, чем это дает модель.

5. Заключение

Перечислим основные выводы работы.

1. Увеличение атомного веса ядра-снаряда с 22 до 28 практически не меняет распределений по множественностям вторичных частиц, по характеристикам полярных и азимутальных углов.

2. С увеличением атомного веса налетающего ядра падает доля центральных взаимодействий.

3. Распределения по множественностям s -частиц как для всех взаимодействий, так и для событий с различной степенью разрушения ядра-мишени хорошо воспроизводятся отрицательным биномиальным распределением.

4. Релятивистские однозарядные (s) частицы, имеющие близкие псевдобыстроты $\Delta\eta_s < 0,1$, предпочитают вылетать с близкими азимутальными углами $\epsilon < 10^\circ$.

5. Все исследованные распределения неплохо описываются КИМ за исключением азимутальных характеристик событий центральных столкновений ($Q=0$).

Литература

1. Краснов С. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-88-252. Дубна, 1988.
2. Барашенков В. С. и др. Препринт ОИЯИ Р2-83-117. Дубна, 1983.
3. Толстов К. Д. и др. ОИЯИ Р1-8313. Дубна, 1974.
4. Марин А. и др. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 105.
5. Андреева Н. П. и др. // ЯФ. 1987. Т. 44. С. 123.
6. Амеева Б. У. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1309.

COLLABORATION

ALMA-ATA — BUCUREST — DUBNA — DUSHANBE —
EREVAN — KOŠICE — LENINGRAD — MOSCOW —
RZEZ — SOFIA — TBILISI

INELASTIC INTERACTIONS OF SILICON NUCLEI WITH NUCLEAR EMULSION AT 4.5A GeV/c

The results of investigation of the silicon nucleus inelastic interactions with nuclear emulsion at 4.5 A GeV/c are presented. The multiplicity distributions for different types of secondaries characterized by different kinetic energies are studied. The distributions of polar and azimuthal angular characteristics are considered. These results are shown in comparison with the similar ones for neon-22 — emulsion interactions and with calculations done by cascade-evaporation model. The increase of the projectile nucleus atomic weight from 22 to 28 does not practically change distributions. At the same time, the share of central collisions is decreased rather fast. The multiplicity distributions for single-charge particles with $\beta > 0.75$ are reproduced well by negative binomial distribution for full sample as well as for events with various degree of target nucleus disintegration. The tendency for the same type particles, having very close pseudorapidities, to be emitted at close azimuthal angles is observed. All distributions are described rather well by the cascade-evaporation model, except for the azimuthal characteristics for the central collision events.