

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-664

В.В.Авдейчиков,¹ Н.Л.Горшкова, Н.К.Жидков,
П.Зелински,² Ю.Зломанчук,³ О.В.Ложкин,¹
С.Мрувчински, Ю.А.Мурин,¹ В.А.Никитин,
П.В.Номоконов, В.С.Оплавин¹

ИСПУСКАНИЕ ФРАГМЕНТОВ ${}^6\text{He}$, ${}^{6,7,8}\text{Li}$
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ${}^4\text{He}$
С ЯДРАМИ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА
ПРИ ЭНЕРГИИ 3,33 ГэВ/нуклон

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

¹ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

² Институт ядерных проблем, Варшава

³ Институт экспериментальной физики Варшавского
университета

1986

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье приводятся результаты анализа экспериментальных данных по образованию фрагментов ${}^6\text{He}$ и ${}^{6,7,8}\text{Li}$ при взаимодействии ${}^4\text{He}$ с ядрами Ag и Au . Инклюзивные сечения измерены под углами 45 , 90 и 135° в лабораторной системе и в энергетическом интервале 40 - 200 МэВ.

Работа является продолжением исследования^{/1/} по изучению испускания легких фрагментов ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. В обеих работах используется экспериментальный материал, полученный на синхротронной установке ОИЯИ^{/1,2/}. Таблицы сечений для легких фрагментов средних масс приводятся в^{/3/} и^{/4/} соответственно.

Испускание фрагментов тяжелее ${}^4\text{He}$ при высоких энергиях сталкивающихся ядер активно изучается длительный период времени^{/5-9/}. Обширный список ссылок на старые эмульсионные данные может быть найден в^{/6/}. Несмотря на обилие экспериментальной информации, не существует единой точки зрения на механизм рождения фрагментов средних масс /см., например, обзор^{/10/}. Многие авторы приходят к выводу о том, что за образование легких фрагментов ответственны два механизма: фрагменты с кинетической энергией больше 50 МэВ образуются в результате распада области перекрытия сталкивающихся ядер, а фрагменты с меньшими кинетическими энергиями в основном испускаются в результате распада ядра-остатка.

В литературе обсуждаются два механизма распада ядер-остатков. Так, авторы^{/11/} задаются вопросом: разбивается ли ядро на много осколков /фрагментов/ при соударении с высокоэнергетической налетающей частицей, или фрагменты испускаются из разогретого ядра-остатка? В работе^{/11/} предпочтение отдается первому случаю, когда ядро остается в холодном состоянии. Однако существуют аргументы и в пользу второго подхода^{/12/}.

Есть несколько интересных модификаций испарительной модели, а именно: предполагается, что в ядро-ядерных соударениях могут возникать условия, приводящие к нестабильности типа жидкость - газ^{/8-13/}. Фрагменты средних масс в этом случае появляются как капли ядерной жидкости. Благодаря большим флуктуациям плотности ядерной материи в области фазового перехода выход фрагментов сильно возрастает, и предсказывается зависимость сечения от массы фрагментов как A^τ , где $\tau \approx 2-3$. Результаты эксперимента^{/8/} были успешно описаны в рамках такого подхода. Однако эта интерпретация позже была подвергнута критике в работе^{/14/}. В частности, показано, что эффекты конечного числа нуклонов в системе и ее очень короткое время жизни "замазывают" признаки фазового перехода. Отметим, что результаты, аналогичные полученным в ра-

боте /8/, могут быть успешно описаны в рамках традиционной испарительной модели /12, 15/.

Цель данной работы - провести анализ характеристик образования фрагментов средних масс / $A = 6, 7, 8$ / и сравнить их с характеристиками образования легких / $A = 1-4$ / фрагментов /1/. Мы хотим ответить на вопрос: есть ли существенная разница между картиной испускания фрагментов в интервале $A = 1-8$?

2. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ФРАГМЕНТОВ

Лоренц-инвариантные сечения испускания фрагментов при взаимодействии ^4He с ядрами-мишенями Ag и Au представлены на рис. 1-3. Видны следующие качественные особенности спектров:

1. Форма зависимости инклюзивных сечений от энергии вторичных частиц неэкспоненциальная, т.е. спектры не могут быть описаны

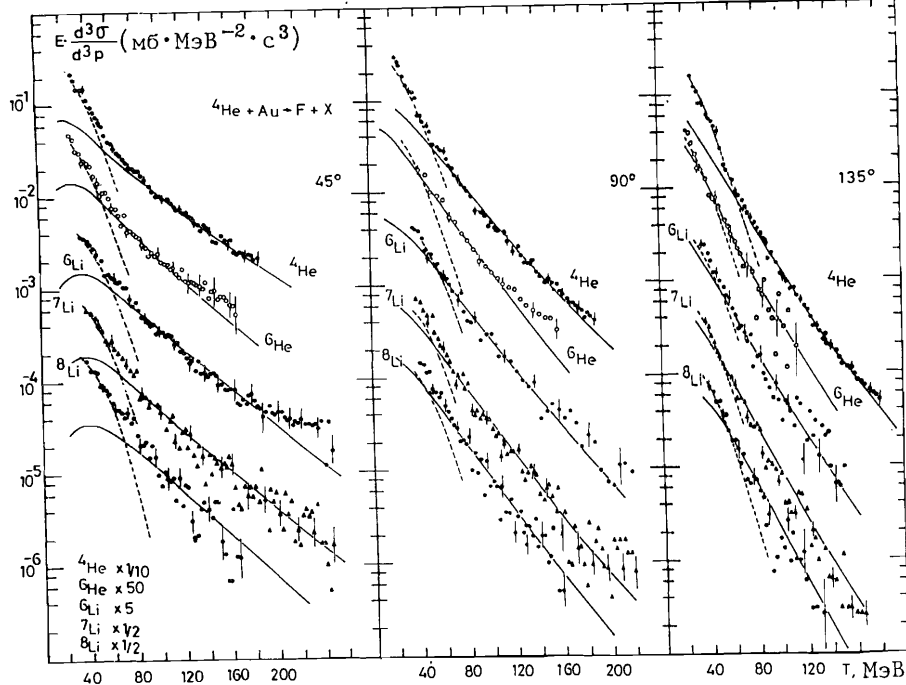


Рис. 1. Инвариантные сечения ^4He и $^6, 7, 8\text{Li}$, испускаемых в реакции $^4\text{He} + ^{197}\text{Au}$ под углом $45, 90$ и 135° , в зависимости от кинетической энергии фрагментов. Абсолютная ошибка в определении сечений здесь не показана и составляет около 20%. Сплошные линии - расчет в модели файерстрик, нормированный к экспериментальным данным при $T = 100$ МэВ. Пунктирные линии описывают испарение с $T_0 = 8$ МэВ и экспериментальной величиной параметра анизотропии /27/. Расчет нормирован при $T = 40$ МэВ под углом 45° .

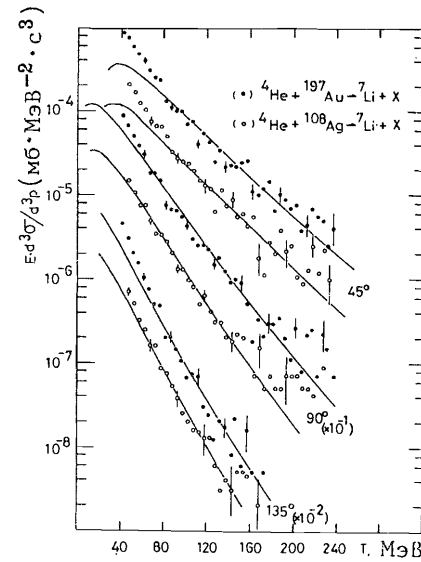
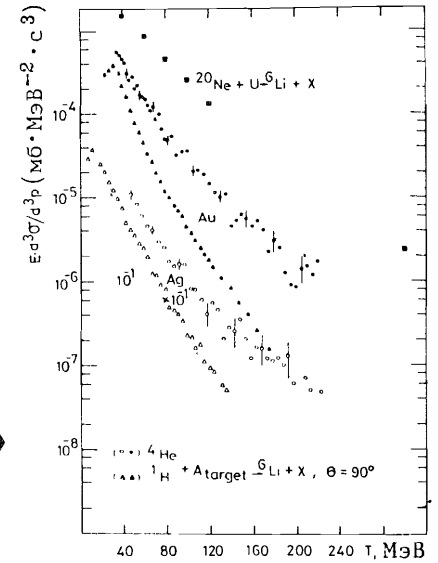


Рис. 2. Инвариантные сечения испускания ^7Li при взаимодействии ^4He с Ag и Au. Абсолютная ошибка в определении сечений на рисунке не показана и составляет около 20%. Сплошными линиями даны предсказания модели файерстрик, отнормированные при $T = 100$ МэВ.

Рис. 3. Сравнение инвариантных сечений испускания ^6Li под углом $\theta = 90^\circ$ во взаимодействиях ^1H (5,5 ГэВ), ^4He (3,33 ГэВ/А) и ^{20}Ne (2,1 ГэВ/А) с ядрами Ag, Au и U. Дополнительные данные взяты из работ /5, 6, 29/.



одним распределением Вайскопфа /16/ или Максвелла - Больцмана /см. рис. 1/.

2. Абсолютная величина сечений существенно возрастает с ростом атомного номера ядра-мишени A_t . A_t -зависимость сечений испускания фрагментов средних масс сильнее, чем для легких фрагментов /см. рис. 2/.

3. Абсолютная величина сечений существенно возрастает с увеличением атомного номера налетающей частицы, и этот рост становится более заметным при переходе к большим энергиям фрагментов /см. рис. 3/.

4. Анизотропия спектров возрастает с ростом энергии фрагментов /см. рис. 1 и 2/.

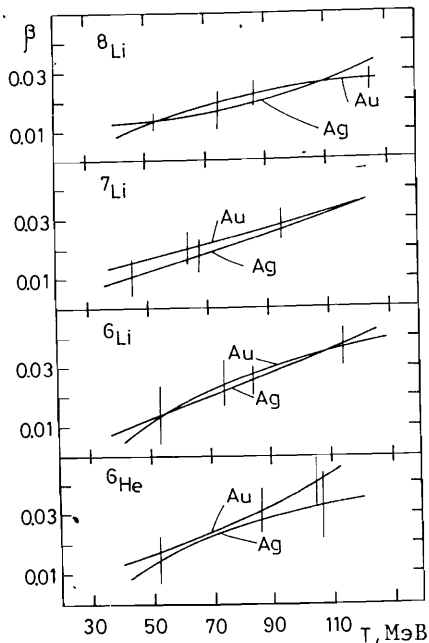
В дополнение к п. 2 следует заметить, что показатель α в параметризации сечения $E \frac{d\sigma}{d^3p} \sim A_t^\alpha$, приблизительно равный 1,5 для

^4He , становится равен 2,3 для ^7Li . Такая сильная A_t -зависимость уже наблюдалась ранее в /17/.

3. СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКОВ, ИСПУСКАЮЩИХ ФРАГМЕНТЫ

Естественно анализировать фрагментационные данные в термодинамическом подходе. В рамках такого подхода фрагменты испускаются источником /возбужденным остаточным ядром, горячей каплей, файерболом и т.д./, движущимся в направлении пучка в лабораторной системе. Величина анизотропии сечения испускания фрагментов может служить мерой продольной составляющей скорости источника. Были сделаны попытки описать данные одним /двумя в работе /7// распределением Максвелла - Больцмана или Вайскопфа со скоростью и температурой в качестве свободных параметров /5-7/. Однако неэкспоненциальный характер экспериментальных спектров и рост анизотропии с ростом энергии фрагментов указывает на то, что такое описание не может быть удовлетворительным в широком интервале энергий вторичных частиц. В работе /1/ было показано, что скорость и температура источников в рассматриваемом диапазоне энергий возрастает с энергией испускаемого фрагмента. В данной работе мы использовали метод /1/ для определения скорости источника, предполагая, что фрагменты с различными энергиями испускаются источниками с различными скоростями. Результаты представлены на рис. 4.

Видно, что скорость источников возрастает с ростом энергий фрагментов, и, по-видимому, не зависит от массы ядра-мишени. Эти особенности наблюдались ранее для легких фрагментов /1/.



Наблюдается также другая интересная закономерность. Скорость источника как функция энергии фрагмента, приходящейся на нуклон, оказывается универсальной для всех фрагментов ($1-3\text{H}$, $3-6\text{He}$, $6-8\text{Li}$) см. рис. 5. Такую закономерность трудно понять в термодинамическом подходе, так как в этих моделях количественной характеристикой частицы является полная кинетическая энергия. Однако эта

Рис. 4. Скорости β в единицах скорости света /источников ${}^6\text{He}$, ${}^6,7,8\text{Li}$ для ядер-мишеней Ag и Au в зависимости от кинетической энергии фрагментов в лабораторной системе $\theta = 90^\circ$. Кривые соответствуют среднему значению β , вертикальные линии - разность между средними значениями и максимальной /минимальной/ величиной.

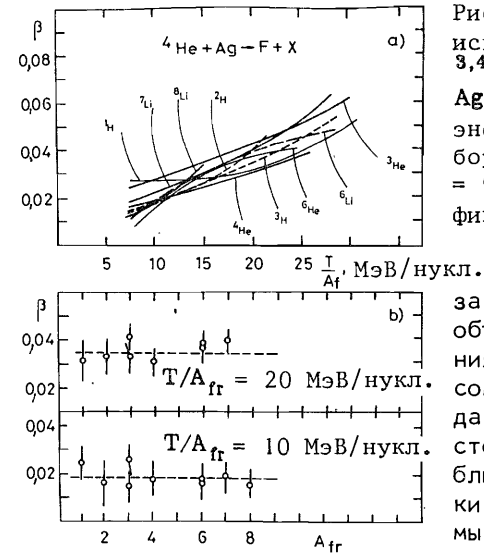
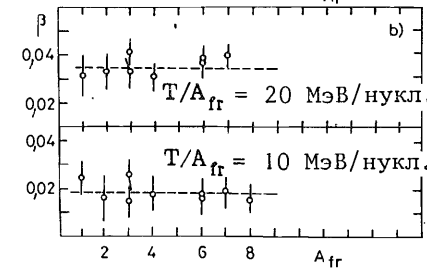
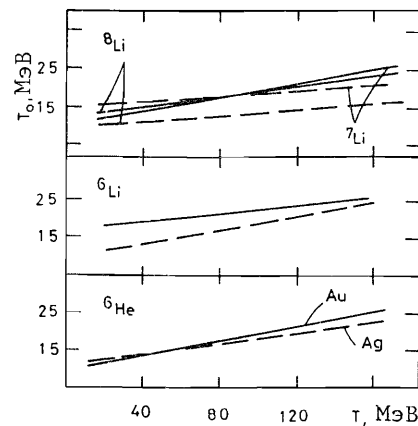


Рис. 5. а - скорости источников, испускающих фрагменты $1,2,3\text{H}$, $3,4,6\text{He}$ и $6,7,8\text{Li}$, для ядра-мишени Ag в зависимости от кинетической энергии фрагмента на нуклон в лабораторной системе под углом $\theta = 90^\circ$; б - то же, что и а/, но для фиксированной энергии фрагментов.



закономерность может быть просто объяснена на основе модели слипания /18/. В ней фрагменты с импульсом $\vec{p}_f = A_f \cdot \vec{p}$ формируются благодаря взаимодействию в конечном состоянии нуклонов с импульсами, близкими к \vec{p} . Тогда характеристики источника должны быть независимы от сорта фрагмента, так как они относятся к нуклонному источнику.

Универсальный характер зависимости скорости источника от энергии фрагмента на нуклон ранее уже наблюдался /19,20/, но для нескольких других скоростей. Авторы работы /20/ приходят к выводу о том, что эта закономерность возникает вследствие испускания вторичных частиц в процессе гидродинамического радиального расширения сжатого ядра отдачи. По нашему мнению, обсуждаемую закономерность проще интерпретировать как аргумент в пользу образования фрагментов из-за слипания. В случае медленных фрагментов, рассматриваемых в данной статье, применимость модели слипания неочевидна, так как в ней предполагается происхождение составных частиц с импульсами на нуклон, много большими, чем так называемый радиус слипания $r_0 \approx 150 \text{ МэВ/с} / \text{см.ниже/}$. Попытки



применить эту модель для описания относительно медленных фрагментов уже делались в работах /21/.

Чтобы определить температуру источников, мы использовали метод, описанный в статье /1/. Результаты представлены на рис. 6. Как уже было обнаружено для легких фрагментов, температура возрастает с энергией фрагмента /1/. Для энер-

Рис. 6. Температуры источников He и Li для мишеней Ag и Au в зависимости от кинетической энергии фрагментов, испущенных под углом $\theta = 90^\circ$.

гетического. интервала 40-200 МэВ температура источника больше, чем 10 МэВ. Таким образом, стандартный механизм испарения Вайскопфа^{/18/} не может иметь места, так как температура превышает энергию связи нуклона в ядре, т.е. ядро, разогретое до такой температуры, не может быть метастабильным, как это предполагается в испарительной модели. Поэтому источники, которые мы рассматриваем, нельзя отождествить с составным ядром.

В заключение этой части отметим следующее. Чем большую температуру и скорость имеет источник, тем более энергичные фрагменты он испускает. Тогда при рассмотрении процесса фрагментации мы имеем дело с набором источников с широким распределением по скоростям и температурам. Все фрагменты, имеющие одну и ту же энергию на нуклон, испускаются источниками с одинаковыми характеристиками, что, по нашему мнению, говорит в пользу образования фрагментов вследствие слипания нуклонов.

4. ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ВЫХОД ⁶He, ⁶Li ⁷Li

На рис.7 представлено отношение инвариантных спектров ⁶He и ⁶Li в энергетическом интервале 40÷130 МэВ для трех углов и двух ядер-мишеней: Ag и Au.

Анализ отношений будем проводить в рамках модели слипания^{/18/}. В этой модели инвариантное сечение образования фрагмента

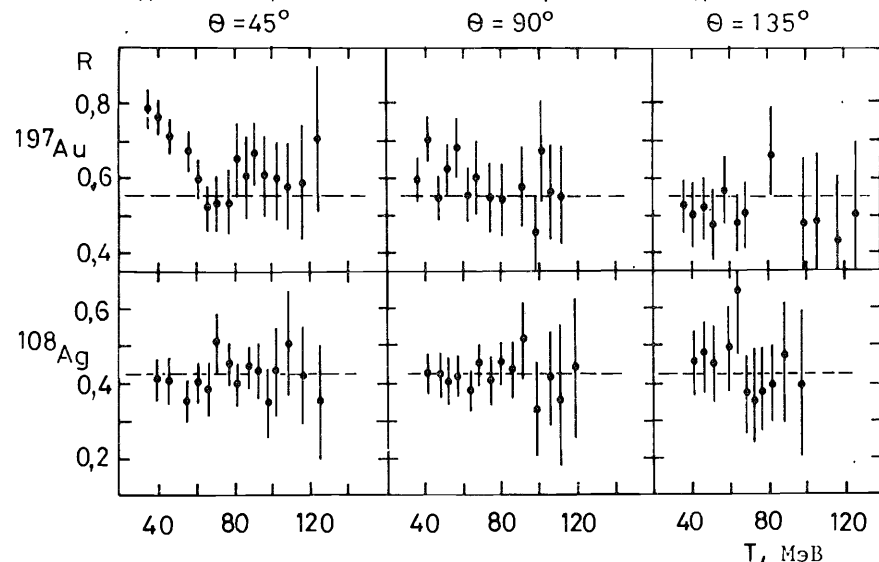


Рис.7. Отношение инвариантных сечений ⁶He и ⁶Li в зависимости от энергии фрагментов, Показанные ошибки включают неопределенности в абсолютной нормировке. Пунктирные линии получены из модели слипания в предположении, что спектры нейтронов и протонов одинаковы.

$$E_f \frac{d^3 \sigma_f}{d^3 \vec{p}_f} = A_f \frac{2s_f + 1}{2^{A_f}} \cdot \frac{1}{Z_f! \cdot N_f!} \left(\frac{4\pi p_0^3}{3m\sigma_0} \right)^{A_f - 1} \times$$

$$\times \left(E_p \frac{d^3 \sigma_p}{d^3 \vec{p}} \right)^{Z_f} \left(E_n \frac{d^3 \sigma_n}{d^3 \vec{p}} \right)^{N_f}, \quad /1/$$

где индексами *f*, *n*, *p* обозначены величины, относящиеся к фрагменту, нейтрону и протону соответственно, *A*, *N*, *Z* - массовое число,

число нейтронов и протонов соответственно, $E \frac{d^3 \sigma}{d^3 \vec{p}}$ - инвариантное

сечение, $P_f = A_f \cdot p$, P_f - полный импульс фрагмента, σ_0 - полное сечение взаимодействия налетающей частицы и ядра-мишени, S_f - спин фрагмента, P_0 - радиус слипания, *m* - масса нуклона.

Считая спектры нейтронов и протонов равными, можно из уравнения /1/ найти отношение, представленное на рис.7 пунктирной линией /*p*₀ предполагается не зависящим от сорта фрагмента/. Видно, что предсказания модели слипания достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Отношение спектров ⁷Li к ⁶Li показано на рис.8. В соответствии с уравнением /1/ это отношение /если рассматривать энергию

фрагмента на нуклон/ равно $C \cdot E_n \frac{d^3 \sigma_n}{d^3 \vec{p}}$, где *C* - нормировочная

константа, которая включает неизвестную величину *p*₀. Непрерывной линией на рисунке представлен нейтронный спектр, рассчитанный в термодинамической модели, обсуждаемой ниже. Предсказания модели нормированы при *T* = 100 МэВ для $\theta = 135^\circ$. Видно, что экспериментальное отношение хорошо воспроизводится теоретически.

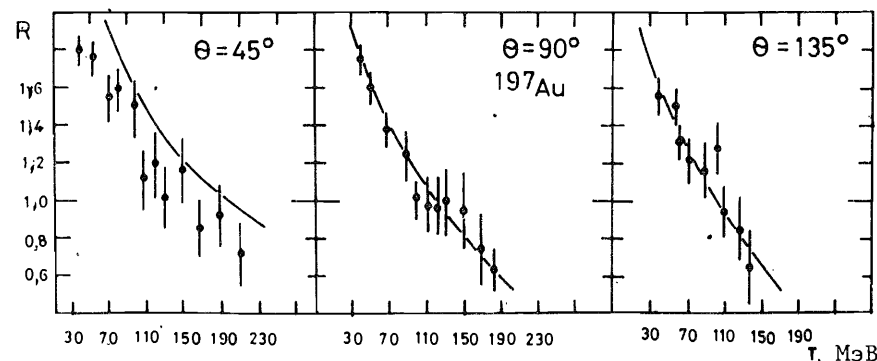


Рис.8. Отношение спектров ⁷Li и ⁶Li для мишени Au. Сплошной линией представлены термодинамические расчеты, отнормированные при *T* = 100 МэВ и $\theta = 135^\circ$.

5. СРАВНЕНИЕ С ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛЬЮ

Для описания спектров фрагментов мы применяем термодинамический подход, предполагая, что механизм испарения ^{/18/} дает вклад в основном в мягкую часть спектров, а распад файерболы ^{/23/} - в жесткую. Был использован вариант модели файерстрик ^{/24, 25/} для расчета "первичных" нуклонных спектров. Для определения спектров фрагментов предполагалось, что работает механизм слипания. Расчеты нуклонных сечений описаны в работе ^{/26/}, а процедура получения спектров фрагментов - в ^{/1/}.

Рассчитанные спектры представлены на рис. 1 и 2 непрерывными линиями. Так как радиус слипания r_0 - свободный параметр, предсказания модели нормируются на экспериментальные данные при $T = 100$ МэВ. Видно, что для фрагментов с энергиями больше, чем 50 МэВ, модель находится в разумном согласии с данными. Для описания низкоэнергетической части спектра необходимо добавить другой механизм образования фрагментов. Предполагается, что такие фрагменты образуются в результате испарения из остаточного ядра. Сечение испускания мягких фрагментов в системе покоя возбужденного ядра есть:

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim \theta(T^* - V^c)(1 - V^c/T^*)T^* e^{-T^*/T_0}, \quad /2/$$

где T^* - энергия фрагмента в системе центра масс, T_0 и V^c - температура и кулоновский барьер. Мы приняли для температуры разумный верхний предел $T_0 = 8$ МэВ, а для кулоновского V^c - значение потенциала для двух заряженных твердых ядер. Скорость источника, которая используется для перевода формулы ^{/2/} в лабораторную систему, получена из данных ^{/27/}, содержащих информацию об анизотропии испускания фрагментов с энергиями меньше, чем 40 МэВ в ${}^4\text{He} - U$ - взаимодействии при энергии 2,1 ГэВ/нуклон. Отметим, что мы не могли использовать скорости, найденные в разделе 3 данной статьи, так как испарение - неединственный механизм образования фрагментов в нашем энергетическом интервале. Вычисленные испарительные спектры представлены на рис. 1 пунктирными линиями. Расчетные спектры отнормированы при энергии $T = 40$ МэВ для угла 45° . Как и ожидалось, вклад испарительного механизма уменьшается при переходе к большим углам испускания фрагментов.

Таким образом, приходим к выводу о том, что экспериментальные данные могут быть успешно описаны в предположении о существовании двух механизмов испускания фрагментов: распад сильно-возбужденного объекта типа файерболы и испарения из остаточного ядра. По нашему мнению, высокие температуры, полученные в разделе 3 $/T > 10$ МэВ/, есть результат наложения в низкоэнергетической части спектров испарения с маленьким T_0 и распада файерболы, дающего высокоэнергетическую компоненту. Эта последняя компонента дает меньший /по сравнению с испарительной ком-

понентой/ вклад в полный выход фрагментов, но ее влияние на наклон спектров оказывается существенным при энергии $T > 50$ МэВ. По этой причине мы полагаем, что температура T_0 , извлекаемая из описания спектров рассматриваемых фрагментов одной экспонентой, не является действительной ядерной температурой, которая может быть использована, например, при попытках обнаружить признаки фазового перехода газ - жидкость в возбужденных ядрах ^{/28/}.

6. ВЫВОДЫ

В данной работе рассматриваются инклюзивные сечения образования фрагментов с $A = 6, 7, 8$ при взаимодействии ${}^4\text{He}$ с энергией 3,33 ГэВ/нуклон с ядрами Ag и Au .

Для описания процесса фрагментации применяется термодинамический подход. В рамках этого подхода предполагается, в частности, существование движущегося в направлении первичного пучка промежуточного объекта, который является источником вторичных частиц. Используя анизотропию испускания фрагментов, можно определить продольную составляющую скорости источника. В данной работе таким образом определяются скорости источников, испускающих фрагменты. Из полученных зависимостей скоростей источников от энергий фрагментов, а также на основе результатов работы ^{/1/} следует, что скорость источников возрастает с ростом энергии фрагмента, т.е. более быстрые фрагменты испускаются более быстрыми источниками.

Далее методом, предложенным в работе ^{/1/}, определены температуры источников и показано, что чем большей температурой характеризуется источник, тем более энергетичные частицы он испускает.

Таким образом, фрагменты с $A = 1-8$ испускаются целым набором источников с широким распределением по скоростям и температурам. При этом чем большую температуру и скорость имеет источник, тем более энергичные фрагменты он испускает.

Зависимость скорости источников от энергии фрагментов на нуклон является универсальной функцией для всех рассмотренных фрагментов, т.е. все фрагменты, имеющие одинаковую энергию на нуклон, испускаются источниками с одинаковыми характеристиками. Этот факт находит естественное объяснение в рамках модели слипания ^{/18, 21/}, в которой составные частицы образуются в результате объединения вторичных нуклонов с близкими импульсами. Кроме того, дополнительным аргументом в пользу такого механизма являются хорошо предсказываемые моделью слипания относительные выходы фрагментов. Тогда источником фрагментов является на самом деле источник вторичных нуклонов. Для расчета его характеристик используется модель файерстрик ^{/24, 25/}. Спектры фрагментов получаются из модели слипания. Однако из сравнения с экспериментальными спектрами видно, что только для фрагментов с энергиями больше, чем

50 МэВ, предложенный метод расчета находится в согласии с данными, т.е. медленные фрагменты образуются через некоторый другой механизм. Таким процессом может быть испарение из ядра-остатка. Показано, что учет этих двух механизмов воспроизводит экспериментальные сечения испускания фрагментов.

Таким образом, фрагменты с $A = 1-8$ образуются благодаря сосуществованию двух механизмов: медленные фрагменты / $T < 50$ МэВ / в основном испаряются из ядра-остатка, а быстрые возникают в результате слипания вторичных нуклонов, испускаемых движущимся источником. При этом не наблюдается качественной разницы между процессами формирования легчайших фрагментов / $A = 1-4$ / и фрагментов средних масс / $A = 6-8$ /.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abashidze L.I. et al. Nucl.Phys, 1985, A437, p.573.
2. Абашидзе Л.И. и др. ОИЯИ, 1-83-135, Дубна, 1983.
3. Абашидзе Л.И. и др. Препринт Радиового института им.В.Г.Хлопина, РИ-190, Л., 1984.
4. Абашидзе Л.И. и др. ОИЯИ, Р1-85-491, Дубна, 1985.
5. Poskanzer A.M. et al. Phys.Rev., 1971, C3, p.882.
6. Hyde E.K. et al. Phys.Rev., 1972, 64, p.1759.
7. Westfall G.D. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1363.
8. Hirsh A.S. et al. Phys.Rev., 1984, C29, p.508.
9. Богатин В.И. и др. ЯФ, 1981, т.34, с.104; ЯФ, 1982, т.36, с.33.
10. Nagamiya S., Gyulassy M. Adv.Phys., 1984, 13, p.201.
11. Aichelin J., Hufner J., Ibarra R. Phys.Rev., 1984, C30, p.107.
12. Friedman W.A., Lynch W.G. Phys.Rev., 1983, C28, p.16; 1983, C28, p.950.
13. Scott D.K. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.496.
14. Boal D.H. Phys.Rev., 1984, C30, p.119.
15. Avdeichikov V.V. Phys.Lett., 1980, B92, p.72.
16. Weisskopf V. Phys.Rev., 1937, 52, p.295.
17. Мурин Ю.А. и др. ЯФ, 1982, 35, с.84.
18. Scharzchild A.S., Zupancic C. Phys.Rev., 1963, 129, p.854; Gutbord H.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.667.
19. Green E.L., Korteling R.G., Jackson K.P. Phys.Rev., 1984, C29, p.1806.
20. Stevenson J., Price P.B., Frankel K. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1125.
21. Aves T.S. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.89; Горшкова Н.Л. и др. ОИЯИ, Р1-85-668, Дубна, 1985.
22. Everling F. et al. Nucl.Phys., 1960, 18, p.529.
23. Das Gupta S., Mekjian A.Z. Phys.Rep., 1981, 72, p.131.
24. Myers W.D. Nucl.Phys., 1978, A296, p.177.

25. Gosset J., Kapusta J.I., Westfall G.D. Phys.Rev., 1978, C18, p.844.
26. Avdeichikov V.V., Mrowczynski St. Phys.Lett.; 1984, B134, p.293.
27. Zebelman A.M. et al. Phys.Rev., 1975, C11, p.1280.
28. Panagioutou A.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.496; Phys.Rev., 1984, C31, p.55.
29. Gosset J. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.629.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 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

Авдейчиков В.В. и др. P1-86-664

Испускание фрагментов ${}^6\text{He}$, ${}^6,7,8\text{Li}$ при взаимодействии ${}^4\text{He}$ с ядрами серебра и золота при энергии 3,33 ГэВ/нуклон

Представлены инклюзивные сечения испускания ${}^6\text{He}$ и ${}^6,7,8\text{Li}$ под углами 45, 90 и 135° в лабораторной системе при взаимодействии ${}^4\text{He}$ с ядрами-мишенями Ag и Au при кинетической энергии пучка 3,33 ГэВ/нуклон. В предположении существования промежуточных объектов, испускающих вторичные частицы, находятся скорости и температуры этих объектов для фрагментов различных энергий. Рассматриваются отношения спектров ${}^6\text{He}$ к ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ к ${}^7\text{Li}$. Показано, что инклюзивные сечения могут быть успешно описаны, если допустить существование двух механизмов испускания: испарение медленных фрагментов из ядра-остатка и распад системы типа файерболла. Не наблюдается качественной разницы между процессами формирования легчайших фрагментов ($A_f = 1-4$) и фрагментов средних масс ($A_f = 6-8$).

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.Н. Барабаш

Avdeichikov V.V. et al. P1-86-664

Emission of ${}^6\text{He}$ and ${}^6,7,8\text{Li}$ Fragments in ${}^4\text{He}$ Collisions with ${}^{108}\text{Ag}$ and ${}^{197}\text{Au}$ at 3.33 GeV/Nucleon

Inclusive cross sections for the emission of ${}^6\text{He}$ and ${}^6,7,8\text{Li}$ at laboratory angles of 45°, 90° and 135° in ${}^4\text{He}$ collisions with Ag and Au targets at a beam kinetic energy of 3.33 GeV/nucleon are presented. Assuming the existence of an intermediate object emitting secondary particles, we have found its velocity and temperature for different fragment energies. The ratios of the spectra of ${}^6\text{He}$ to ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ to ${}^6\text{Li}$ are considered. It has been shown that the inclusive cross sections can be successfully described assuming the existence of two mechanisms of fragment emission: the evaporation of slow fragments from the residual nucleus and the decay of fireball-like objects. No qualitative difference has been found between the production processes of the lightest ($A_f = 1-4$) and medium-mass ($A_f = 6-8$) fragments.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986