

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

127

P1-87-872

В.В. Авдейчиков\*, А.И. Богданов\*, В.А. Будилов,  
Е.А. Ганза\*, Н.Л. Горшкова, К.Г. Денисенко\*,  
Н.К. Жидков, О.В. Ложкин\*, Ю.А. Мурин\*, В.А. Никитин,  
П.В. Номоконов, В.С. Оплавин\*, М. Трайкова

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
МЕХАНИЗМА ОБРАЗОВАНИЯ ФРАГМЕНТОВ  
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ МАССЫ  
В РЕЛЯТИВИСТСКИХ  $p+Au$ - И  ${}^4\text{He}+Au$ -  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

\* Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Ленинград

Механизм образования в ядерных реакциях фрагментов промежуточных масс (ФПМ) ( $A = 6 \div 50$ ) и связываемые с ним проблемы распада высоковозбужденной ядерной системы вызывают в последнее время пристальный интерес (см., напр., <sup>/1-9/</sup>). Имеется ряд обзоров <sup>/10,11/</sup>, дающих представление об экспериментальных данных и теоретических подходах для их интерпретации.

Изучение ядерных систем с высокой энергией возбуждения стало возможным благодаря появлению пучков релятивистских ионов. Возник вопрос о предельной энергии возбуждения и предельной температуре ядерной системы <sup>/12/</sup>. Для описания ядерных реакций с распадом высоковозбужденных ядерных систем был создан ряд моделей, одни из которых основаны на модификации традиционных подходов <sup>/13/</sup> (испарение из ядерной системы при очень высокой температуре и энергии возбуждения), в других рассматриваются принципиально новые механизмы, такие, как фазовый переход газ — жидкость <sup>/3,17,18/</sup>, процесс мультифрагментации <sup>/9/</sup>, распад ядерной решетки <sup>/14/</sup>.

Экспериментальные исследования <sup>/15/</sup> указывают на то, что значительная доля выхода ФПМ обусловлена процессами типа двухтельного распада. Попытка описать такой распад при высоких энергиях возбуждения как процесс асимметричного деления была сделана в <sup>/16/</sup>. Применимость модели деления при больших температурах ядерной системы может подвергаться сомнению, однако ясно, что при поиске новых явлений и нетрадиционных механизмов необходимо выделить вклад в сечения образования ФПМ от распада систем, достигших термодинамического равновесия.

Авторы некоторых работ <sup>/3,17/</sup> придерживаются того мнения, что образование ФПМ происходит из высоковозбужденного вещества ядра-остатка, в котором осуществляется фазовый переход газ — жидкость. Фрагменты испускаются, когда образовавшаяся в результате первичного нагрева и сжатия ядерная система, расширяясь, оказывается вблизи своей критической точки. Критическая точка на фазовой диаграмме плотность — температура характеризуется флуктуациями плотности, охватывающими весь объем системы. Согласно модели <sup>/18/</sup>, должна наблюдаться степенная зависимость сечения образования фрагментов от их массы  $A_f$  или заряда  $Z_f$ :

$$\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}, \quad (1)$$

где показатель лежит в пределах  $2 \div 3$ . Появление у функции  $\tau(E_{inc})$  минимального значения, где  $E_{inc}$  — энергия налетающих частиц, может свидетельствовать о достижении условий фазового перехода <sup>/17/</sup>.

Наличие минимума  $\tau$  как функции энергии возбуждения не противоречит также предсказаниям статистической модели мультифрагментации<sup>/9/</sup>. Кроме того, минимум в зависимости  $\tau$  от перколяционного параметра  $\lambda$  предсказывается в модели ядерной решетки<sup>/14/</sup>. В этой модели ядерная реакция рассматривается как происходящий с вероятностью  $\lambda$  процесс разрыва связей между нуклонами, занимающими узлы решетки. Как следует из<sup>/19/</sup>, значение  $\lambda$  может быть связано с энергией возбуждения.

К настоящему времени не получено убедительных указаний на наличие или отсутствие критических явлений, так как ни в одном эксперименте не прослежена систематически зависимость от энергии пучка. В работе<sup>/17/</sup> выполнен анализ зарядовых зависимостей  $\sigma(Z_f)$ , для чего объединены результаты различных исследований. По мнению авторов, совокупность имеющихся данных указывает на возможность проявления фазового перехода. Однако ясно, что данные, полученные в различных экспериментах, содержат систематические ошибки и не могут служить убедительным подтверждением выдвинутой гипотезы.

Ниже описан эксперимент и представлен анализ полученных нами дифференциальных сечений для реакций  $p + Au \rightarrow Z_f + X$  и  ${}^4\text{He} + Au \rightarrow Z_f + X$  ( $Z_f = 5 \div 12$ ) (в дальнейшем называемые P1 и P2) в интервале энергий падающего пучка протонов  $2,6 \div 7,5$  ГэВ и  ${}^4\text{He}$   $1,3 \div 13,5$  ГэВ. Используя измеренные дифференциальные сечения под различными углами наблюдения ( $\theta_f = 35 \div 135^\circ$ ), мы получили полные сечения, и впервые в одном эксперименте — зависимости типа (1) для изучаемых реакций.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения выполнены на внутреннем пучке синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ при шести энергиях пучка протонов:  $E_p = 2,5; 3,4; 4,2; 5,0; 5,9$  и  $7,5$  ГэВ и альфа-частиц  $E_{\alpha} = 1,3; 4,0; 6,2; 8,6; 10,2$  и  $13,4$  ГэВ.

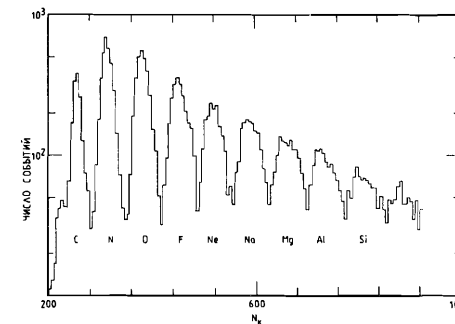
Использовались мишени из золота толщиной  $0,3 \pm 1$  мкм. Ядра-фрагменты, образующиеся при взаимодействии пучка налетающих частиц с тонкой внутренней мишенью, регистрируются телескопами  $\Delta E - E$ , составленными из трех полупроводниковых детекторов. Экспериментальная установка<sup>/20/</sup> содержит четыре полупроводниковых телескопа. Телескопы детекторов расположены в камере ускорителя и могут перемещаться по углу. Характерная толщина первого детектора составляла  $6 \div 10$  мкм. Установка позволяет регистрировать фрагменты, начиная с энергии около 1 МэВ/нуклон в диапазоне углов  $\theta_f = 35 \div 135^\circ$ .

Общая схема отбора и записи информации описана в<sup>/20/</sup>. Абсолютное мониторирование числа первичных частиц, прошедших через мишень, осуществляется путем использования двухслойной мишени, состоящей из Au и дейтерированного полиэтилена  $(\text{CD}_2)_n$ , и регистрации ядер дейтерия от упругого  $p-d$  и  ${}^4\text{He}-d$  рассеяния<sup>/21/</sup>, сече-

ния которых известны. Систематическая ошибка этого метода мониторирования оценивается в 20%.

Методика обработки экспериментальных данных подробно описана в<sup>/22/</sup>. Особое внимание уделено анализу поправок на ионизационные потери энергии фрагментов в мишени, вычислению которых посвящена работа<sup>/23/</sup>. Расчеты и эксперимент показывают необходимость использования мишеней толщиной менее 1 мкм. В этом случае можно пренебречь поправками даже в низкоэнергетической части спектра магния, где они составляют не более 5% для энергий  $1 \div 2$  МэВ/нуклон. Идентификация фрагментов производится в диапазоне их кинетической энергии  $E_f = 1,1 \div 10$  МэВ/нуклон с точностью  $2 \div 3\%$ . На рис. 1 показан характерный зарядовый спектр фрагментов, полученный с помощью телескопа с детекторами толщиной 6 и 45 мкм. Из масштабных соотношений приведены спектры фрагментов начиная с  $Z = 6$ .

Рис. 1. Спектр ядер-фрагментов с  $Z = 6 \div 14$  для реакции  $p + Au$  для  $\theta_f = 90^\circ$  при энергии протонов 4,2 ГэВ.  $N_k$  — номер канала АЦП  $\Delta E$  детектора.



Вклад в измеряемые спектры ядер В и С, образующихся из мониторирующей пленки  $(\text{CD}_2)_n$ , оценивается в отдельном эксперименте и составляет в сумме около 5%. Этот вклад не вычитается из спектров, т.к. он существенно меньше систематической ошибки измерений.

## КАЧЕСТВЕННЫЕ ЧЕРТЫ ИЗМЕРЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ

### 1. $p + Au \rightarrow Z_f + X$

Основные закономерности поведения дифференциальных сечений в зависимости от энергии фрагмента  $E_f$  видны на примере рис. 2 и 3. Все спектры имеют максимум, положение которого слабо зависит от заряда фрагмента, энергии пучка и угла наблюдения. Энергия фрагмента, соответствующая максимуму сечения, равна примерно 0,35 от величины номинального кулоновского барьера  $V_c$

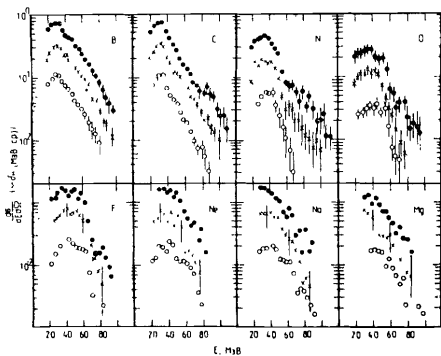
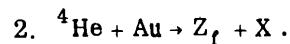


Рис. 3. Дифференциальные сечения образования фрагментов В и F под различными углами в лаб. системе в реакции  $p + Au$  при энергии протонов 2,5 ГэВ. Начиная со спектра С, все сечения разделены на  $5^p$ , где  $p = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$  для фрагментов С, N, O, F, Ne, Na, Mg соответственно.

$$V_c = \frac{e^2 Z_f (Z_t - Z_f)}{r_0 (A_f^{1/3} + (A_t - A_f)^{1/3})} \quad (2)$$

где  $Z_{t(f)}$ ,  $A_{t(f)}$  — зарядовое и массовое числа ядра-мишени и фрагмента,  $r_0 = 1,44$  фм.

Вдали от кулоновского барьера спектры имеют экспоненциальную форму  $\sim \exp(-E_f/T)$  с параметром наклона  $T$ , слабо меняющимся от энергии ( $T = 12$  МэВ при  $E = 2,5$  ГэВ,  $T = 14$  МэВ при  $E = 7,5$  ГэВ). Наклон спектра не зависит от заряда испущенного фрагмента.



Примеры спектров показаны на рис. 4 и 5. Их основные закономерности те же, что и для первой реакции. Однако здесь спектры имеют больший наклон в квазиэкспоненциальной области ( $T \sim 19$  МэВ) и они шире в области максимума сечения. Положения же максимумов одинаковы для обеих реакций.

Рис. 2. Дифференциальные сечения образования фрагментов от В до Mg под углом  $90^\circ$  в лаб. системе в реакции  $p + Au$  при трех энергиях протонов как функция кинетической энергии фрагментов: (o) 2,5 ГэВ, сечения разделены на 2; (x) 4,2 ГэВ; (●) 7,5 ГэВ, сечения умножены на 2.

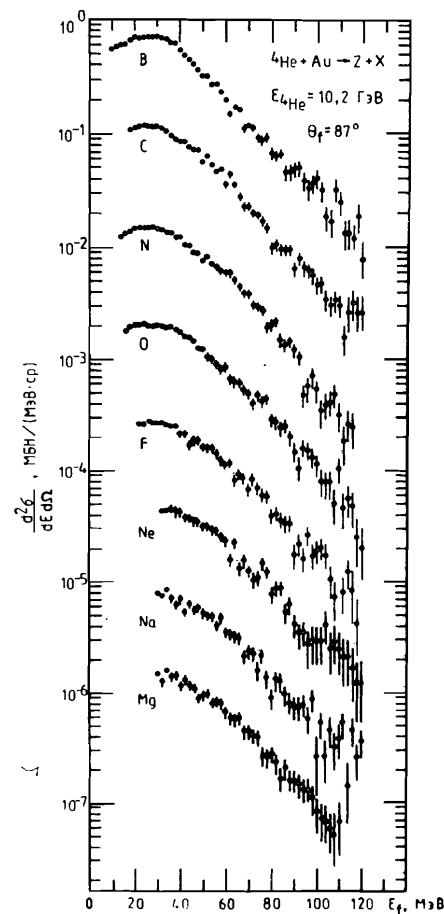
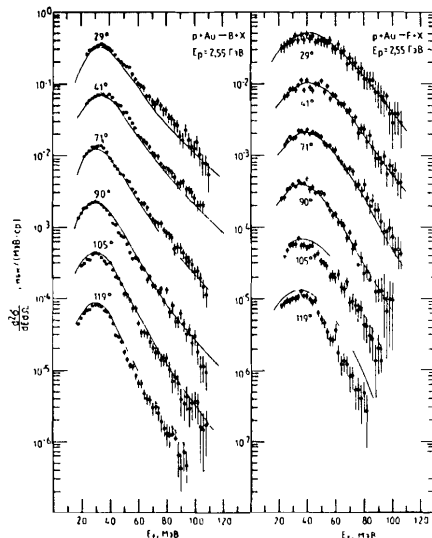


Рис. 4. Дифференциальные сечения образования фрагментов от В до Mg под углом  $90^\circ$  в лаб. системе в реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  при энергии 10,2 ГэВ. Начиная со спектра С, все сечения разделены на  $5^p$ .

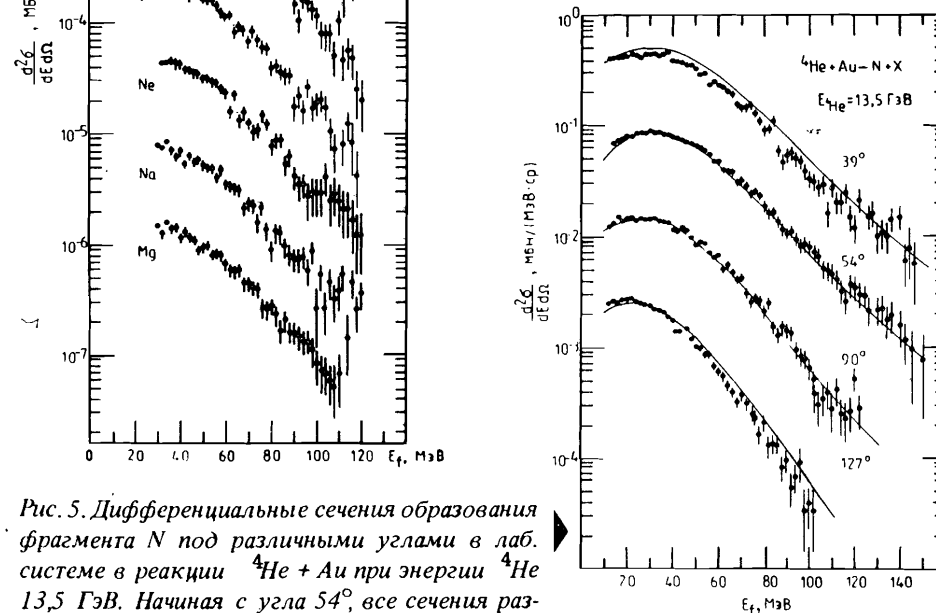


Рис. 5. Дифференциальные сечения образования фрагмента N под различными углами в лаб. системе в реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  при энергии  ${}^4\text{He}$  13,5 ГэВ. Начиная с угла  $54^\circ$ , все сечения разделены на  $5^p$ .

### ОПИСАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Для того, чтобы произвести количественный анализ и сравнение спектров в  $p + Au$  - и  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  -реакциях, необходимо выбрать параметризацию дифференциальных сечений образования фрагментов, которая позволила бы количественно описать спектры под различными углами наблюдения.

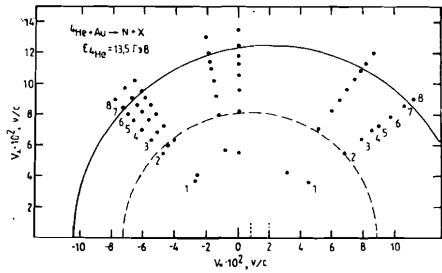


Рис. 6. Диаграмма инвариантных сечений в координатах  $v_{||} - v_{\perp}$  для реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au} \rightarrow \text{N} + \text{X}$  при энергии  ${}^4\text{He}$  13,5 ГэВ.

Для обоснования этого выбора проведен анализ спектров фрагментов с помощью диаграмм  $\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega} = f(v_{||}, v_{\perp})$ ;  $v_{||}$  и  $v_{\perp}$  — продольная и поперечная составляющие скорости данного фрагмента в лабораторной системе. На рис. 6 представлен пример такой диаграммы для фрагмента N. Цифрами от 1 до 8 отмечены точки, соответствующие уменьшению инвариантного сечения в два раза по сравнению с предыдущей точкой. Первой точке соответствует инвариантное сечение образования  $N = 1,3 \cdot 10^{-4}$  мб/(МэВ<sup>2</sup> · с<sup>-3</sup>). Каждый набор точек соответствует определенному углу измерений. Если предположить, что фрагменты испускаются изотропно в системе покоя некоторого источника, а сам источник движется со скоростью  $\beta$  в лабораторной системе, то кривая, соединяющая точки с одним номером, должна быть частью окружности. Две такие окружности, соответствующие источникам со скоростями  $\beta_1 = 0,008 \cdot c$  (пунктирная линия) и  $\beta_2 = 0,02 \cdot c$  (сплошная линия), где  $c$  — скорость света, показаны на диаграмме. Из диаграммы видно, что дифференциальное сечение образования фрагмента N в области максимума сечения до  $E_f \leq 50$  МэВ может быть связано с механизмом его испускания из источника с малой скоростью  $\beta_1$ , а в области энергии фрагмента более 90 МэВ — из источника со скоростью  $\beta_2$ . Указанные значения скоростей характерны для всех Z фрагментов и энергий пучка. Естественно предположить, что медленным источником является возбужденное ядро. Можно попытаться выделить вклад в сечение, связанный с распадом возбужденного ядра, сделав определенные модельные допущения. Мы использовали модель асимметричного деления при высоких энергиях возбуждения, предложенную Моретто<sup>/16/</sup>. Модель описывает двухтельный распад остаточного ядра. Другая часть сечения может быть связана с источником с большей скоростью, который дает доминирующий вклад в области высоких энергий фрагментов. Для описания этой части сечения мы используем модифицированное максвелл-больцмановское распределение<sup>/24/</sup>. Такое описание стало традиционным для процессов эмиссии фрагментов из быстрых горячих источников<sup>/25/</sup>. Модели холодной фрагментации<sup>/32/</sup> также предсказывают аналогичную форму спектров.

Для реакции  $p + \text{Au}$  из рассмотрения аналогичных рис. 6 диаграмм для всех изучаемых фрагментов и энергий протонов получена скорость медленного источника  $\beta_1 = (0,004 \pm 0,001) \cdot c$ , а для быстрого источника —  $\beta_2 = (0,02 \pm 0,003) \cdot c$ ; для реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  —  $\beta_1 = (0,008 \pm 0,002) \cdot c$ ,  $\beta_2 = (0,02 \pm 0,003) \cdot c$ .

Таким образом, принимается следующая параметризация дифференциальных сечений:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega}(Z_f, E_f) = \sigma_1(Z_f) \cdot f_1(\beta_1, T_1, k_1, p_Z) +$$

$$+ \sigma_2(Z_f) \cdot f_2(\beta_2, T_2, k_2, \Delta).$$

Здесь  $\sigma_1(Z_f)$  — полное сечение выхода фрагмента с зарядом  $Z_f$ , соответствующее сечению асимметричного деления возбужденного ядра<sup>/16/</sup>,  $\sigma_2(Z_f)$  — полное сечение выхода фрагмента с зарядом  $Z_f$ , параметризованное распределением типа максвелл-больцмановского распределения<sup>/24/</sup>. Функция  $f_1$  определяется следующим образом:

$$f_1 = \sqrt{\frac{E_f}{E'_1}} \cdot f'_1,$$

$$f'_1 = (2x - p_Z) \left( \exp\left(-\frac{x}{T_1}\right) \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{2k_1 v_c + p_Z}{2\sqrt{p_Z T_1}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{p_Z - 2x}{2\sqrt{p_Z T_1}}\right) \right\} + \right.$$

$$\left. + \frac{2\sqrt{p_Z T_1}}{\sqrt{\pi}} \left[ \exp\left(-\frac{p_Z^2 + 4x^2}{4p_Z T_1}\right) - \exp\left(-\frac{(2k_1 v_c + p_Z)^2 + 4p_Z x}{4p_Z T_1}\right) \right] \right),$$

где  $x = \nu E'_1 - k_1 v_c$ ,  $E'_1$  — кинетическая энергия фрагмента в системе покоя первого источника,  $T_1$  — температура источника,  $k_1$  — параметр, определяющий эффективный кулоновский барьер,  $p_Z$  — параметр усиления, связанный с деформацией распадающейся системы, функция  $f_2$  определяется как:

$$f_2 = \sqrt{\frac{E_f}{E'_2}} f'_2,$$

$$f'_2 = \frac{1}{2\Delta} \int_{k_2 - \Delta}^{k_2 + \Delta} \frac{\nu(\nu E'_2 - k v_c)}{2(\pi T_2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\nu E'_2 - k v_c}{T_2}\right) dk,$$

где  $\nu = \frac{A_t}{A_t - A_f}$ ,  $E'_2$  — энергия фрагмента в системе покоя второго

источника,  $T_2$  — температура второго источника,  $k_2 v_c$  — эффективный кулоновский барьер,  $\Delta$  определяет размытие кулоновского барьера. Описание данных выполнено с помощью программы MINUIT. Варьируемые параметры и их оптимальные значения приведены в табл.1 и 2. Для  $f_2$  в таблицах приводятся только значения  $T_2$ , т.к.  $k_2$  и  $\Delta$  оказываются в пределах ошибок равными нулю. Примеры описания сечений по формуле (3) показаны на рис. 3, 5. Для реакции  $p + Au$  расчетные кривые отнормированы при  $\theta_r = 90^\circ$ , а для реакции  ${}^4\text{He} + Au$  — при  $\theta_r = 54^\circ$ . Видно, что формула (3) хорошо описывает сечения для всех рассматриваемых фрагментов и углов.

Таблица 1

Параметры аппроксимации (3) для реакции  $p + Au$  при  $E_p = 2,5$  ГэВ

Заряд фрагмента	5	6	7	8	9
$k_1$	0,41	0,38	0,36	0,36	0,37
$p_Z$	13,2	30,4	48,9	75,2	78,5
$T_1$	8,1	7,0	7,7	7,3	7,3
$T_2$	21,0	17,8	18,4	17,8	21,3

Таблица 2

Параметры аппроксимации (3) для реакции  ${}^4\text{He} + Au$   
 $E_{{}^4\text{He}} = 4,0$  ГэВ

Заряд фрагмента	5	6	7	8	9
$k_1$	0,26	0,26	0,26	0,21	0,21
$p_Z$	46,7	66,2	84,2	95,7	123,1
$T_1$	9,6	9,6	9,6	9,6	9,6
$T_2$	21,1	17,7	18,2	17,0	22,3

$E_{{}^4\text{He}} = 6,2$  ГэВ

Заряд фрагмента	5	6	7	8	9
$k_1$	0,26	0,26	0,26	0,21	0,21
$p_Z$	47,9	66,2	83,8	92,0	123,3
$T_1$	9,6	9,6	9,6	9,6	9,6
$T_2$	23,0	19,5	22,5	20,1	21,8

Таблица 2 (продолжение)  
 $E_{{}^4\text{He}} = 13,5$  ГэВ

Заряд фрагмента	5	6	7	8	9
$k_1$	0,26	0,26	0,26	0,22	0,21
$p_Z$	45,6	66,2	89,4	94,2	123,8
$T_1$	9,6	9,6	9,6	9,6	9,6
$T_2$	21,8	23,3	23,2	23,8	24,1

Наряду с рассмотрением описания полного сечения по формуле (3) целесообразно рассмотреть поведение его отдельных компонент, соответствующих функциям (4) и (5). Из рис. 7, например, видно, что вклад равновесного двухтельного распада (4) растет с ростом заряда фрагмента. При этом он дает больший абсолютный вклад в сечения рождения ФПМ в реакциях, вызванных протонами, чем в реакциях, вызванных гелием.

Кроме описания данных зависимостью (3) мы выполнили также расчет сечений в модели последовательного каскадного испарения из возбужденных ядер по модифицированному варианту программы ALICE <sup>28/</sup> (см. рис. 8). Распределения остаточных возбужденных ядер по числу нуклонов и энергии возбуждения рассчитаны в рамках двухстадийной модели файр-стрик <sup>27/</sup>. Как видно из рисунка, модель каскадного испарения не в состоянии описать эти экспериментальные данные. Несоответствие экспериментальных данных расчетам в рамках каскадно-испарительной модели отмечалось в работе <sup>28/</sup> для случая образования

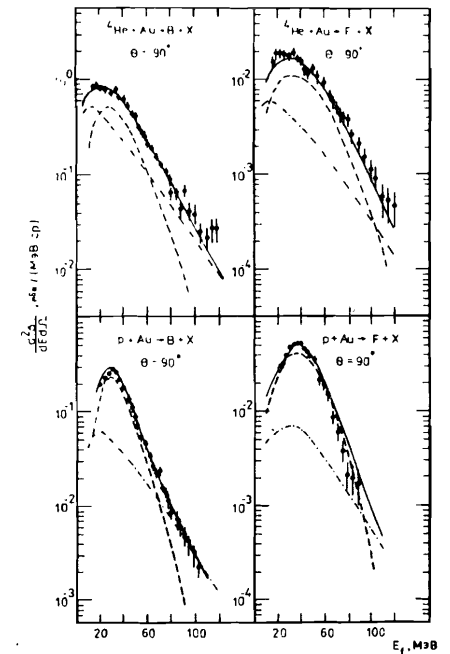


Рис. 7. Дифференциальные сечения образования фрагментов B и F, под углом  $90^\circ$ , в л.б. системе в реакции  $p + Au$  при энергии протонов 2,5 ГэВ, и для реакции  ${}^4\text{He} + Au$  при энергии 13,5 ГэВ. Сплошными линиями представлено описание формулой (3). Пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны составляющие (4) и (5) соответственно.

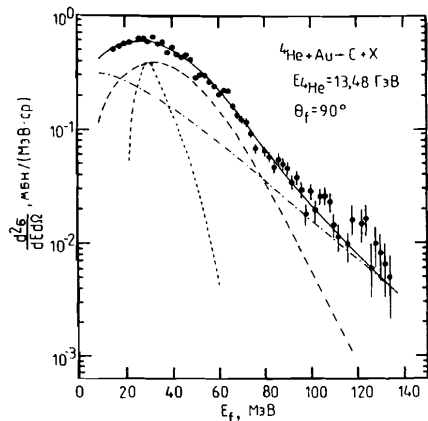


Рис. 8. Дифференциальное сечение образования фрагмента С под углом  $90^\circ$  в лаб. системе в реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  при энергии 13,5 ГэВ. Сплошной линией представлено описание формулой (3), пунктирной и штрихпунктирной – ее компоненты (4) и (5). Короткими штрихами представлен расчет по модели каскадного испарения.

${}^8\text{Li}$  из Ag и Th при энергии протонов 0,66 ГэВ. Таким образом, отмеченное расхождение предсказаний каскадно-испарительной модели с экспериментом характерно для широкого диапазона энергии фрагментов, пучка и масс ядер-мишеней.

Анализ высокоэнергетических частей спектра составляющей (5) для фрагментов В и С, образовавшихся в реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  при  $E = 13,5$  ГэВ в рамках обобщенной модели коалесценции  ${}^{30,31}/$ , показал, что, начиная с 10 МэВ/нуклон, наклоны спектров воспроизводятся моделью. Для радиуса сферы слипания в импульсном пространстве  $R_0$  было получено значение приблизительно 130 МэВ/с. При этом наблюдается зависимость  $R_0$  от угла, что ставит под сомнение возможность использования этой модели для описания образования ФПМ в данном кинетическом диапазоне.

### ПОЛНЫЕ ЗАРЯДОВЫЕ ВЫХОДЫ ФРАГМЕНТОВ

Используя параметризацию дифференциальных сечений (3), мы получаем зарядовые выходы фрагментов для различных углов, а затем интегрированием по всем углам – полные сечения образования фрагментов.

На рис. 9 представлены примеры зарядовых выходов В и Mg для реакции P1 под углом  $90^\circ$  в зависимости от энергии налетающих протонов. Видно, что рост сечений образования В и Mg насыщается, начиная с энергии протонов 4 ГэВ. Поведение зарядовых выходов для реакции P2 заметно отличается от рассмотренного выше (см. рис. 10): сечения образования фрагментов с  $Z = 9 \div 12$  практически не меняются, а сечения образования более легких фрагментов растут с ростом энергии  ${}^4\text{He}$ .

Полные сечения образования фрагментов с  $Z = 5 \div 9$  растут с ростом энергии  ${}^4\text{He}$  для В, С и N, и практически постоянны для остальных фрагментов (рис. 11а). В то же время, как видно из рис. 11б, ком-

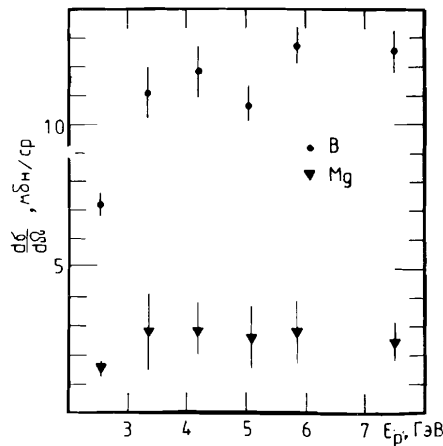


Рис. 9. Зарядовые выходы фрагментов В и Mg в реакции  $p + \text{Au}$  для угла  $90^\circ$  в зависимости от энергии протонов.

Рис. 11. Полные сечения образования фрагментов в реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  (а) и выходы для компонент (4) – (б) и (5) – (в).

понента сечения (4) находится на плато, т.е. сечения двухтельного распада (асимметричного деления  ${}^{16}/$ ) постоянны в данной области энергии  ${}^4\text{He}$ . Таким образом, весь рост полных сечений рождения фрагментов В, С и N связан с компонентой (5), которая ассоциируется с быстрым источником образования фрагментов (рис.11в).

Зависимость сечения образования фрагментов от их заряда хорошо описывается формулой (1). Это видно из рис. 12, где для примера показаны сечения образования фрагментов под углом  $90^\circ$  и

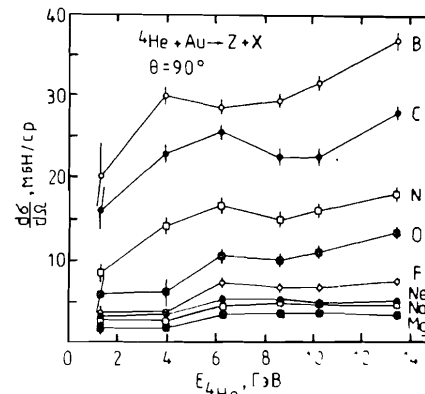
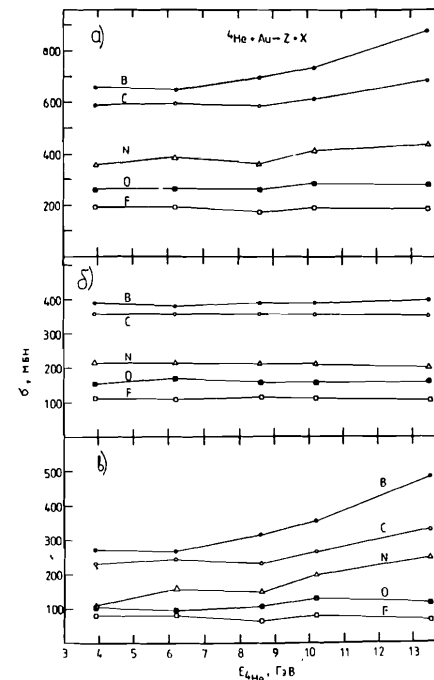


Рис. 10. Зарядовые выходы фрагментов  $Z=5 \div 12$  в реакции  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  для угла  $90^\circ$  в зависимости от энергии  ${}^4\text{He}$ .



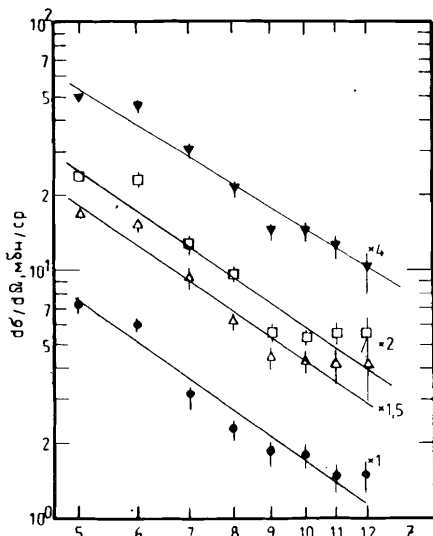


Рис. 12. Зарядовые выходы фрагментов  $Z=5\div 12$  в реакции  $p+Au$  для угла  $90^\circ$  при четырех энергиях протонов и их аппроксимация зависимостью (1): (●)  $E=2,5$  ГэВ; (Δ)  $E=3,36$  ГэВ, сечение умножено на 1,5; (□)  $E=4,2$  ГэВ, сечение умножено на 1,5; (▼)  $E=7,5$  ГэВ, сечение умножено на 4.

Рис. 13. Зависимость  $\tau$  от энергии пучка протонов для реакции  $p+Au$ . Сплошной линией показана линейная аппроксимация

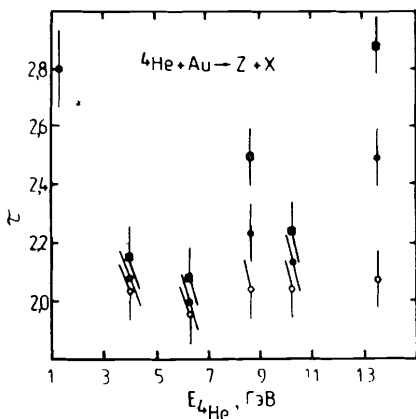


Рис. 14. Зависимость  $\tau$  от энергии пучка  $^4He$  для реакции  $^4He+Au$ , определенная по полным выходам (3) — (●); по выходам компоненты (4) — (○); по выходам компоненты (5) — (■).

их аппроксимация зависимостью (1). Значения  $\tau(E_{inc})$ , полученные при каждой энергии, приведены на рис. 13 и 14. Если для реакции P1 значения  $\tau(E_p)$  уменьшаются с ростом энергий протонов и приблизительно могут быть представлены в виде  $\tau = 2,24 - 0,0453 \cdot E_p$  (рис. 13), то для реакции P2

наблюдается минимум при  $E \sim 6$  ГэВ (рис. 14) как для полного выхода, так и для его компоненты (5). Очевидно, что рост  $\tau$  с энергией пучка  $^4He$  связан в рассматриваемой модели с той частью (5) механизма образования фрагментов, за которую ответствен быстрый источник.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, выполнен эксперимент по изучению зависимости характеристик образования ФПМ от энергии пучка протонов и  $^4He$ . Получены дифференциальные сечения фрагментов с  $Z=5\div 12$  в диапазоне их кинетических энергий  $1,1\div 10$  МэВ/нуклон. На основании анализа дифференциальных сечений образования фрагментов, зарегистрированных под различными углами в диапазоне  $35\div 135^\circ$ , была предложена параметризация сечений, основывающаяся на представлении об испускании фрагментов двумя источниками, отличающимися переносной скоростью. При этом составляющая сечения (4), ассоциирующаяся с источником с меньшей переносной скоростью, параметризуется по формулам теории асимметричного деления  $^{17}$ , а составляющая сечения (5), соответствующая источнику с большей скоростью — по формулам модифицированного максвелл-больцмановского распределения  $^{24}$ .

Вопрос о физической интерпретации составляющей сечения (5), связанной с быстрым горячим источником, остается пока не вполне ясным. Имеется ряд указаний (переносная скорость около  $0,02 \cdot c$ , близкий к нулю барьер эффективного кулоновского взаимодействия, высокая температура 20 МэВ) на то, что этот источник может быть связан с многочастичным взрывным распадом (возможно, мультифрагментацией  $^{9}$ ). Большая множественность быстрых частиц, сопровождающих образование ФПМ  $^{1,29}$ , также может служить указанием на осуществление многотельного распада высоковозбужденной системы. В пользу мультифрагментации говорит также рост функции возбуждения для фрагментов с  $Z=5\div 6$ , начиная с энергии пучка  $^4He$ , равной примерно 7 ГэВ.

Впервые наблюдался минимум функции  $\tau(E_{^4He})$  (1) от энергии пучка  $^4He$  при  $E_{^4He} \sim 6$  ГэВ, предсказываемый рядом теорий  $^{3,9,14}$ . В предложенной модели этот рост связывается с быстрым источником фрагментов.

Авторы благодарны И.А.Савину за полезные обсуждения и внимательное прочтение рукописи, а также Т.Ф.Грабовской, А.П.Ларицовой и Г.Г.Безногих за помощь в работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Warwick A.I. et al. — Phys.Rev., 1983, v.C27, p.1083.
2. Fields D.J. et al. — Phys.Rev., 1984, v.C30, p.1912.
3. Hirsh A.S. et al. — Phys.Rev., 1984, v.C29, p.508.
4. Graber B. et al. — Phys.Rev., 1986, v.C34, p.170.
5. Czernai L.P., Kapusta J.I. — Phys.Rep., 1986, v.131, p.223.
6. Nemeth J. et al. — Z.Phys., 1986, v.A325, p.347.
7. Boal D.H. — Phys.Rev., 1983, v.C28, p.2568.



8. Lenk R.J, Pandharipande V.R. – *Phys.Rev.*, 1986, v.C34, p.177.
9. Mishustin I.N. – *Nucl.Phys.*, 1985, v.A447, p.67.
10. Hufner J. – *Phys.Rep.*, 1985, v.125, p.130.
11. Тонеев В.Д. и др. – *ЭЧАЯ*, 1986, т.17, с.1093.
12. Desbois J., Greiner O., Ngo C. – *Z.Phys.*, 1986, v.A325, p.245.
13. Friedman W.A., Lynch W.G. – *Phys.Rev.*, 1983, v.C28, p.16.
14. Bauer W. et al. – *Nucl.Phys.*, 1986, v.A452, p.699.
15. Bougault R. et al. – *Phys.Rev.*, 1987, v.C36, p.830.
16. Moretto L.G. – *Nucl.Phys.*, 1975, v.A247, p.211.
17. Panagiotou A.D., Curtin M.W., Scott D.K. – *Phys.Rev.*, 1985, v.C31, p.55.
18. Fisher M.E. – *Physics*, (N.Y.), 1967, 3, p.255.
19. Barz H.W. et al. – *Phys.Lett.*, 1986, v.B169, p.318.
20. Абашидзе Л.И. и др. – *ПТЭ*, 1985, 4, с.33.
21. Мурин Ю.А. и др. *Препринт РИ-135, Л.*, 1980.
22. Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Мурин Ю.А. *Сообщение ОИЯИ, Р10-87-130, Дубна*, 1987.
23. Горшкова Н.Л., Денисенко К.Г., Мурин Ю.А. *Сообщение ОИЯИ, Р10-86-381, Дубна*, 1986.
24. Poskanzer A.M., Butler G.W., Hyde E.K. – *Phys.Rev.*, v.C3, 1971, p.882.
25. Westfall G.D. et al. – *Phys.Rev.*, 1978, v.C17, p.1368.
26. Музыка Ю.А. и др. *Сообщение ОИЯИ Д7-87-68, Дубна*, 1987.
27. Avdeichikov V.V. *Preprint JINR, E2-85-748, Dubna*, 1985.
28. Григорьев Е.Л. и др. – *ЯФ*, 1967, т.6, с.696.
29. Meyer W.G. et al. – *Preprint LBL-9151, Berkeley*, 1982.
30. Aves T.C. et al. – *Phys.Rev.*, 1981, v.C24, p.856.
31. Горшкова Н.Л. и др. *Сообщение ОИЯИ, Р1-85-668, Дубна*, 1985.
32. Aichelin J., Hufner J. – *Phys.Lett.*, 1984, v.B136, p.15.  
Aichelin J., Hufner J., Ibarra R. – *Phys.Rev.*, 1984, v.C30, p.107.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 декабря 1987 года.

Авдейчиков В.В. и др.

P1-87-872

Экспериментальное изучение механизма образования фрагментов промежуточной массы в релятивистских  $p + Au$  и  ${}^4\text{He} + Au$ -взаимодействиях

Измерены дифференциальные сечения образования фрагментов промежуточной массы ( $Z = 5 \div 12$ ) в реакциях  $p + Au \rightarrow Z + X$  и  ${}^4\text{He} + Au \rightarrow Z + X$  для углов  $35 \div 135^\circ$ . Диапазон энергий пучка протонов составляет  $2,6 \div 7,5$  ГэВ, а пучка  ${}^4\text{He}$  —  $1,3 \div 13,5$  ГэВ. Определены полные сечения выхода фрагментов с  $Z = 5 \div 9$  и аппроксимированы зависимостью  $\sigma(Z) \sim Z^{-\tau}$ . Для реакции  ${}^4\text{He} + Au$  наблюдается минимум функции  $\tau(E_{{}^4\text{He}})$  при  $E \cong 6$  ГэВ. Сечения проанализированы в рамках модели, предполагающей наличие двух источников фрагментов с разной переносной скоростью. Немонотонное поведение параметра  $\tau$  связывается с составляющей сечения, обусловленной распадом быстрого источника фрагментов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Avdejchikov V.V. et al.

P1-87-872

Experimental Study of Intermediate Mass Fragment Formation Mechanism in  $p+Au$  and  ${}^4\text{He}+Au$  Interactions

Inclusive differential cross-sections for the formation of intermediate mass fragments ( $Z=5 \div 12$ ) at the laboratory angles range  $35 \div 135^\circ$  in reactions of  $p+Au$  and  ${}^4\text{He}+Au$  are presented. Proton energy range was  $2.6 \div 7.5$  GeV and  ${}^4\text{He}$  energy range was  $1.3 \div 13.5$  GeV. Total charge yields for the formation of  $Z=5 \div 9$  fragments were calculated and approximated by  $\sigma(Z) \sim Z^{-\tau}$  dependence. Minimum of the function of  $\tau(E_{{}^4\text{He}})$  was observed in the reaction of  ${}^4\text{He}+Au$  at  $E_{{}^4\text{He}} \cong 6$  GeV. Cross-sections are analyzed in two-source model, where sources differ in their velocities. Nonmonotonic behaviour of  $\tau$  parameter is connected with part of the cross-section originated from the decay of the fast source.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987