

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-828

**ФРАГМЕНТАЦИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НЕОНА-22
НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ**

Сотрудничество: Алма-Ата - Бухарест - Гатчина -
Дубна - Душанбе - Ереван - Черноград - Кошице -
Краков - Ленинград - Москва - Ташкент -
Тбилиси - Улан-Батор

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

Н.П.Андреева, Э.В.Анзов, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов, Г.Ж.Елигбаева,
Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина, Э.К.Каннигина, И.Я.Часников

Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

М.Гяцок, В.Топор, М.Хайдук

Центральный институт физики, Бухарест

Ф.Г.Лелехин, Б.Б.Симонов

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР, Гатчина

С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.А.Лескин

Физико-технический институт АН ТССР, Душанбе

Д.А.Саломов

Таджикский государственный университет, Душанбе

Р.А. Хоммухамедов

Таджикский государственный медицинский институт, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Кришян, Н.А.Марутян, Л.Г.Саркисова, В.Р.Саркисян

Ереванский физический институт

А.В.Белоусов

Азово-Черноморский институт механизации сельского хозяйства,
Зерноград

С.Вокал, М.Карабова, Э.Силеш, М.Тотова

Университет, Кошице,

В.Вольтер, Б.Восек, Э.Гладыш, Р.Холнски

Институт ядерной физики, Краков

В.А.Антончик, В.А.Бакаев, С.Д.Богданов, В.И.Остроумов

Ленинградский политехнический институт

В.Г.Богданов, В.А.Плюцев, Э.И.Соловьева

Радиовый институт им. В.Г.Хлопина АН СССР, Ленинград

М.И.Адамович, В.Г.Ларионова, Н.В.Масленникова, Г.И.Орлова,

Н.А.Салманова, М.И.Третьякова, С.П.Харламов, М.М.Чернявский

Физический институт АН СССР, Москва

У.А.Абдуразакова, А.Х.Бабаев, Е.С.Басова, Л.Е.Бенгус, А.И.Бонда-

ренко, У.Г.Гулямов, Т.П.Трофимова, Р.У.Холматова, Г.М.Чернов

Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

А.Абдухамидов, Ш.Абдухамидов, С.А.Азимов, С.Галжиева, К.Г.Гула-
мов, А.Жуманов, Н.С.Лукичева, Д.Мирходжаева, В.Ш.Навотный, В.И.Пег-
ров, Е.А.Раввина, Н.Ш.Саидханов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова

Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

И.Ф.Гришашвили

Тбилисский государственный университет

Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, Д.Тувдендорж

Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

1. ВВЕДЕНИЕ

Детальное исследование явления фрагментации релятивистских ядер-снарядов, ставшее возможным после ускорения тяжелых ионов на ускорителях в Дубне и Беркли, имеет большие преимущества по сравнению с классическими экспериментами по расщеплению ядер-мишеней. В частности, уверенная идентификация продуктов фрагментации при практическом отсутствии порога их регистрации делает возможным изучение ядерной структуры в условиях очень малых передач энергии-импульса. Знание фрагментационных характеристик релятивистских ядер необходимо также для решения ряда задач астрофизики, радиационной физики, их регистрация делает возможным изучение ядерной структуры в условиях очень малых передач энергии-импульса.

Данная работа посвящена изучению общих характеристик процесса фрагментации возбужденного остаточного ядра неона-22, испытанного взаимодействие с ядрами фотоэмульсии при первичном импульсе $P_0=4,1$ ГэВ/с/нуклон. Она — часть комплексного исследования свойств неупругих $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$ взаимодействий; основные характеристики множественного рождения частиц и фрагментации ядер-мишеней рассматривались в работе^{1/}, сечения взаимодействия спектаторных фрагментов ядра-снаряда (проблема "аномалонов") — в^{2/}. Отметим, что метод ядерных эмульсий является вполне адекватным для изучения глобальных характеристик явления фрагментации ядра-снаряда благодаря весьма высокой пространственной разрешающей способности, наблюдаемости акта соударения и 4П — геометрии эксперимента, сравнительной легкости измерения зарядов фрагментов и возможности регистрации весьма малых возбуждений ядра-мишени, что важно для изучения корреляций между продуктами фрагментации снаряда и мишени. Эти достоинства фотометода тем ощутимей, чем выше первичная энергия столкновения.

2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Стопки стандартной фотоэмульсии ГосНИИХИМФотопроект типа БР-2, составленные из слоев размером $10 \times 20 \times 0,06$ см³, были облучены ядрами неона-22 с импульсом $P_0=4,1$ ГэВ/с/на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Поиск взаимодействий осуществлялся методом просмотра вдоль трека. После исключения событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора неупругих взаимодействий, было измерено 4070 неупругих событий $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$ без какой-либо дискриминации по типу взаимодействия.

Вторичные заряженные частицы из отобранных для измерений событий были разделены в соответствии с обычной фотоэмульсионной техникой и

терминологией на: а) сильноионизирующие (h) частицы (черные b) частицы с пробегом $l \leq 3$ мм и серые (g) частицы с $l > 3$ мм и скоростью $\beta \leq 0,7$ - главным образом, фрагменты ядра-мишени, б) рожденные релятивистские (S) частицы с $\beta > 0,7$ и в) непровазимодействовавшие с мишенью (спектаторные) фрагменты ядра-снаряда. Последние и составляют предмет изучения в данной работе, поэтому на их выделении мы остановимся подробнее; другие технические детали эксперимента описаны в V/I . Для всех вторичных заряженных частиц были измерены пространственные (Θ) и азимутальные (φ) углы вылета.

Многозарядные ($z \geq 2$) фрагменты ядра-снаряда идентифицируются в фотоземлюльсии легко и надежно. Треки релятивистских α -частиц имеют сравнительно малые углы Θ , относительную ионизацию $I/I_{min} \sim 4$ (I_{min} - ионизация наиболее энергичных однозарядных релятивистских частиц в данном эмульсионном слое), не изменяющуюся на большой (несколько сантиметров) длине пробега, и рассеиваются намного слабее, чем соответствующие им по ионизации φ -частицы. Следы спектаторных фрагментов с $z \geq 3$ имеют малые Θ и ионизацию $I/I_{min} > 7 + 9$ (черные треки), также не изменяющуюся на большой длине пробега. Заряды этих фрагментов определялись с точностью не хуже $\Delta z = 0,5$ путем измерения плотности δ - электронов и (или) плотности разрывов с длиной больше заданной $^{1/2}$. Калибровка ионизационных измерений выполнялась на следах α -частиц, осколков ядер с известными z из событий полного развала первичного ядра-снаряда и, наконец, самих первичных треках.

Значительно более трудна проблема выделения однозарядных спектаторных фрагментов снаряда на фоне S -частиц. Для этой цели мы провели измерения импульсов однозарядных ливневых частиц внутри конуса с углом полураствора $\Theta = 3^\circ$ (на части статистики - при $\Theta \leq 5^\circ$) методом многократного кулоновского рассеяния. Методика измерений учитывала шумы измерений, ложное рассеяние и дисторсии в эмульсии; для обеспечения необходимых длин измеряемых треков (не менее нескольких сантиметров) выполнялись продолжения из слоя в слой. К сожалению, достигаемая в рамках фотометода точность импульсных измерений (в нашем случае средняя относительная погрешность $\langle \Delta(\rho\beta) / \rho\beta \rangle \approx 0,15$) недостаточна для уверенного разделения однозарядных спектаторных фрагментов снаряда и рожденных S -частиц, среди которых при малых углах Θ преобладают провазимодействовавшие с мишенью протоны из ядра неона-22. Того же порядка неоднозначность имеет место и при разделении спектаторных однозарядных осколков снаряда на протоны, дейтроны и тритоны.

Аналогично ранее выполненной работе по фрагментации релятивистских

ядер углерода-12 в эмульсии при близкой первичной энергии на нуклон ядра-снаряда^{/3/} мы применили два способа выделения однозарядных фрагментов-спектаторов первичного ядра.

Первый из них основан на анализе углового распределения однозарядных релятивистских частиц; эти распределения для рожденных частиц и спектаторных фрагментов существенно различны. Первые в области малых углов Θ имеют достаточно широкое распределение (при интересующей нас энергии - близкое к равномерному по переменной $\cos \Theta$ ^{/4/}), вторые - узкоколимированы в направлении вперед (рис. I).

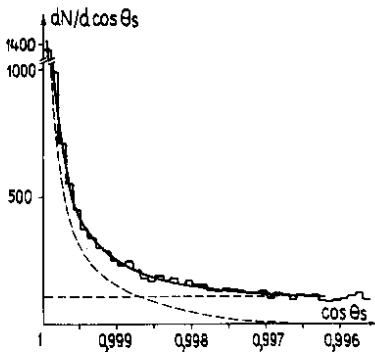


Рис. I. Угловое распределение релятивистских однозарядных частиц в $^{22}\text{Ne} - \text{Em}$ взаимодействиях. Сплошная кривая - аппроксимация выражением (5), пунктир - вклады f_1 и f_2 (см. текст).

Угловое распределение спектаторных фрагментов легко вычислить, зная распределение их поперечных импульсов. Последнее, как известно, достаточно аппроксимировать выражением

$$f(P_T) dP_T = (P_T/\sigma^2) \exp(-P_T^2/2\sigma^2) dP_T \quad (1)$$

(о степени соответствия этого выражения опытным данным будет идти речь ниже). Поскольку для фрагментов - спектаторов

$$P_T = P_0 m \sin \Theta \quad (2)$$

(m - масса фрагмента), из (1) следует

$$f_1(\cos \Theta) = (m^2 P_0^2 / \sigma^2) \cos \Theta \exp[-m^2 P_0^2 (1 - \cos^2 \Theta) / 2\sigma^2]. \quad (3)$$

Предполагая далее, что для рожденных S - частиц в соответствии ^{/4/}

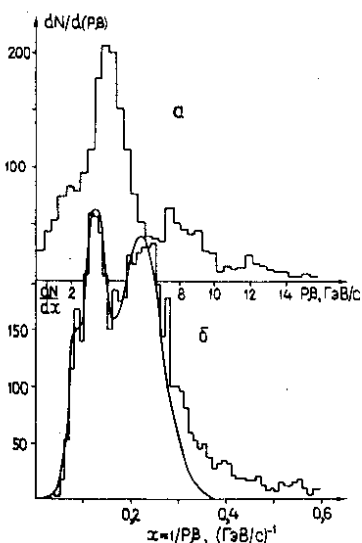
$$f_2(\cos \Theta) = \text{const}, \quad (4)$$

суммарное угловое распределение должно в области малых Θ иметь вид

$$dN/d\cos \Theta = N_1 f_1(\cos \Theta) + N_2. \quad (5)$$

Аппроксимация эмпирического распределения по $\cos \theta$ (рис.1) выражением (5) дает полное число однозарядных фрагментов $N_1 = 5,5 \cdot 10^3$ (на 4070 событий) с $\chi^2 = 1,2 / \text{степень свободы}$. Вклад однозарядных фрагментов становится пренебрежимо малым при $\theta \geq 5^\circ$. При $\theta = 2,5^\circ$ число рожденных S - частиц в области $\theta < \theta_0$ равно числу фрагментов с $\theta > \theta_0$; таким образом, величина $\theta_0 = 2,5^\circ$ может быть использована как граничное значение, статистически разделяющее спектры однозарядные фрагменты и S - частицы, для оценки соответствующих средних множественностей в полном ансамбле и различных группах ^{22}Ne - ядерных взаимодействий.

Второй способ основан на использовании результатов импульсных измерений. На рис. 2 показаны распределения по измеряемой величине $p\beta$ ($(p\beta)_0 = 0,4 \text{ ГэВ/с/нуклон}$) и $x = I/p\beta$, пропорциональной измеряемой средней второй разности многократного кулоновского рассеяния. Распределение по x для каждого типа (p, d, t) спектров фрагментов с $z = 1$ должно иметь нормальную



(гауссову) форму с центрами при значениях, кратных $x_0 = I / (p\beta)_0$ и дисперсиями $D_0^2 + D_{\text{изм}}^2$, где D_0^2 - дисперсия, соответствующая естественному разбросу импульсов этих фрагментов из-за их внутриядерного движения и наличия спектра величины p_0 , а $D_{\text{изм}}^2$ - дисперсия, связанная с ошибками измерений в соответствующих областях x .

Рис. 2. Распределения по $p\beta$ (а - 1180 событий, измерения в конусе $\theta < 5^\circ$) и $x = I/p\beta$ (б - все события, измерения при $\theta < 3^\circ$) для однозарядных релятивистских частиц из $^{22}\text{Ne} - E_m$ соударений. Кривая - аппроксимация x - распределения (см. текст).

На рис. 2 б показана наилучшая аппроксимация x - распределения суммой трех гауссовых распределений с центрами, близкими к ожидаемым для p, d, t , и дисперсиями, оцененными из известных $D_{\text{изм}}^2$ и D_0^2 , определенных в соответствии с параболическим законом (см. ниже). Эта аппроксимация ($\chi^2 / \text{степень свободы} \approx 1,5$) для уменьшения влияния нефрагментов (провазимодействовавших с мишенью осколков ядра снаряда и рожденных частиц) производилась лишь в области

$\alpha < 0,22$ (ГэВ/с)⁻¹; при α , большем этого значения, на рис.26 показано зеркальное отражение левой части нормального распределения для ρ -фрагментов. С ее помощью мы оценили число однозарядных спектаторных фрагментов неона-22 и доли протонов, дейтронов и тритонов среди них.

После введения поправок на неизмеренные релятивистские частицы с $\theta < 3^\circ$ (в основном вследствие вторичных взаимодействий вблизи родительской звезды или выхода из доступной для измерений части эмульсионной стопки) и однозарядные фрагменты с $\theta > 3^\circ$ (их число оценено по данным измерений в конусе с $\theta < 5^\circ$; см. также рис.1) мы определили полное число однозарядных спектаторных фрагментов и доли ρ , d , t среди них. Полное число фрагментов с $Z = 1$, определенное по описанной процедуре ($5,4 \cdot 10^3$), хорошо согласуется с найденным из статистического анализа углового распределения (см. выше). Доли протонов, дейтронов и тритонов среди фрагментов с $Z = 1$, найденные при анализе распределений рис.2, использованы при вычислении соответствующих средних множественностей (см. ниже).

3. МНОЖЕСТВЕННОСТИ СПЕКТРАТОРНЫХ ФРАГМЕНТОВ

Средние множественности различных идентифицированных в нашем эксперименте спектаторных фрагментов остаточного ядра неона-22, испытывавшего неупругое взаимодействие в фотоэмульсии, представлены в табл.1.

ТАБЛИЦА I

Средние множественности спектаторных фрагментов ядра неона-22 при неупругих взаимодействиях в фотоэмульсии ($\langle n_i \rangle \equiv \langle n_{Z=i} \rangle$)

Заряд фрагмента	$\langle n_i \rangle \cdot 100$			
	Ne-Fm	$n_{Z=0,1}$	$n_{Z=2-7}$	$n_{Z=8}$
I	136 ± 2	117 ± 2	147 ± 4	137 ± 3
в т.ч. протоны	86 + I			
дейтроны	36 + I			
тритоны	14 + I			
2	82 ± 2	102 ± 4	92 ± 3	63 ± 2
≥ 3	48 ± I	79 ± 3	57 ± 2	21 ± I
в т.ч. 3	5,2 ± 0,4	5,6 ± 0,9	5,6 ± 0,6	4,6 ± 0,5
4	4,1 ± 0,3	3,3 ± 0,6	5,5 ± 0,6	3,3 ± 0,4
5	5,3 ± 0,4	6,9 ± 0,8	6,7 ± 0,7	3,1 ± 0,4
6	7,6 ± 0,4	12,6 ± 1,1	9,1 ± 0,7	3,4 ± 0,5
7	7,3 ± 0,4	12,4 ± 1,0	9,1 ± 0,8	2,6 ± 0,4
8	8,9 ± 0,5	18,7 ± 1,3	10,4 ± 0,8	2,0 ± 0,3
9	5,5 ± 0,4	11,0 ± 1,0	6,3 ± 0,6	1,8 ± 0,3
10	3,6 ± 0,3	8,3 ± 0,9	4,2 ± 0,5	0,4 ± 0,2
I - 10	266 ± 4	298 ± 10	296 ± 8	221 ± 6

Здесь же приведены данные для групп событий с числом сильноионизирующих медленных частиц $n_n = 0, 1; 2-7$ и ≥ 8 . Как известно, эти весьма простые критерии позволяют получать приближенные сведения о характеристиках взаимодействий соответственно:

- 1) со свободными и квазисвободными нуклонами,
- 2) с легкими ядрами C, N, O (с примесью периферических соударений с тяжелыми ядрами эмульсии) и
- 3) с ядрами Br, Ag (более точно последняя группа представляет собой ансамбль непериферических столкновений с этими ядрами). Приведенные в табл.1 погрешности—статистические; возможные систематические ошибки, обусловленные некоторой неопределенностью в разделении однозарядных фрагментов на протоны, дейтроны и тритоны, по нашим оценкам, меньше или порядка статистических. Данные табл.1 могут быть использованы для оценки множественностей фрагментации при прохождении релятивистских ядер через межзвездную и земную атмосферу.

В табл.2 приведены сравнительные данные по множественностям фрагментации для ^{22}Ne — ядерных соударений, изучаемых в настоящей работе, и ^{12}C —ядерных событий при близком $P_0 = 4,5$ ГэВ/с/нуклон ^{15/}, полученным в идентичных экспериментальных условиях. Прежде всего отметим, что отношение полных множественностей фрагментации ^{22}Ne и ^{12}C в заряженные частицы не совпадает с ожидавшимся из данных по адрон-ядерным взаимодействиям значением $(A_{Ne} / A_C)^{2/3} = 1,7$.

ТАБЛИЦА 2

Сравнение средних множественностей фрагментации в $^{22}Ne-E_m$ и $^{12}C-E_m$ взаимодействиях

$\langle n_i \rangle$	$^{22}Ne-E_m$	$\langle n \rangle$ $^{12}C-E_m$ [5]	$\frac{\langle n \rangle_{^{22}Ne}}{\langle n \rangle_{^{12}C}}$
$\langle n_1 \rangle$	136 ± 2	93 ± 2	$1,46 \pm 0,04$
в т.ч. $\langle n_p \rangle$	86 ± 2	78 ± 2	$1,10 \pm 0,03$
$\langle n_d \rangle$	36 ± 1	13 ± 2	$2,8 \pm 0,4$
$\langle n_t \rangle$	14 ± 1	2 ± 1	7 ± 2
$\langle n_2 \rangle$	82 ± 2	68 ± 2	$1,21 \pm 0,03$
$\langle n_{\geq 3} \rangle$	48 ± 1	19 ± 2	$2,5 \pm 0,3$
$\sum n_i$	266 ± 4	180 ± 4	$1,48 \pm 0,04$

Это означает, что распределения по массе остаточного фрагментирующего ядра в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях и (или) степени их возбуждения различны. Обращает на себя, далее, внимание зависимость этих отношений от заряда фрагмента Z и (в особенности) от массы фрагмента при $Z = 1$. Значительно более высокий выход дейтро-

нов и тритонов в $^{22}\text{Ne} - E_p$ взаимодействиях, по-видимому, связан с нейтронно-избыточным составом ядра неона-22. Здесь мы видим явное влияние структуры ядра на характеристики его фрагментации.

Как видно из табл. I, множественность фрагментов с $Z = 1$ не уменьшается с увеличением массового числа A_T ядра-мишени. При $Z \geq 2$, однако, множественности при этом уменьшаются тем сильнее, чем больше Z . В электронных 0^0 -экспериментах по фрагментации релятивистских ядер-снарядов (напр., /6-8/) было найдено, что сечения рождения фрагментов с хорошей точностью факторизуются, иными словами, соотношения между числами фрагментов с разными зарядами и массами не зависят от массы ядра-мишени. Данные табл. I и в особенности табл. 3, в которой представлены некоторые отношения средних множественностей вида $\langle n_i \rangle / \langle n_j \rangle$, показывают, что для полных сечений фрагментации, получаемых в условиях 4П-геометрии эксперимента, это утверждение неверно: композиция различных фрагментов в конечном состоянии процесса фрагментации заметно зависит от A_T .

ТАБЛИЦА 3

Некоторые отношения средних множественностей фрагментов с разными Z в $^{22}\text{Ne} - E_m$ соударениях

Отношение	Ансамбль		
	$n_b = 0, 1$	$n_b = 2-7$	$n_b \geq 8$
$\langle n_2 \rangle / \langle n_1 \rangle$	$0,87 \pm 0,05$	$0,63 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,01$
$\langle n_{\geq 3} \rangle / \langle n_1 \rangle$	$0,68 \pm 0,03$	$0,39 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,01$
$\langle n_{\geq 3} \rangle / \langle n_2 \rangle$	$0,77 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,03$	$0,33 \pm 0,02$

Таким образом, принцип факторизации сечений, установленный в электронных экспериментах для дифференциальных сечений "под 0^0 ", для полных сечений фрагментации нарушается. Влияние ядра-мишени на сечения рождения фрагментов с очевидностью тем сильнее, чем больше угол их вылета (или поперечный импульс); с большей определенностью этот вопрос будет рассмотрен ниже.

В заключение отметим, что подробные сведения о топологии фрагментации релятивистского ядра неона-22 на эмульсионных ядрах были представлены нами отдельно /9/.

4. ПОПЕРЕЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ФРАГМЕНТОВ

Поперечные импульсы однозарядных фрагментов снаряда вычислялись по формулам $P_T = p \sin \theta$ при измеренных импульсах фрагментов или $P_T = m \beta_0 \sin \theta$ (m - масса фрагмента) во всех случаях. Разделение на p , d , t при неизмеренных импульсах выполнялось

статистически в соответствии с (3). Оба способа вычисления P_T приводят к идентичным P_T -распределениям однозарядных фрагментов.

Для фрагментов с $z \geq 2$ мы использовали формулу $P_T = 2z P_0 \sin \theta$. Очевидно, что, анализируя ниже P_T -распределения для этих фрагментов, мы в действительности будем иметь дело с угловыми распределениями; это дает возможность прямого сравнения с результатами других фотоэмульсионных экспериментов при любых P_0 . В связи с определенной неоднозначностью идентификации различных однозарядных фрагментов мы будем уделять основное внимание характеристикам более тяжелых фрагментов (преимущественно α -частиц, составляющих среди них абсолютное большинство), выделение которых, как уже отмечалось выше, выполнялось исключительно надежно.

В таблице 4 приведены средние значения $\langle P_T \rangle$ для фрагментов с разными z , на рис. 3, как пример, — P_T -распределения для релятивистских α -частиц из $^{22}\text{Ne}-E_m$ соударений.

ТАБЛИЦА 4
Средние поперечные импульсы фрагментов с разными z

z	$\langle P_T \rangle$, МэВ/с			
	$^{22}\text{Ne}-E_m$	$n_{h=0,1}$	$n_{h=2+8}$	$n_{h \geq 8}$
I	165 ± 1	156 ± 2	163 ± 2	172 ± 2
в т.ч. α_p	141 ± 1	134 ± 3	140 ± 2	147 ± 3
d	194 ± 2	185 ± 5	193 ± 5	203 ± 5
t	233 ± 5	221 ± 9	230 ± 8	243 ± 9
2	273 ± 5	217 ± 5	264 ± 6	347 ± 13
3	283 ± 13	244 ± 24	273 ± 17	322 ± 24
4	316 ± 14	281 ± 31	277 ± 17	396 ± 28
5	330 ± 13	319 ± 21	346 ± 22	313 ± 26
6	350 ± 12	297 ± 16	365 ± 18	421 ± 30
7	332 ± 11	302 ± 14	351 ± 17	347 ± 37
8	331 ± 11	313 ± 15	340 ± 18	391 ± 41
9	299 ± 14	294 ± 20	299 ± 22	321 ± 40
10	281 ± 14	258 ± 16	345 ± 31	237 ± 56

* При предположении о справедливости параболического закона /14-15/ Как хорошо известно, нормальным (гауссовым) распределениям $N(0, \sigma)$ по каждой из компонент 3-импульса фрагмента в системе покоя фрагментирующего ядра /6-8/ соответствует P_T -распределение в виде (1) (распределение Рэля). Кривая I на рис. 3 показывает это распределение с $\sigma = \sigma_{exp}$ (σ_{exp} — эмпирическое значение, равное $\sqrt{2/\pi} \langle P_T \rangle$, $\langle P_T \rangle = 273$ МэВ/с); хорошо видно, что распределе-

ние Рэля не описывает эмпирическое из-за наличия у последнего высокоимпульсного "хвоста" (большие P_T).

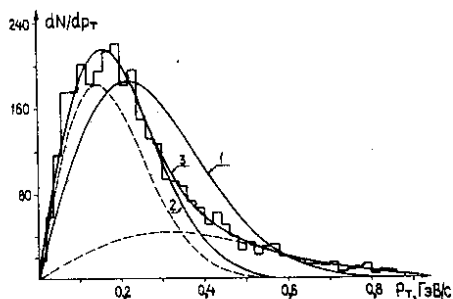


Рис. 3. Распределение по поперечным импульсам α -частиц из $^{22}\text{Ne} - E_m$ взаимодействий. Кривые — различные аппроксимации его (см. текст). Пунктир-вклады двух слагаемых (6).

Мы попытались найти разумные аппроксимации P_T -распределения α -частиц двумя следующими способами. В первом из них мы искали эту аппроксимацию опять-таки в виде единственного распределения Рэля, требуя хорошего описания эмпирического P_T -распределения лишь в области его максимума (отрезался хвост больших P_T). Физически это соответствует, например, ситуации, когда большие P_T предполагаются обусловленными механизмом многократных перерассеяний и (или) продуктами каскадного распада более тяжелых фрагментов (для α -частиц, как известно, большую роль играет распад $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$). Технически это выполняется введением в качестве дополнительного параметра граничного значения $P_T^{\text{гран}}$ и требованием хорошего описания P_T -распределения в области $P_T < P_T^{\text{гран}}$. Если единственный параметр σ распределения Рэля при этом становится постоянным, начиная с некоторого $P_T^{\text{гран}}$, при стремлении его от максимальных значений до нуля, рассматриваемая гипотеза может считаться правдоподобной.

В другом случае мы, следуя авторам работ /IО-II/, аппроксимировали P_T -распределение релятивистских α -частиц двуххалеевским распределением

$$f(P_T^2) = \alpha \exp(-P_T^2/2\sigma_1^2) + (1-\alpha) \exp(-P_T^2/2\sigma_2^2). \quad (6)$$

Физически это соответствует, например, ситуации с наличием двух независимых источников испускания α -частиц с различными температурами σ_1 и σ_2 (это и есть гипотеза, рассмотренная в /IО, II/). Технически аппроксимация (6) — стандартная, трехпараметрическая (третий параметр — доля α -частиц от основного источника с низкой температурой).

В обоих случаях мы оценивали параметры распределений (I) и (6) по методу максимального правдоподобия и далее сравнивали эмпиричес-

кое и расчетные распределения с помощью χ^2 -критерия при различных числах и величинах интервалов разбиения. Описанные наилучшие аппроксимации также показаны на рис.3 (кривые 2 и 3).

Процедура аппроксимации эмпирических P_T -распределений распределением (I) (в двух вариантах: с $\sigma = \sigma_{\text{exp}}$ и σ , оцененным из требования хорошего описания P_T -распределения при $P_T < P_T^{\text{Гран}}$) и распределением (6) была выполнена также и в различных подансамблях ^{22}Ne -ядерных соударений. Во всех случаях распределение (I) с $\sigma = \sigma_{\text{exp}}$ не описывало опытных данных; результаты других аппроксимаций сведены нами в таблицу 5.

ТАБЛИЦА 5
 Параметры аппроксимаций P_T -распределения α - частиц одним и двумя распределениями Гаусса

Ан-самбль	Число событий	Число частиц	1 распределение Гаусса			2 распределения Гаусса			
			$\langle P_T \rangle$ МэВ/с	$1-\alpha$ %	$\langle \chi^2 \rangle$	$\langle P_T \rangle_1$ МэВ/с	$\langle P_T \rangle_2$ МэВ/с	$1-\alpha$ %	$\langle \chi^2 \rangle$
$^{22}\text{Ne-Em}$	4070	3357	197 ± 2	16 ± 1	1,1	181 ± 1	387 ± 11	35 ± 1	1,0
$n_h = 0,1$	938	954	176 ± 4	11 ± 2	0,7	159 ± 6	351 ± 19	29 ± 4	0,7
$n_h = 2-8$	1593	1494	198 ± 5	16 ± 2	1,3	178 ± 8	361 ± 16	39 ± 5	1,3
$n_h > 8$	1539	909	224 ± 12	21 ± 3	0,9	219 ± 9	482 ± 14	31 ± 2	0,9
$Q = 2-4$	781	470	242 ± 12	20 ± 3	0,7	205 ± 21	408 ± 33	52 ± 11	0,6
$Q = 5,6$	614	744	226 ± 6	12 ± 2	0,9	203 ± 11	429 ± 40	32 ± 7	0,7
$Q = 7,8$	887	1050	203 ± 6	16 ± 2	1,0	184 ± 3	377 ± 12	39 ± 2	0,9
$Q = 9-10$	1235	1093	175 ± 4	10 ± 1	0,9	163 ± 6	356 ± 21	24 ± 4	1,0
$Z^{\text{max}} = 2$	1242	2330	198 ± 5	21 ± 2	1,3	183 ± 3	391 ± 14	41 ± 2	1,2
$Z^{\text{max}} = 3-5$	567	484	202 ± 7	12 ± 2	0,9	184 ± 12	386 ± 35	30 ± 7	0,8
$Z^{\text{max}} \geq 6$	1338	543	177 ± 5	5 ± 1	0,9	169 ± 5	312 ± 37	18 ± 3	1,1

В этой таблице выписаны, в частности, значения $\langle P_T \rangle = \sqrt{\pi/2} \sigma$ параметров распределений Гаусса, доли $(1-\alpha)$ α - частиц, испущенных побочным высокотемпературным источником, и средние значения величины $\chi^2/\text{степень свободы}$. Как видно из приведенных в таблице значений $\langle \chi^2 \rangle$, оба способа аппроксимации P_T -распределения, учитывающие наличие высокоимпульсного "хвоста", хорошо описывают опытные данные во всех случаях. При этом для первого из них значение $P_T^{\text{Гран}}$ всюду составляло величину $\sim 0,4$ ГэВ/с, а для получения хороших χ^2 при аппроксимации данных формулой (6) приходилось исключать экстремально большие P_T ($P_T > 1-1,5$ ГэВ/с, составляющие $< 1\%$ всех случаев).

Подчеркнем, что значения параметров распределений, приведенных в

табл. 4,5, относятся к лабораторной системе. Наличие поперечного движения фрагментирующего ядра искажает P_T -распределения фрагментов /5,12,13/. При этом значения $\langle P_T \rangle$ или σ в системе покоя фрагментирующего остаточного ядра оказываются заметно меньше соответствующих в лабораторной системе, однако форма распределения частиц, испущенных движущимся источником, остается приблизительно постоянной /10/. Вопросы о поперечном движении и угловом моменте фрагментирующей системы для фрагментации ядра ^{22}Ne будут рассмотрены нами в отдельном сообщении.

Прежде чем формулировать выводы, следующие из данных табл.4,5 и распределений типа представленного на рис.3, рассмотрим вопрос о корректности разбиения ансамбля релятивистских α -частиц (и фрагментов с другими z) на два подансамбля с различными P_T (два источника). Покажем (впервые), что такое разбиение не только корректно, но (что существенно сильнее) необходимо.

Если все α -частицы образуются из единого источника, их поперечные импульсы должны быть коррелированы в поперечной плоскости индивидуального акта соударения. Этого требует прежде всего закон сохранения энергии-импульса. Эти корреляции тем сильнее, чем меньше полное число продуктов фрагментации и чем больше P_T одного из них.

На рис. 4 показана зависимость коэффициента асимметрии

$$A_{ij} = (N_{\epsilon_{ij} < \pi/2} - N_{\epsilon_{ij} > \pi/2}) / N_{0 \leq \epsilon_{ij} \leq \pi} \quad (7)$$

инклюзивного распределения по парному азимутальному углу

$$\epsilon_{ij} = \arccos(\vec{P}_{Ti} \vec{P}_{Tj} / P_{Ti} P_{Tj}) \quad (8)$$

между векторами i -й и j -й вторичной частицы из одного акта фрагментации ^{22}Ne от величины $P_T^{\text{гран}}$, отделяющей α -частицы с большими P_T (группа j , $P_{T;\alpha} > P_T^{\text{гран}}$) от остальных фрагментов с $z \geq 2$ (группа i). Если все α -частицы непосредственно испущены одним источником, зависимость $A_{ij}(P_T^{\text{гран}})$ должна быть такой, какой ей предписывает быть закон сохранения импульса при распаде остаточного ядра неона-22; если же α -частицы с большими P_T образуются каким-либо иным способом (второй источник перерассеяния, каскадный распад и т.д.) частицы i и j должны быть независимыми и $A_{ij} = 0$.

Кривая на рис.4 - результат выполненного нами расчета зависимости $A_{ij}(P_T^{\text{гран}})$ в модели статистического распада движущегося фрагментирующего остаточного ядра неона-22. Описание модели будет дано в другом сообщении; здесь отметим, что в ней точно воспроизводилось эмпирическое распределение по множественности всех типов фрагментов, а ее параметры выбирались из требования наилучшего описания

экспериментальных данных по P_T -распределениям и внутрigrупповым корреляциям. Как видно из рис. 4, экспериментальные значения A_{ij} решительно противоречат гипотезе о едином источнике испускания релятивистских α -частиц; начиная с $P_T \geq 0,4$ ГэВ/с α -частицы становятся некоррелированными с другими фрагментами с $Z \geq 2$, что бесспорно доказывает иную их природу. Отметим также, что этот вывод практически не зависит от параметров использованной модели.

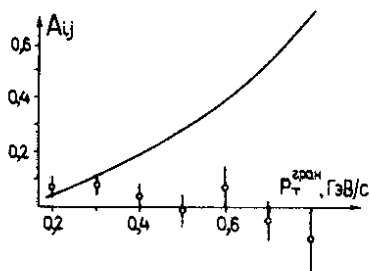


Рис. 4. Зависимость A_{ij} от $P_T^{\text{гран}}$ на опыте (точки) и в модели (см. текст) — кривая.

Вернемся к прямому рассмотрению экспериментальных данных по P_T -распределениям. Основные заключения, вытекающие из их анализа, состоят в следующем.

1. Полные распределения поперечных импульсов продуктов фрагментации ядра неона-22 не описываются распределением (I), вытекающим, например, из статистической теории фрагментации ядер Фейсбаха-Хуанга-Гольдхабер^{/14,15/}. Это имеет место не только для α -частиц (см. рис. 5, на котором для примера показаны интегральные распределения $W(P_T^2)$ для фрагментов с $Z=3,4$ и $Z=5,6$ в сравнении с таковыми для α -частиц; распределение (I) в масштабе рис. 5 — прямая линия), хотя роль нестатистического хвоста больших P_T для фрагментов с $Z > 2$ меньше.

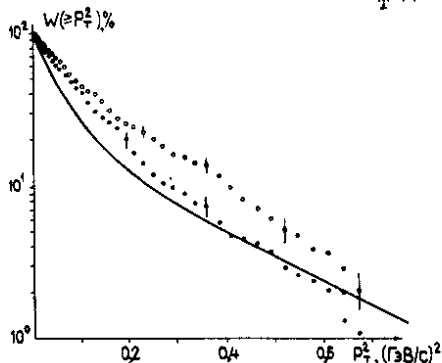


Рис. 5. Интегральные зависимости $W(P_T^2)$ от P_T^2 для α -частиц (кривая) и фрагментов с $Z=3,4$ (темные кружки) и $5,6$ (светлые кружки) из ^{22}Ne -ядерных соударений.

Отметим, что большие P_T были подавлены в классических 0^0 -экспериментах в Беркли /6-8/, в которых была сформулирована адекватность статистической теории фрагментации экспериментальным данным при фрагментации легких ядер.

2. Поперечные импульсы фрагментов и соответствующие им температуры σ возрастают (практически при любых Z , табл. 4) с увеличением массового числа ядра-мишени A_T . При этом возрастает также и нестатистический вклад в P_T -распределение частиц с большими попереч-

ными импульсами (табл.5). При аппроксимации P_T -распределения d -частиц двухрелеевой формой (6) возрастают с ростом A_T обе температуры σ_1 и σ_2 .

3. Поперечные импульсы легких фрагментов и температуры возрастают также (рис.6) с уменьшением Q - суммарного заряда спектаторных фрагментов, характеристики среднего прицельного параметра соударения (малые Q - центральные соударения). Они возрастают также с уменьшением z^{max} фрагмента, т.е. с увеличением степени дезинтеграции фрагментирующего ядра (табл.5). Для фрагментов с $z \geq 4$ зависимости $\langle P_T \rangle$ от Q в пределах ошибок эксперимента не существует.

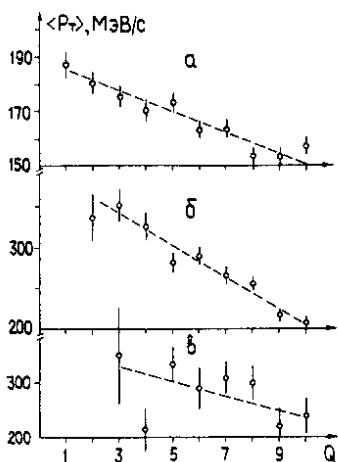


Рис. 6. Зависимость $\langle P_T(Q) \rangle$ для фрагментов с $z = 1$ (а), 2 (б) и 3 (в).

4. Средние поперечные импульсы фрагментов и дисперсии P_T -распределений (или температуры σ) зависят, наконец, от z (таблица 4). Они максимальны при средних (близких к $z_{nc}/2$) значениях заряда фрагментов, что соответствует параболическому закону /6-8,14,15/. Количественно, однако, степень соответствия зависимости $\langle P_T(z) \rangle$ этому закону будет рассматриваться нами в другой работе вследствие сильного искажения $\langle P_T \rangle$ (при этом разного для различных z) поперечным движением фрагментирующего ядра.

Очевидно, что для корректного анализа роли различных физических механизмов образования частиц с большими (не укладывающимися в рамки статистической теории фрагментации) поперечными импульсами необходимы количественные расчеты в различных моделях фрагментации. Однако уже на основе приведенных выше данных можно сделать вполне определенные качественные заключения.

Во-первых, перечисленные результаты в совокупности означают, что ядро-мишень отнюдь не является простым свидетелем фрагментации возбужденного остаточного ядра-снаряда вывода, вытекающего из ряда простых и распространенных моделей ядро-ядерного взаимодействия.

Во-вторых, наличие нестатистических эффектов в подгруппе соударений с $n_n = 0, 1$, соответствующей в основном событиям фрагментации ядра на свободных и квазисвободных нуклонах-мишенях, не позволяет, по нашему мнению, постулировать какой-либо единственный механизм, от-

ответственный за формирование частиц с большим P_T , такой, например, как многократное рассеяние или рождение двух (или более) центров (файерболов?) их образования. В этих событиях представляется наиболее уместной гипотеза об образовании промежуточных короткоживущих осколков фрагментирующего ядра. С другой стороны, явная A_T -зависимость (возрастание) доли легких фрагментов с большим P_T несомненно указывает на необходимость рассмотрения и механизмов типа многократного рассеяния. Здесь несомненно лишь то, что для решения этих вопросов необходимы дальнейшие усилия как экспериментальные, так и теоретические.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Перечислим в заключение основные результаты экспериментального исследования фрагментации релятивистских ядер неона-22, испытавших неупругое взаимодействие с ядром-мишенью.

1. Относительные выходы различных фрагментов зависят не только от степени возбуждения и массы остаточного ядра, но и от массы ядра-партнера (нарушение принципа факторизации сечений), и от структуры (в частности, отношения Z/A) фрагментирующего ядра.

2. Распределения поперечных импульсов фрагментов в лабораторной системе не согласуются с вытекающими из статистической теории фрагментации вследствие наличия нестатистического избытка фрагментов (особенно легких) с большим P_T .

3. Показано, что α -частицы с большими P_T не коррелированы с основной массой фрагментов с малыми P_T и таким образом за их формирование ответственны дополнительные (не учитываемые в моделях с единым их источником) динамические механизмы.

4. P_T -распределения фрагментов и их характеристики зависят от массового числа ядра-мишени, прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия (или массы остаточного фрагментирующего ядра) и от степени его дезинтеграции. Температуры P_T -спектров и доля нестатистического избытка α -частиц с большими P_T возрастают с увеличением A_T , уменьшением прицельного параметра и ростом степени дезинтеграции фрагментирующего ядра.

5. При игнорировании α -частиц с большим P_T распределения их поперечных импульсов во всех случаях хорошо аппроксимируются как единственным распределением Рэля (область пика), так и двумя распределениями Рэля (вплоть до $P_T = 1 - 1,5$ ГэВ/с). Характеристики единственного распределения Рэля в первом случае и первого из двух распределений во втором значительно отличаются от таковых для полного эмпирического P_T -распределения. Это справедливо даже для событий фрагментации на свободных и квазисвободных нуклонах-мишенях.

6. Совокупность данных по фрагментации свидетельствует о том, что ядро-партнер не является простым свидетелем процесса; данные не согласуются с простым геометрическим представлением о нуклонах-участниках и зрителях.

Авторы рады выразить в заключение глубокую признательность техническому персоналу лабораторий сотрудничества за помощь в проведении эксперимента и сотрудникам ЛВЭ ОИЯИ, его обеспечившим.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вокалова А. и др. Кр.сообщ. ОИЯИ, № 12-85, Дубна, 1985, стр.15.
2. Андреева Н.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с.184, *Z.Phys.*, 1985, A321, p.249.
3. Адамович М.И. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1387.
4. Е.С.Басова и др. ЯФ, 1981, 34, с.1524.
5. Р.А.Бондаренко и др. ЯФ, 1983, 38, с.1483.
6. Н.Н.Некман *et al.* *Science*, 1971, 174, p.1130.
7. D.E.Greiner *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 35, p.152.
8. P.J.Lindstrom *et al.* *LBL-report*, LBL-3650, 1975.
9. Андреева Н.П. и др. Сообщ.ОИЯИ, PI-85-692, Дубна, 1985.
10. K.Bhalla *et al.* (Jajpur-Jammy-Lund collaboration). *Nucl.Phys.*, 1981, A367, p.446.
11. M.M.Aggarwal *et al.* *Phys.Rev.*, 1983, C27, p.640.
12. Л.Е.Бенгус и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, с.353.
13. G.M.Chernov *et al.* *Nucl.Phys.*, 1984, A412, p.534.
14. H.Feshbach, K.Huang. *Phys.Lett.*, 1973, B47, p.300.
15. A.S.Goldhaber. *Phys. Lett*, 1974, B53, p.306.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1986 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

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

Андреева Н.П. и др.

P1-86-828

Фрагментация релятивистских ядер неона-22
на ядрах фотоэмульсии

Представлены множественности, распределения по поперечным импульсам и параметры этих распределений для фрагментов ядра-снаряда при неупругих взаимодействиях ядер неона-22 при импульсе 4,1 ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии. Показано нарушение принципа факторизации для сечений фрагментации. Наблюден выход легких фрагментов с большими поперечными импульсами, исследована его зависимость от различных характеристик взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.Н.Барабаш

Andreeva N.P. et al.

P1-86-828

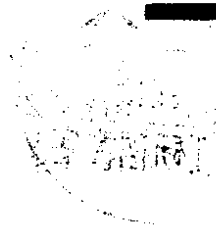
Fragmentation of Neon-22 Relativistic Nuclei on
Photoemulsion Nuclei

Multiplicities, distributions of transverse momenta and their parameters for inelastic interactions of neon-22 nuclei with emulsion nuclei at 4.1 GeV/c are presented. The violation of the factorization principle for fragmentation cross sections is shown. The yield of light fragments with large transverse momenta is observed in these interactions. The dependence of this yield on different interaction characteristics has been investigated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

18 коп.



Редактор Т.Я.Жабицкая.

Макет Р.Д.Фоминой.

Подписано в печать 14.01.87.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,19.

Тираж 630. Заказ 38611.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.