

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ДО 10 МэВ / НУКЛОН

Ю. Э. Пенюджкевич, Э. Герлик, В. В. Каманин, К. Борча

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматриваются основные характеристики процессов вылета высокоэнергетических частиц: полное сечение их образования, энергетические спектры и угловые распределения. Испускание высокоэнергетических нейтронов сравнивается с вылетом заряженных частиц. Исследуется распределение угловых моментов между продуктами реакций, сопровождаемых вылетом высокоэнергетических частиц, а также возможности определения спинов остаточных ядер. Рассматриваются корреляции высокоэнергетических частиц с другими продуктами реакции. Обсуждаются некоторые применения реакций с вылетом высокоэнергетических частиц для получения и изучения свойств экзотических ядер. Кратко описываются основные теоретические подходы для объяснения процесса испускания высокоэнергетических частиц.

The main characteristics of the process of high energy particle emission: the total cross-section for their production, energy spectra and angular distributions are studied. The high energy neutron emission is examined in comparison with charged particle emission. The distribution of angular momenta among the partners in reactions with high energy particle emission is also investigated, together with the possibilities of determining the spins of residual nuclei. The correlation of high energy particles with other reaction products are also examined. Some uses of reactions involving high energy particle emission to produce and study exotic nuclei are sketched. The last chapter contains a short review of the main theoretical attempts to explain the process of high energy particle emission.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение эмиссии высокоэнергетических заряженных частиц и нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами представляет большой самостоятельный интерес. Это объясняется как необычным механизмом образования этих частиц, так и возможностями, которые открывают эти еще мало изученные процессы для получения ядер с различными свойствами (тяжелых и сверхтяжелых слабо возбужденных ядер, сильно вращающихся ядер, ядер с большой деформацией и др.).

Как известно, сильно неупругое взаимодействие двух сложных ядер, характеризующееся значительным изменением нуклонного состава в выходном канале реакции, связано, как правило, с перераспре-

делением кинетической энергии по внутренним степеням свободы образующихся ядер. Предельным случаем этого процесса является образование составного ядра, время жизни которого на несколько порядков превышает характерное время внутриядерного движения нуклонов ($\tau_n \sim 10^{-23}$ с). Некоторые общие закономерности распада образующейся системы хорошо описываются в рамках статистической теории. Однако уже давно было отмечено, что описать все измеряемые экспериментальные характеристики распада составного ядра в рамках статистических

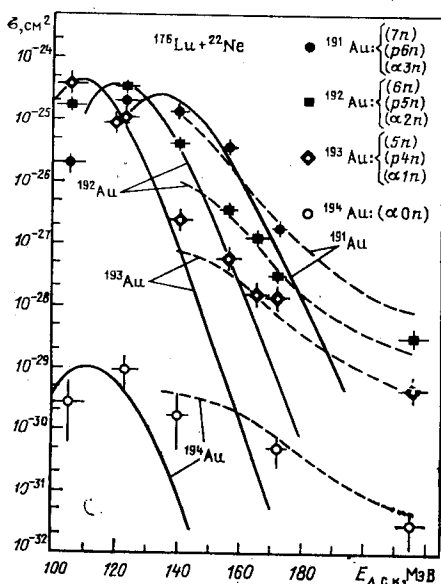


Рис. 1. Функции возбуждения для разных выходных каналов реакции $^{176}\text{Lu} + ^{22}\text{Ne}$:

сплошные кривые — расчеты по статистической модели

мишени из ^{197}Au , Бритт и Квинтон [1] показали, что в энергетических спектрах α -частиц можно выделить две компоненты. Одна обусловлена испарением α -частиц из составного ядра. Спектр этих α -частиц имеет вид $N(E_\alpha) \sim E_\alpha \sigma_c(E_\alpha) \exp(-E_\alpha/T)$, где T — температура ядра, а угловое распределение симметрично относительно 90° в системе центра масс (с. ц. м.). Вторая, более жесткая компонента в энергетическом спектре α -частиц, имела угловое распределение, направленное вперед, и спектр скоростей вида: $P(v) \sim v^2 \exp(-v^2/v_0^2)$ с максимумом распределения вблизи скорости бомбардирующего иона. Сечение образования α -частиц, измеренное в этой работе под передними углами, оказалось существенно больше сечения образования протонов, тогда как под задними углами соот-

ветствующее сечение протонов было существенно меньше. Это различие экспериментальной функции возбуждения от расчетной по статистической модели обусловлено образованием α -частиц с сечениями и энергиями, существенно превышающими ожидаемые по статистической модели распада составного ядра.

Более 20 лет назад при измерении энергетических спектров протонов и α -частиц, образующихся в реакциях с ускоренными ионами ^{12}C и ^{14}N на

ношение сечений протонов и α -частиц соответствовало расчетному по испарительной модели. Между тем этот интересный результат авторы интерпретировали развалом α -кластерного бомбардирующего ядра в поле ядра мишени. Однако последующие эксперименты, проведенные с более тяжелыми ионами ($A_p \geq 20$), структура которых существенно отличается от α -частичной конфигурации ядер типа ^{12}C или ^{16}O , показали, что сечение образования высокоэнергетических частиц составляет значительную часть полного сечения реакции. Вместе с тем, как было показано в [2, 3], несмотря на то что интегральное сечение образования α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами велико, с большой вероятностью могут испускаться и другие, более сложные заряженные частицы и протоны. Здесь и в дальнейшем под высокоэнергетическими частицами будут пониматься частицы, выход которых существенно превышает расчетное значение при соответствующей энергии по испарительной модели. Реакции с тяжелыми ионами принято классифицировать в зависимости от прицельного параметра или входного углового момента. Начиная с нулевого углового момента и до некоторого значения критического углового момента $l = l_{кр}$ основным каналом реакции является образование составного ядра в результате полного слияния сталкивающихся ядер*. При наибольших угловых моментах $l \sim l_{gr}$, соответствующих касательным столкновениям, где только начинают проявляться ядерные силы, происходят прямые процессы. И, наконец, при прицельных параметрах, соответствующих диапазону угловых моментов между $l_{кр}$ и l_{gr} , протекают различные глубоконеупругие процессы [4—6]. Естественно, что реакции с вылетом быстрых частиц пытаются связать с одним из этих основных каналов реакции и использовать эту связь для интерпретации некоторых особенностей этих реакций. Так, сброс энергии в реакциях глубоконеупругих передач, а также угловые моменты продуктов этих реакций объясняются в [7] с помощью вылета легких частиц, сопровождающих эти процессы. Некоторые отклонения характеристик распада составных ядер от обычных статистических моделей [8], кинематика разлета фрагментов их деления, в некоторых случаях как бы соответствующая неполной передаче импульса [9], также интерпретируются с привлечением данных об эмиссии легких частиц.

Вопрос об источниках эмиссии легких частиц и связи их с основными каналами реакции достаточно подробно разобран в [10]. Поэтому основной задачей настоящей работы будет являться систематика экспериментальных данных по эмиссии высокоэнергетических частиц в реакциях с тяжелыми ионами, полученных в последнее время в различных лабораториях и в первую очередь в Лаборатории ядерных

* За исключением случая со значением произведения $Z_{\text{нон}} Z_M > 1500$, когда на образование составного ядра существенное влияние начинают оказывать разные динамические эффекты.

реакций ОИЯИ, с целью выяснения механизма их образования, а также возможностей использования этих процессов для получения ядер с необычными свойствами и их исследования.

1. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

В реакциях с тяжелыми ионами с массой до $A_p \leq 40$ и с энергией до 10 МэВ/нуклон с большим сечением образуются α -частицы. В табл. 1 приведены значения относительного сечения образования α -частиц по отношению к полному сечению реакции σ_R для различных комбинаций мишень — бомбардирующий ион.

Таблица 1. Отношения сечений образования α -частиц σ_α к полному сечению σ_R для разных реакций

Реакция	Энергия иона, МэВ	σ_α/σ_R	Литература	Реакция	Энергия иона, МэВ	σ_α/σ_R	Литература
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	126	0,60	[1]	$^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	140	0,41	[11]
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	105	0,37	[1]	$^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$	274	0,49	[12]
$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	126	0,63	[1]	$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	274	0,36	[12]
$^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	147	0,46	[1]	$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	340	0,44	[12]
$^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$	168	0,47	[1]	$^{22}\text{Ar} + ^{181}\text{Ta}$	178	0,44	[13]
$^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$	168	0,44	[1]				

Полное сечение реакции рассчитывалось в соответствии с выражением $\sigma_R = \pi R^2 (1 - V_k/E_{с.ц.м})$, где $R = r_0 (A_t^{1/3} + A_p^{1/3}) + 0,5$ фм (A_t и A_p — массы мишени и иона; V_k — кулоновский барьер). Из таблицы видно, что сечение образования α -частиц достигает, а даже в некоторых случаях превышает половину полного сечения реакции. Выход этих частиц зависит от энергии налетающего иона и, как это было показано в [13], с ростом энергии бомбардирующего иона растет экспоненциально.

В инклюзивных измерениях довольно трудно выделить все составляющие спектра частиц, однако, пользуясь угловыми распределениями, можно выделить испарительную составляющую, считая оставшуюся часть α -частиц продуктом прямых процессов.

Как это показано в [14, 134], количество испарительных α -частиц растет линейно с ростом энергии возбуждения. В этой работе исследовалось образование составного ядра при столкновении ионов ^{12}C с ядрами ^{182}W и энергия возбуждения менялась от 57 до 142 МэВ. При этом сечение испарительных частиц возросло от 5 до 28% сечения слияния.

На рис. 2 представлена зависимость выхода прямых α -частиц от энергии над кулоновским барьером сталкивающихся ядер, рассчитанной на один нуклон. Полученная плавная кривая указывает

на существование порога эмиссии таких частиц, после которого сечение их образования быстро растет, а начиная с энергии около 5 МэВ/нуклон остается на одном уровне. Подобный вывод был также сделан в [16], в которой отмечалась необходимость существования некоторой относительной скорости для реализации испускания прямых частиц.

С относительно большой вероятностью, начиная с некоторого значения пороговой энергии бомбардирующего иона, в прямых процессах образуются и другие легкие заряженные частицы — d , t , He и ядра легких элементов Li , Be .

В табл. 2 приведены значения сечений изотопов элементов от H до Be , измеренные в [17] для реакции $^{181}Ta + ^{22}Ne$. В этой же таблице даны расчетные сечения, полученные с помощью феноменоло-

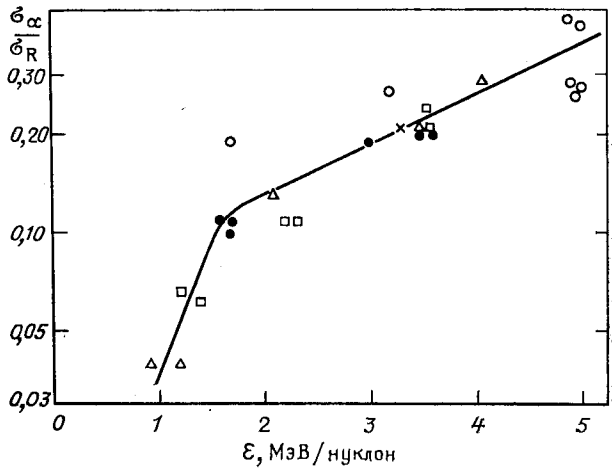


Рис. 2. Зависимость выхода α -частиц от энергии над кулоновским барьером сталкивающихся ядер e : символами отмечены данные из следующих работ: \circ — [1]; \square — [12]; \times — [3]; Δ — [13]; \bullet — [15]

Т а б л и ц а 2. Значения экспериментально измеренных сечений образования различных изотопов в реакции $^{181}Ta + ^{22}Ne$ [17] и расчетных сечений по модели правила сумм [18]

Сечение	p	d	t	3He	α	6He	8He
$\sigma_{\text{эксп}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	12,2	16,8	11,0	0,65	460	1,1	0,002
$\sigma_{\text{расч}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	22,5	3,6	3,02	0,57	270	0,8	0,0006

Сечение	6Li	7Li	8Li	9Li	9Be	^{10}Be
$\sigma_{\text{эксп}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	1,3	3,5	0,55	0,066	9,0	6,5
$\sigma_{\text{расч}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	2,3	5,2	0,22	0,47	9,8	5,5

гической модели «правила сумм» [18]. Эта модель основывается на предположении массивной передачи фрагмента ядра-снаряда ядру-мишени. Как видно из таблицы, имеется хорошее согласие в сечениях образования некоторых частиц, измеренных экспериментально и предсказываемых моделью. По всей вероятности, в их сечение образования могут давать вклады различные процессы. Во всех экспериментах с тяжелыми ионами наблюдался повышенный вклад α -частиц по сравнению с другими заряженными частицами, в том числе и протонами. Однозначного объяснения этому явлению нет, хотя в некоторых работах повышенный выход α -частиц объясняется их небольшой энергией связи в других ядрах или существованием кластеризации. В [19] было показано, что составные ядра с высоким угловым моментом могут испускать сложные частицы с вероятностью гораздо большей, чем это предсказывается классической испарительной моделью. Измерения, проведенные группой из Стони Брук [20], показали, что при энергиях ионов около 10 МэВ/нуклон и больше тяжелая составная система, не имеющая барьера деления, с большей вероятностью испускает легкие частицы, чем делится. В [21] показано, что сечение образования легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами описывается так называемой Q_{gg} -систематикой, т. е. сечение испускания разных изотопов данного элемента пропорционально величине $\exp(Q_{gg}/T)$ (Q_{gg} — разность масс начальных и конечных ядер; T — температура системы).

Таким образом, дальнейшее исследование сечений образования легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами поможет дать новую информацию о механизме этого процесса.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Несмотря на многообразие каналов реакции, с которыми может быть связана эмиссия легких частиц, важную информацию о механизме их образования могут дать измерения инклюзивных энергетических спектров под разными углами. Первые эксперименты по измерению энергетических спектров α -частиц, проведенные на циклотроне ЛЯР ОИЯИ У-300 с использованием в качестве детектирующей системы телескопа из полупроводниковых $\Delta E - E$ -детекторов, показали существенное различие экспериментальных и расчетных по испарительной модели спектров [22]. На рис. 3 показаны энергетические спектры α -частиц для реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$, измеренные под разными углами. На этом же рисунке для сравнения приведен расчетный спектр испарительных α -частиц из составного ядра. Видно, что экспериментальные и расчетные спектры сильно различаются. Эти данные подтверждают ранее известный факт значительного увеличения выхода α -частиц в области малых углов в реакциях с тяжелыми ионами. Кроме того, из этих данных следует, что с относительно большой вероятностью в реакции образуются α -частицы со ско-

ростями, в несколько раз превосходящими скорость бомбардирующих ионов, причем спектр становится существенно более жестким с уменьшением угла регистрации. Таким образом, наиболее энергетические α -частицы испускаются по направлению первичного пучка ионов ($\theta = 0^\circ$). В связи с этим в экспериментах по изучению эмиссии высокоэнергетических частиц было необходимо расположить регистратор под углом 0° . Методически такая постановка опытов связана с определенными трудностями из-за большой загрузки детекторов ядрами бомбардирующего пучка.

С целью разделения продуктов реакции и пучка под передними углами необходимо в экспериментах использовать какое-либо сепарирующее устройство. В качестве такого устройства в опытах, проводимых в ЛЯР ОИЯИ, использовался магнитный спектрометр МСП-144. Спектрометр представлял собой широкодиапазонный магнитный анализатор со ступенчатыми полюсами. Энергетический диапазон продуктов реакций, которые могли быть зарегистрированы спектрометром, составлял $E_{\text{макс}}/E_{\text{мин}} = 5,2$ при энергетическом разрешении $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$. Данный спектрометр обладал хорошей линейностью фокальной плоскости по всей ее длине 1500 мм, а также линейной зависимостью дисперсии и разрешения от положения на фокальной плоскости. Телесный угол спектрометра составлял 5 мср, а угол отклонения частиц — $110,7^\circ$. В качестве регистратора частиц использовалась система из телескопов полупроводниковых $\Delta E - E$ -детекторов или позиционно-чувствительная ионизационная камера. Такая система анализа и регистрации легких частиц позволяла проводить измерение энергетических спектров α -частиц в диапазоне 25—120 МэВ. Максимальная энергия частиц, которую можно было зарегистрировать данным спектрометром, $E_{\text{макс}} = 120Z_q^2/A_q$, где Z_q и A_q — эффективный заряд и массовое число регистрируемой частицы. Использование магнитного спектрометра для регистрации легких заряженных частиц позволяло работать под передними углами с пучками высокой интенсивности (до $5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$) и, таким образом, измерять энергетические спектры частиц вплоть до энергий, для которых выход составлял $10^{-6} - 10^{-8}$ максимального.

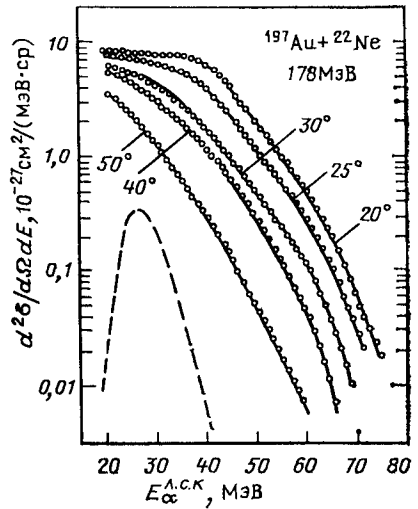


Рис. 3. Энергетические спектры α -частиц, снятые при разных углах для реакции $^{167}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$: сплошные кривые проведены через точки, пунктир — расчет по статистической модели

На рис. 4 в качестве примера представлен двухмерный спектр заряженных частиц с $A \leq 4$, измеренный одним телескопом из полупроводниковых $\Delta E - E$ -детекторов при определенном значении жесткости магнитного поля. Используемая система позволяет надежно разделить и идентифицировать различные легкие частицы. Рассмотрим теперь характерные особенности энергетических спектров, измеренных с помощью описанной выше методики.

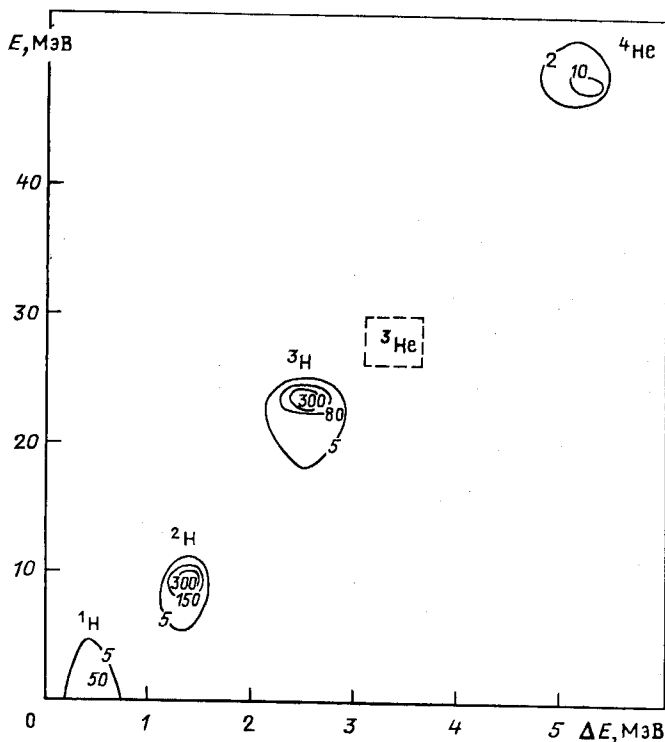


Рис. 4. Матрица $\Delta E - E$, снятая для реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ) при $\theta_{\text{л.с.к}} = (0 \pm 2)^\circ$. Телескоп полупроводниковых $\Delta E - E$ -детекторов устанавливался в фокальной плоскости магнитного спектрометра

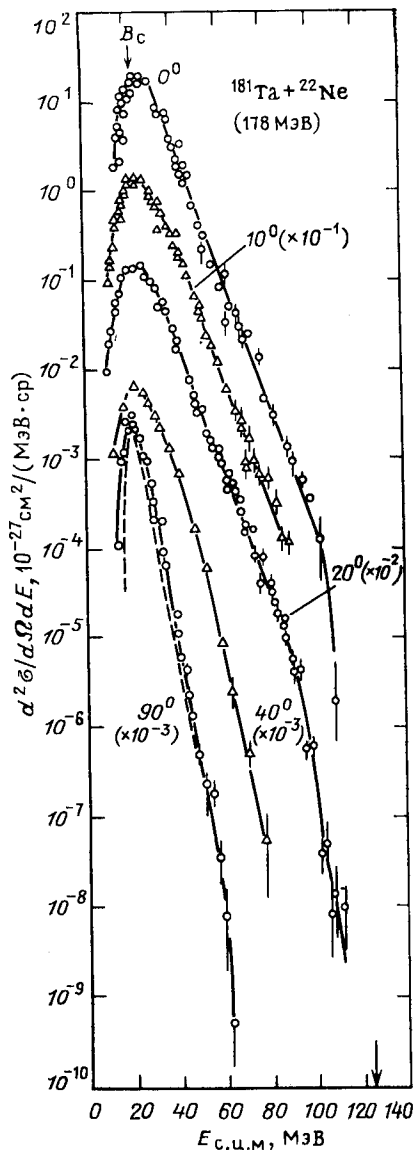
Наиболее вероятная энергия частиц. При энергиях бомбардирующих ионов меньше 10 МэВ/нуклон существенную роль во взаимодействии двух сложных ядер играет кулоновская потенциальная энергия. Она значительно уменьшает кинетическую энергию бомбардирующего ядра во входном канале, а также изменяет энергию вылетающей частицы. Практически все энергетические спектры легких заряженных частиц, измеренные под задними углами ($\theta \geq 90^\circ$), имеют максимум, совпадающий с выходным кулоновским барьером для данной частицы. Этот результат интерпретируют в рамках испа-

Рис. 5. Энергетические спектры α -частиц, измеренные под разными углами и представленные в с. ц. м.:

сплошные [кривые проведены через экспериментальные точки; пунктир — результаты расчета по испарительной модели для угла 90° . Стрелкой вверх показана энергия, соответствующая выходному кулоновскому барьеру

рительной модели составного ядра. Между тем необходимо иметь в виду, что при рассматриваемых бомбардирующих энергиях частицы, испаренные из возбужденного продукта реакции передачи, также могут иметь максимум распределения около выходного кулоновского барьера для составного ядра. Это можно показать, рассматривая кинематику продуктов в лабораторной системе координат и складывая скорость частицы со скоростью ядра-эмиттера.

Положение максимума в энергетических распределениях легких заряженных частиц, измеренных под передними углами, смещается в сторону энергии, соответствующей скорости налетающего иона (рис. 5). Наиболее вероятную энергию испускаемых в реакциях с тяжелыми ионами частиц можно оценить в рамках модели массивной передачи [18]. Используя предположение этой модели о том, что вносимый угловой момент распределяется между вылетающей частицей и ядром-остатком пропорционально их массам, можно распространить это предположение на переданный импульс [17]. Тогда вылетающие под углом θ частицы с массовым числом A_x уносят импульс, равный $P_x = P_p \cos \theta \frac{A_x}{A_p}$, где P_p — импульс налетающей



частицы после преодоления ее входного кулоновского барьера $V_K(R)$; A_p — масса налетающей частицы; A_x — масса вылетающей частицы. Если принять во внимание энергию связи частицы в налетающей

тающем ионе E_s , а также энергию диссипации, являющуюся подгоночным параметром модели и учитывающую возможность нагрева ядра мишени E_D , то можно получить выражение для наиболее вероятной энергии вылетающей частицы:

$$E_x = E_K(R) + (E_p - V_K(R) - E_s - E_D) \frac{A_x}{A_p} \cos^2 \theta - E_R, \quad (1)$$

где $E_K(R)$ — выходная кулоновская энергия частицы; E_p — энергия налетающей частицы в с.ц.м.; E_R — энергия отдачи.

Расчитанные таким образом наиболее вероятные энергии вылетающей частицы совпадают с экспериментальными для разных частиц независимо от угла наблюдения [17]. Из уравнения (1) следует, что при больших энергиях налетающего иона максимум энергетического распределения будет приближаться к энергии, соответствующей скорости налетающего иона, а при малых E_p наиболее вероятная энергия будет в основном определяться кулоновским членом $E_K(R)$. Здесь необходимо заметить, что модель массивной передачи с хорошей точностью предсказывает также сечение образования легких частиц в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами с $A_p \leq 20$ [17, 23].

Наклоны энергетических спектров. Все энергетические спектры легких заряженных частиц имеют экспоненциальный спад в сторону больших энергий. Наклон экспоненты сильно зависит от энергетике реакции и от ее механизма [24]. Поэтому из наклонов спектров можно извлекать важную информацию о характере процесса взаимодействия двух сложных ядер.

В случае испарения частиц из компаунд-ядра, для которого предполагается равномерное распределение энергии между нуклонами, обычно для описания спектров используют термодинамический подход. В соответствии с этим подходом энергетическое распределение эмитированных частиц можно записать в виде

$$N_x = N_0 E_x \sigma_c(E_x) \exp(-E_x/T), \quad (2)$$

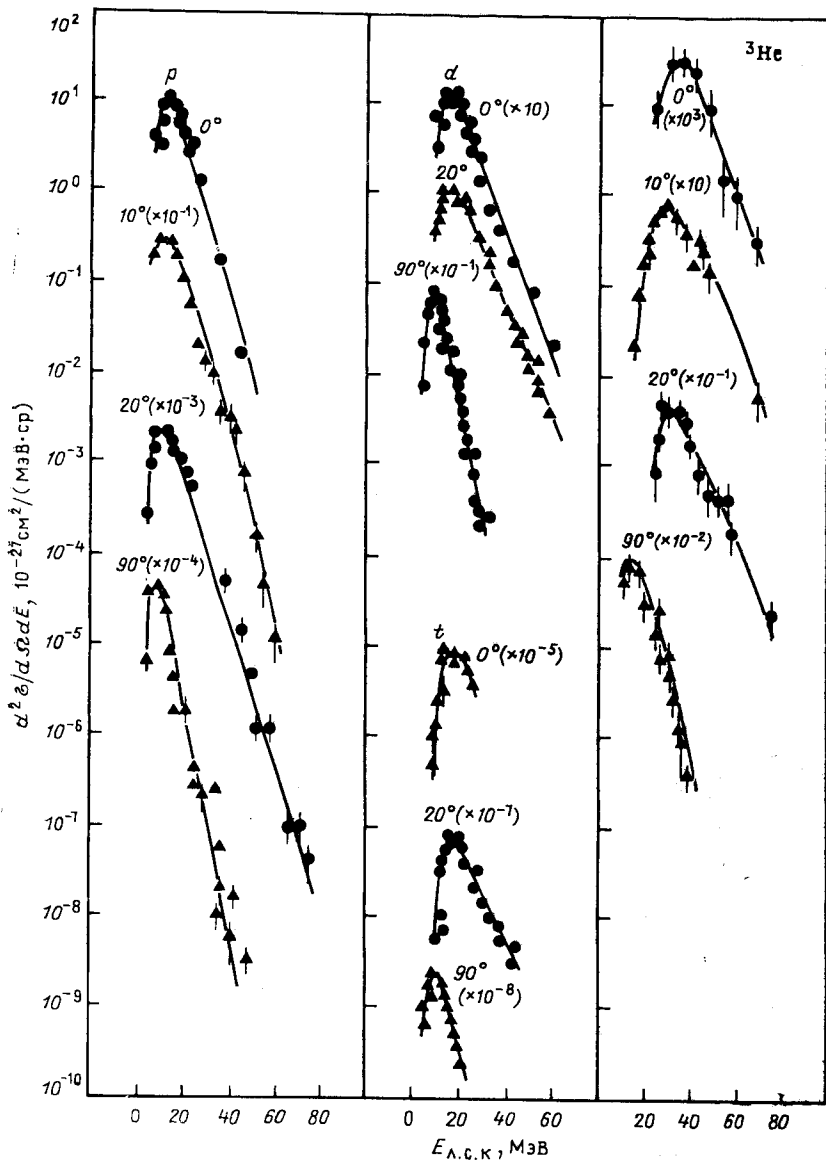
где N_0 — постоянный коэффициент; E_x — энергия испущенной частицы; $\sigma_c(E_x)$ — сечение поглощения частицы.

В реакциях с тяжелыми ионами энергетические спектры легких частиц (n , p , α), наблюдающиеся под задними углами или при низких бомбардирующих энергиях, хорошо описываются формулой (2). В этом случае параметр T тесно связан с энергией возбуждения

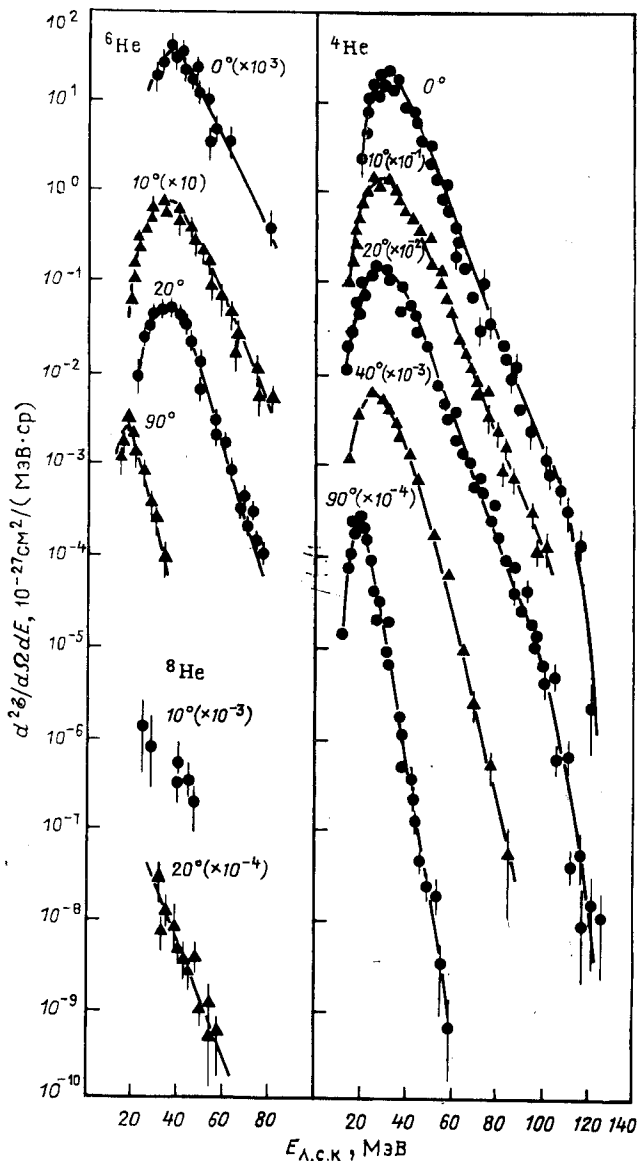
составного ядра (E^*) соотношением: $T = (E^*/a)^{\frac{1}{2}}$, где a — параметр плотности уровней. Не придавая параметру T смысла температуры и считая его неким подгоночным параметром, характеризующим наклон энергетического спектра, можно найти его значение для любого спектра, используя уравнение (2). В табл. 3 представлены полученные в [2] значения параметра T для различных реакций, сопровождающихся эмиссией различных частиц. Как видно из таблицы, для данного элемента эффективная температура увеличивается

с ростом массы мишени и массы испускаемой частицы (исключение составляют ядра ${}^8\text{He}$).

Энергетический спектр легких частиц становится более жестким с уменьшением угла их вылета. На рис. 6 представлены энергетические спектры ядер с $Z = 1 \div 4$, измеренные в [3] с помощью магнит-



ного спектрографа под разными углами. Сравнение экспериментальных энергетических спектров легких частиц с расчетными по испарительной модели показывает, что во всех спектрах, измеренных под передними углами, наблюдается значительный вклад предравновесной компоненты независимо от энергии бомбардирующих ионов



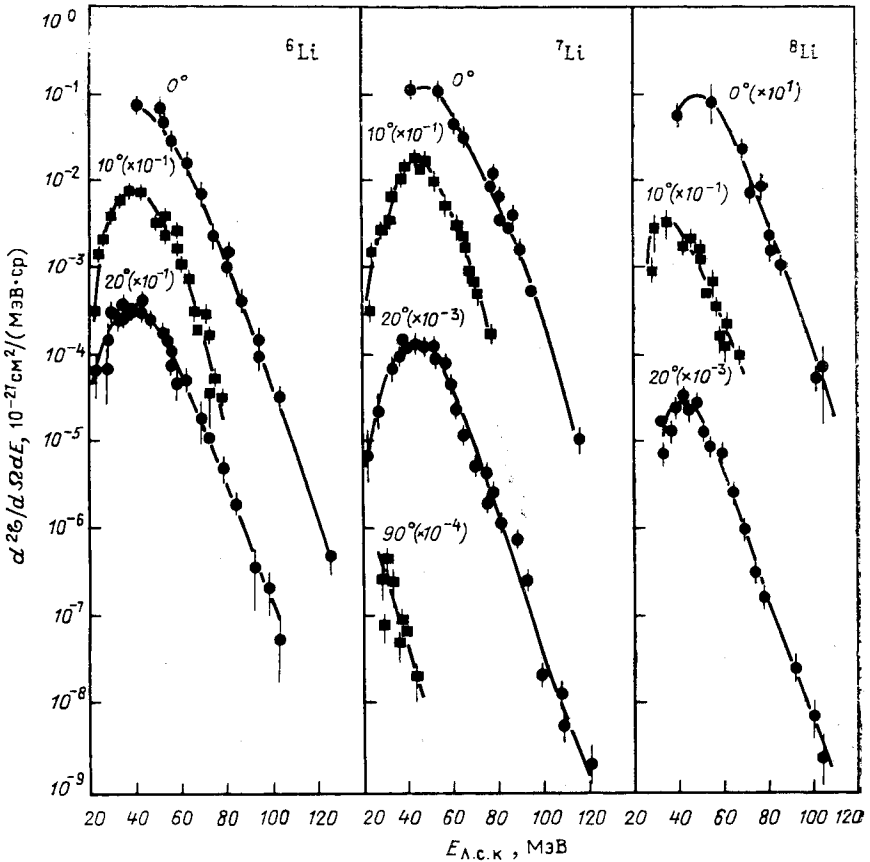
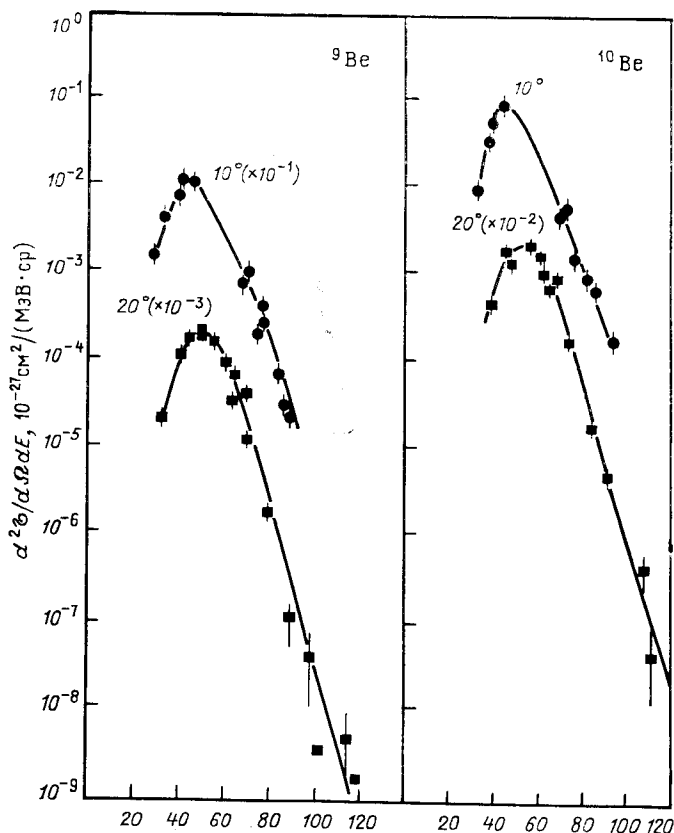


Рис. 6. Энергетические спектры изотопов лития и бериллия, измеренные в реакциях

вплоть до углов 90° . Как было показано в [3], под углами больше 40° частицы с $Z > 3$ в пределах чувствительности эксперимента [10^{-33} см²/(МэВ·ср)] не наблюдались. Это свидетельствует о том, что в реакции эти ядра образуются только в прямом процессе.

В [25] была получена гладкая зависимость параметра T от угла при описании энергетических спектров α -частиц, образуемых в реакциях с ионами ^{14}N под разными углами. При этом в передних углах так называемая экспериментальная «температура» намного превысила равновесную температуру. Лишь для углов выше 170° эти две величины совпали. Авторы пришли к выводу, что такое поведение температуры можно объяснить, если предположить существование эволюции энергии возбуждения от начальной фазы, когда возбуж-



ции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ ($E_p = 178$ МэВ) под разными углами. Кривые проведены через тальные точки

дено небольшое количество нуклонов, локализованных на поверхности ядра, до конечной, когда возбуждение распространяется на большое количество нуклонов, что приводит к уменьшению температуры. Такого рода объяснение механизма реакции предложили Вейнер и Вестром [26], которые впервые ввели понятие «горячего пятна». Этот подход в последнее время интенсивно развивался в [27–29].

Преобразовав уравнение (2) для подвижной системы, Авес и др. [30–32] достигли удовлетворительного согласия расчетных и экспериментальных спектров p , d , t и α , полученных при взаимодействии ускоренных ионов ^{16}O (310 МэВ) с тяжелыми ядрами. Авторы работ [32] наблюдали линейное увеличение температуры T с увеличением

скорости снаряда. Этот факт они объяснили в рамках модели ферми-газа. Записав в этом случае температуру как

$$T = (2m_0 v_p^2 \epsilon_F / \pi^2)^{1/2} \quad (3)$$

(m_0 — масса нуклона; v_p — относительная скорость налетающего иона; ϵ_F — энергия Ферми), они получили значения T , близкие к измеренным.

Информацию об источнике частиц можно получить из скоростной диаграммы, преобразуя экспериментально измеренные сечения

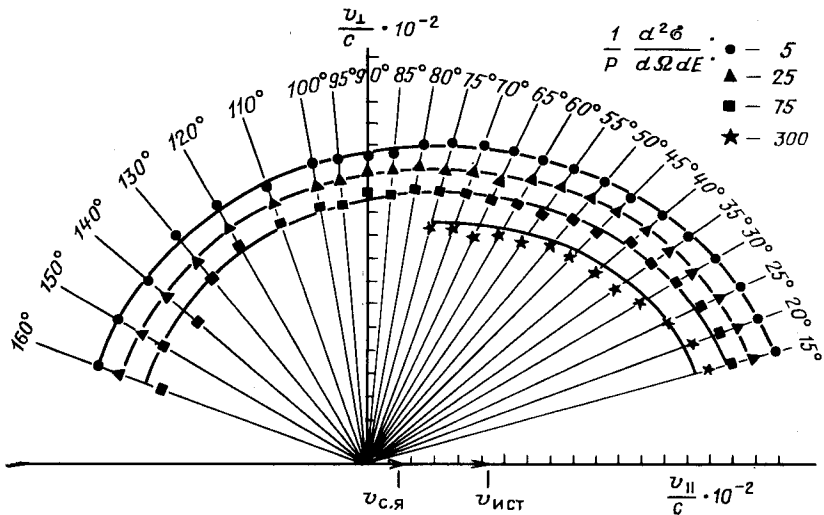


Рис. 7. Диаграмма лоренц-инвариантного сечения для α -частиц из реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$:

Кривые проведены через точки с одинаковыми значениями $\frac{1}{P} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$. Стрелками указаны скорости составного ядра и скорости источника, дающего вклад в испускание α -частиц под передними углами; v_{\parallel} и v_{\perp} — продольная и поперечная составляющие скорости α -частиц

($d^2\sigma/dE d\Omega$)_{л.с.н} к лоренц-инвариантному виду ($d^2\sigma/P dE d\Omega$), где $P = \sqrt{2mE}$. На рис. 7 представлена диаграмма инвариантного сечения для α -частиц, образующихся в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$, полученная в [3]. Для наглядности эти сечения представлены в зависимости от скорости v_{\parallel} и v_{\perp} . Анализ данных, проведенный с помощью этой диаграммы, показал, что могут существовать два источника частиц. Скорость одного источника совпадает со скоростью ц.м. ($v_{\text{с.я}} = 0,0143$ с), она связана с эмиссией частиц под задними углами. Из распределения частиц в передней полусфере можно определить скорость другого источника $v_{\text{ист}} = 0,053$ с. Это значение близко к половинной скорости налетающей частицы после преодоления ею

кулоновского отталкивания ($v_0 \sim 0,089 c$). Таким образом, используя довольно простой кинематический анализ полученных данных, можно показать, что в принципе при взаимодействии двух сложных ядер с энергией около 10 МэВ/нуклон может существовать несколько источников частиц.

Используя понятие температуры источника, можно получить и другие характеристики процесса эмиссии легких частиц. Так, используя зависимость параметра T от угла вылета частиц, можно оценить время поворота системы до испускания частицы. В [3], предполагая изменение температуры как функцию времени [33] $\Delta T = \Delta T_i \exp(\Delta t/\tau)$ (Δt — отрезок времени и τ — постоянная величина), была сделана оценка скорости движения нагретого пятна при бомбардировке ионами ^{22}Ne (178 МэВ) ядер ^{181}Ta , которая для этого случая составила около 10^{-21} рад/с, и среднего значения угла поворота системы, который составил 40° . Используя предположение о периферийном соударении и твердотельном моменте инерции, получили время жизни нагретого пятна $7 \cdot 10^{-22}$ с.

Между тем все рассуждения, касающиеся интерпретации наклона энергетического спектра и ее связи с температурой такого источника, теряют смысл, если спектр имеет несколько составляющих с близкими интенсивностями. Такая возможность была показана при измерении спектра α -частиц с одновременным выделением канала xn -реакции путем совпадения с γ -квантами в реакции $^{116}\text{Sn}(^{16}\text{O}, \alpha xn)$ (125 МэВ). В спектре α -частиц наблюдалось два максимума — один с энергией, близкой к выходному кулоновскому барьеру для α -частицы, другой при энергии, соответствующей скорости пучка, причем интенсивности этих составляющих в значительной степени зависят от канала реакций [15]. Существует еще ряд факторов, указывающих на возможность ошибочной интерпретации наклона спектра как температуры ядра. В [34] измерялись энергетические спектры нейтронов в совпадении с ядрами — продуктами реакций передачи. Инклюзивные спектры нейтронов значительно отличались от расчетных по статистической модели испарения из составного ядра. Однако в работе была доказана испарительная природа этих нейтронов, эмитированных из движущихся нагретых продуктов реакций передачи. Выделив в энергетических спектрах составляющие, связанные соответственно с легкими и тяжелыми продуктами, авторы работы показали, что соответствующие спектры в своих системах покоя имеют наклоны, совпадающие с равновесной температурой (2—3 МэВ). Аналогичный результат для протонов и α -частиц был получен в [35] при взаимодействии ионов ^{40}Ar (280 МэВ) с ядрами ^{58}Ni .

Существует и другой подход к интерпретации наклонов спектров. Так, в [36] была предложена модель, в которой предполагалась фрагментация бомбардирующего иона при энергиях несколько мегаэлектрон-вольт в поле ядра-мишени. В соответствии с этой моделью угловое и энергетическое распределение частиц определяется импульсом налетающего иона P_p , а также средним внутренним импульсом

нуклона на уровне Ферми P_F с помощью выражения, определяемого $\exp \left[- \left(P_F - \frac{m_f}{m_p} P_p \right)^2 / \sigma^2 \right]$, где m_f — масса фрагмента, m_p — масса бомбардирующего ядра и $\sigma^2 = \frac{P_F^2}{5} \frac{m_f (m_p - m_f)}{m_p - 1}$. Несмотря на то, что

такой импульсный подход к интерпретации инклюзивных спектров дает хорошее согласие с экспериментальными данными лишь при высоких энергиях, Ли и Ву [37] использовали его в области низких

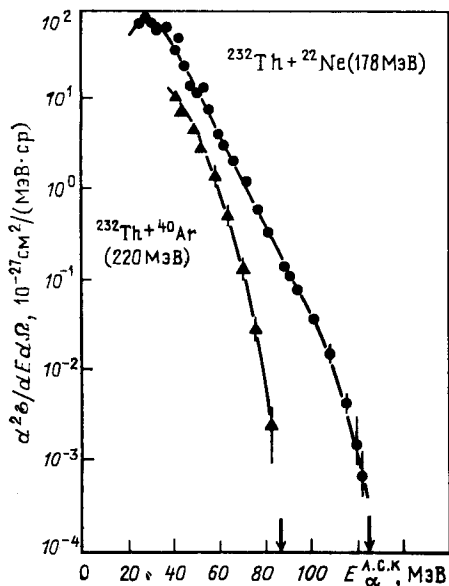


Рис. 8. Энергетические спектры α -частиц, измеренные под 0° из реакций $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ (220 МэВ) и $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ):

стрелками указаны максимально возможные энергии α -частиц, рассчитанные для двухтельной кинематики

ного спектрометра и интенсивных пучков тяжелых ионов (до $1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$) позволило авторам работ [2, 3, 24] достичь рекордной для таких экспериментов чувствительности [порядка $10^{-33} \text{ см}^2 / (\text{МэВ} \cdot \text{ср})$] и исследовать закономерности образования высокоэнергетических частиц и ядер с максимально возможной для данной реакции энергией. Как видно из рис. 7, взятого из [24], α -частицы, эмитированные в реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ ($E_p = 220 \text{ МэВ}$), действительно достигают предела, определяемого законами сохранения энергии и импульса. Стрелкой на рис. 8 представлен так называемый кинематический предел, рассчитанный в предположении

энергий. В таком подходе наклон энергетического спектра не имеет смысла температуры, а определяет лишь доступное фазовое пространство. Между тем в [38] сделана попытка формально связать величину σ с температурой и получена следующая зависимость $\sigma_0^2 = mT(A-1)/A$, где m — масса нуклона, A — масса системы.

Максимальная энергия легких частиц. Экспоненциальный спад энергетического спектра, описываемого выражением (2), должен доходить до некоего предела, определяемого энергетикой реакции. Исследование энергетических спектров легких заряженных частиц вблизи граничных энергий под передними углами является сложной методической задачей в связи с необходимостью выделить процесс, протекающий с сечением $\leq 10^{-34} \text{ см}^2$, на фоне продуктов реакций, образующихся с сечением на 6–7 порядков выше. Использование магнитного

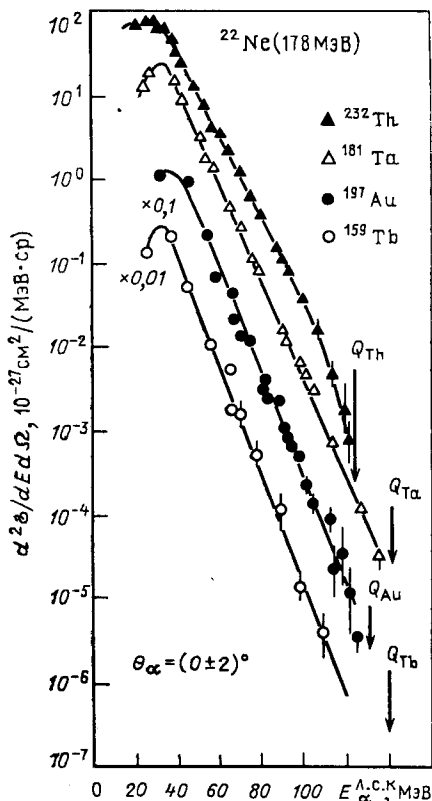
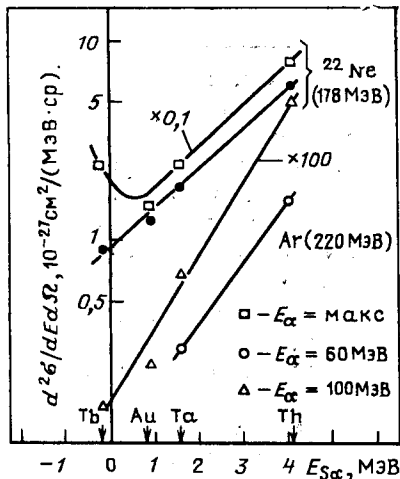


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для реакций с ионами ^{22}Ne (178 МэВ) на разных мишенях

Рис. 10. Дифференциальное сечение для α -частиц разных энергий в зависимости от энергии связи α -частицы в ядре-мишени для реакций с ионами ^{22}Ne и ^{40}Ar



о существовании двух ядер в выходном канале из энергетического баланса реакции

$$E_{\text{макс}}^{\text{с. п. м}} = E_p^{\text{с. п. м}} - Q_{\text{gg}} - E_R \quad (4)$$

($E_p^{\text{с. п. м}}$ — энергия бомбардирующих ионов в с.п. м.; E_R — энергия отдачи; Q_{gg} определяется разностью масс начальных и конечных продуктов). Из полученных экспериментальных данных по максимальным энергиям α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами [24] следует, что эта энергия лишь на несколько мегаэлектрон-вольт ниже максимально возможной энергии ($E_{\text{макс}}$), которую может унести ядро ^4He . Подобная ситуация может возникнуть лишь в случае, когда налетающий ион передает почти весь импульс налетающей частице, а оставшаяся масса поглощается ядром-мишенью. Расчет показывает, что образование любого третьего продукта в выходном канале реакции приведет к значительному уменьшению максимально возможной для данной реакции энергии вылетающей частицы. В табл. 4 приведены результаты расчетов максимально возможной энергии α -частиц, образующихся в различных каналах реакции

Таблица 4. Расчетные значения Q_{gg} реакции, энергии кулоновского отталкивания ядер $V_{K, 2-3}$ и максимальной энергии α -частиц в системах с.ц.м. $E_{\alpha \text{ макс}}^{\text{с.ц.м}}$ и л.с.к. $E_{\alpha \text{ макс}}^{\text{л.с.к}}$ для различных выходных каналов реакции

Реакция	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Q_{gg}	-31,0	-9,7	1,5	94,7	141,0	—
$V_{K, 2-3}$	—	70,5	84,3	168,8	179,5	—
$E_{\alpha \text{ макс}}^{\text{с.ц.м}}$	125,2	76,9	74,4	82,9	88,4	—
$E_{\alpha \text{ макс}}^{\text{л.с.к}}$	139,3	88,1	85,4	94,5	100,4	~ 60

$^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ [2]: в двухтелном процессе, когда в выходном канале реакции имеются ядра ^4He и ^{199}Tl (1); при развале бомбардирующего ядра ^{22}Ne на α -частицу и ^{18}O — (2); выбивании α -частицы из ядрамишени — (3); симметричном и асимметричном делениях составного ядра ^{203}Bi с одновременным испусканием α -частицы — (4), (5); испускании α -частицы из одного из осколков деления составного ядра — (6). Как видно из таблицы, в трехтелных процессах, несмотря на меньшую во многих случаях энергию Q_{gg} из-за энергии кулоновского отталкивания ядер ($V_{K, 2-3}$), максимальная энергия третьей частицы значительно уменьшается. Таким образом, образование α -частиц с энергией $E_{\alpha} > 100$ МэВ в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ возможно только в двухтелном процессе. Такой же вывод следует и для эмиссии других высокоэнергетических заряженных частиц. Рассчитанные в предположении о двухтелном процессе значения максимальной возможной энергии (рис. 8, 9) хорошо согласуются с граничными значениями энергетических спектров для многих исследованных реакций. Корреляционные опыты, результаты которых будут приведены ниже, подтверждают этот важный вывод.

Сечение вылета α -частиц с предельной энергией сильно зависит от комбинации сталкивающихся ядер. На рис. 8 приведены спектры α -частиц, образующихся при облучении ториевой мишени ионами ^{22}Ne и ^{40}Ar . Несмотря на то что сечение вылета α -частиц в случае ионов ^{40}Ar ниже, чем в реакции с ионами ^{22}Ne , сечение, при котором достигается кинематический предел ($E_{\alpha}^{\text{макс}}$), в несколько раз выше в случае ^{40}Ar . Этот факт может иметь решающее значение при использовании таких процессов для получения тяжелых ядер в основном состоянии (см. разд. 7). Анализ абсолютных сечений образования α -частиц, полученных в реакции с различными мишенями, позволил найти корреляцию между сечением испускания α -частиц с энергией $E_{\alpha} \geq 60$ МэВ и энергией связи α -частиц в ядре-мишени [24]. Такая зависимость представлена на рис. 10, где по горизонтальной оси отложено энерговыделение при испускании α -частицы ядрами-мишенями ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th , а по вертикальной — сечение вылета

α -частиц с энергией, соответствующей 60, 100 МэВ и максимуму энергетического спектра. Выход α -частиц растет с ростом энерговыделения при отрыве ее от ядра-мишени. Наиболее резко эта корреляция проявляется для более высокоэнергетических α -частиц.

С ростом энергии бомбардирующего иона согласно уравнению (4) увеличивается значение кинематического предела для эмитированных частиц и увеличивается разница между кинематическим пределом

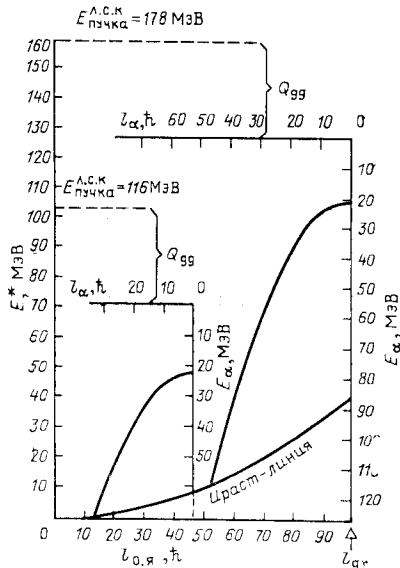
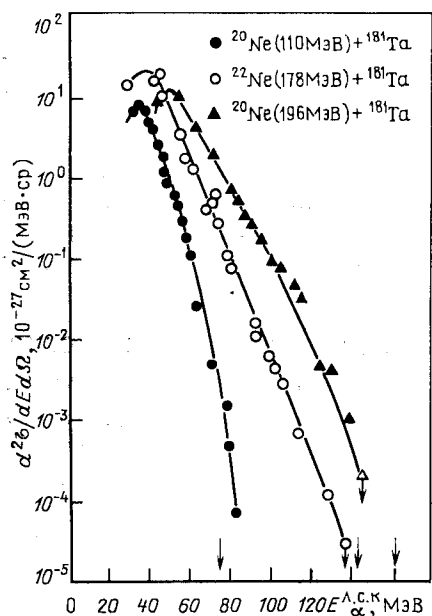


Рис. 11. То же, что на рис. 8, для указанных реакций

Рис. 12. Зависимость углового момента остаточного ядра от энергии вылетающей α -частицы в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ при двух энергиях неона — 116 и 178 МэВ. E^* — энергия возбуждения остаточного ядра, а l_α — угловой момент, уносимый α -частицей

и экспериментально измеренной граничной энергией в спектре частиц (рис. 11). В [2] дается качественное объяснение поведения спектров вблизи максимально возможных для данной реакции энергий. На рис. 12 представлена зависимость между энергией вылетающей в реакции $(^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow \alpha + ^{199}\text{Tl})$ α -частицы и угловым моментом остаточного ядра. Ирраст-линия для ядра ^{199}Tl определяет минимальную энергию возбуждения в зависимости от углового момента ядра. Угловой момент остаточного ядра рассчитывался по формуле:

$$l_\alpha^2 = R [\mu (E_\alpha - V_\alpha)] \quad (5)$$

в предположении, что эмиссия наиболее энергичных α -частиц имеет место при краевых соударениях и происходит из точки соприкосновения налетающего иона с ядром-мишенью на радиусе R . В этом выражении V_α — выходной кулоновский барьер α -частицы и μ — ее приведенная масса. Граничная энергия α -спектра в этом случае определяется точкой пересечения кривой, определяемой уравнением (5), и праст-линии. Такое представление механизма эмиссии высокоэнергетических частиц дало хорошее согласие с экспериментальными данными. Так, для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии иона 178 МэВ расчетное значение кинематического предела составляет 125 МэВ, а экспериментально измеренная граничная энергия спектра — 115 МэВ, что совпадает с расчетным значением (рис. 12). В [39] были проведены расчеты с использованием модели прямых взаимодействий, которые подтвердили рассмотренную выше интерпретацию поведения спектров в высокоэнергетической части. Между тем возможно и другое объяснение поведения энергетических спектров, которое было сделано непосредственно из прямых измерений угловых моментов ядер, образующихся после вылета высокоэнергетических частиц, и рассматривается ниже.

3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

На рис. 13 представлено угловое распределение α -частиц, наблюдаемых при столкновении ^{22}Ne (178 МэВ) с ядрами ^{181}Ta . Форма этого распределения является характерной для угловых распределений

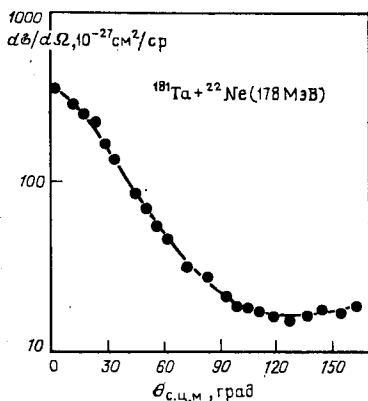


Рис. 13. Угловое распределение α -частиц из реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ)

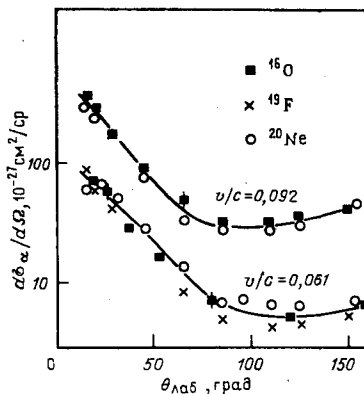


Рис. 14. Угловые распределения α -частиц при двух значениях скоростей ионов ^{16}O , ^{19}F , ^{20}Ne (из работы [15])

легких продуктов реакций с тяжелыми ионами. Кривая имеет резкий подъем в области малых углов и более плавную форму при больших углах, начиная с 90° . Форма угловых распределений, как было

показано в [15], не зависит от комбинации сталкивающихся ядер. Измеренные авторами [15] угловые распределения α -частиц для двух реакций ($^{146}\text{Sm} + ^{16}\text{O}$ и $^{154}\text{Sm} + ^{16}\text{O}$) при одной и той же энергии ионов ^{16}O оказались одинаковыми. Между тем угловые распределения легких заряженных частиц сильно зависят от энергии бомбардирующих ионов. Это видно из рис. 14, где представлены угловые

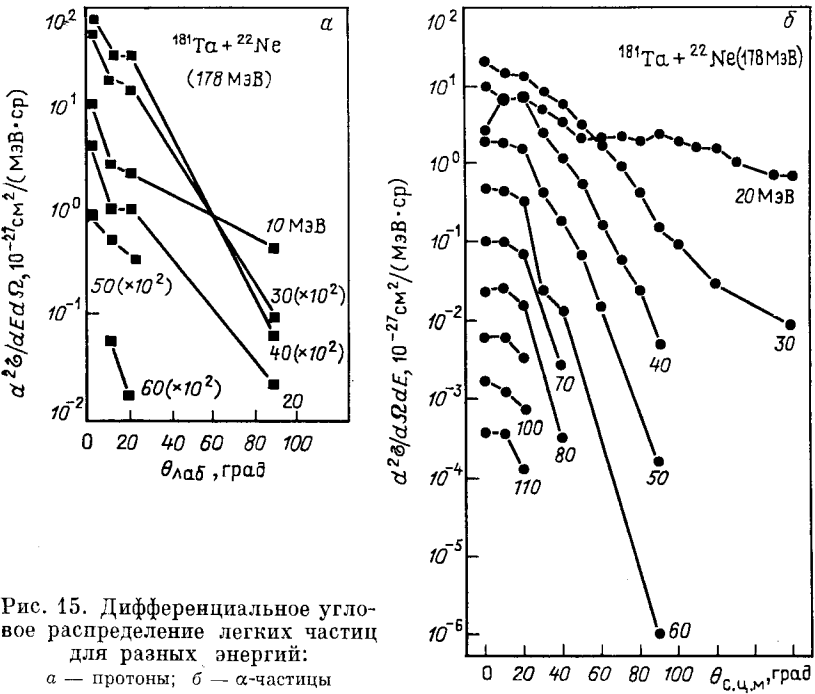


Рис. 15. Дифференциальное угловое распределение легких частиц для разных энергий: а — протоны; б — α -частицы

распределения α -частиц при двух значениях скоростей ионов ^{16}O , ^{19}F и ^{20}Ne . При малых значениях скоростей бомбардирующих ионов, когда они соответствуют энергии вблизи кулоновского барьера, угловые распределения легких заряженных частиц становятся симметричными относительно 90° . Это было убедительно показано в [40], где изучались угловые распределения α -частиц в реакции $^{77}\text{Se} + ^{40}\text{Ar}$ и их симметричная форма объяснялась отсутствием в энергетических спектрах α -частиц высокоэнергетической компоненты. На рис. 15 представлены угловые дифференциальные распределения α -частиц и протонов, полученные в [3]. Видно, что угловые распределения для разных участков энергетических спектров ведут себя по-разному — для высокоэнергетических α -частиц и протонов их угловые распределения имеют резкую направленность вперед, тогда как мягкая часть спектра мало меняется с углом. Таким образом, угловые распределения легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами

дают информацию о составляющих спектра этих частиц. В [41] предложена аналитическая формула для описания как несимметричной части угловых распределений $W_{ac}(\theta) = A \exp(-b\theta - c\theta^2)$, так и симметричной части $W_{сим} = B + C \cos^2 \theta$. Более сложное выражение для углового распределения легких заряженных частиц получено в [42]: $W(\theta_{с.п.м}) = W_0 \exp\left[\frac{\beta_2}{2} \sin^2 \theta_{с.п.м}\right] I_0 \times \left[\left(\frac{\beta_2}{2}\right) \sin^2 \theta_{с.п.м}\right]$. В этих выражениях A , B , C , W_0 и β_2 — параметры подгонки к эксперименту и I_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Как было показано в [43], полученный таким образом параметр β_2 позволяет определить угловой момент остаточного ядра.

Большой интерес представляет информация об интенсивностях предравновесной и равновесной составляющих энергетического спектра легких частиц в зависимости от различных характеристик реакции, в том числе от скорости v/c налетающих ионов. На рис. 7 представлена зависимость этих двух составляющих от v/c . Как это видно из рисунка, вклад предравновесной составляющей начинается только выше некоторого порогового значения v/c .

Совместный анализ угловых и энергетических распределений легких частиц с использованием переменных инвариантных относительно преобразования Лоренца, как это уже отмечалось в разд. 2, позволяет также разделить составляющие спектров частиц и определить их источники. Метод инвариантной трансформации сечений оказывается особенно удобным для интерпретации корреляционных измерений, что будет показано в разд. 6.

4. ЭМИССИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

С точки зрения интерпретации механизма вылета высокоэнергетических частиц большой интерес представляет исследование эмиссии нейтронов при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами. Нейтрально заряженные частицы, не подвергаясь влиянию кулоновских полей, являются как бы «индикаторами» температуры испускающих их ядер, что особенно важно при рассмотрении теоретических моделей, описывающих процесс эмиссии высокоэнергетических частиц, основанных на предположении о наличии в зоне взаимодействия двух ядер источника этих частиц.

К сожалению, экспериментальных данных об эмиссии высокоэнергетических нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами немного, что объясняется методическими трудностями проведения подобных экспериментов, основывающихся в основном на использовании времяпролетной техники.

Одной из первых работ, где была обнаружена в энергетическом спектре нейтронов компонента, соответствующая высокоэнергетическим нейтронам, является работа Сарантиса и др. [44], в которой

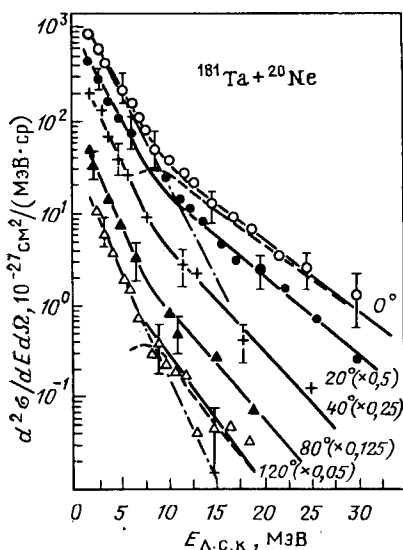
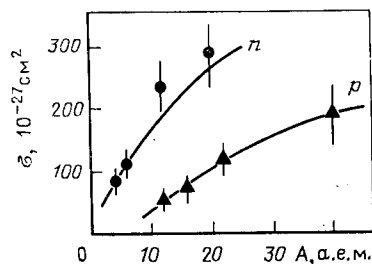


Рис. 16. Энергетические спектры нейтронов из реакции $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne}$ [56] при разных углах. Для углов $0-120^\circ$ разделяются равновесные и неравновесные компоненты

Рис. 17. Зависимость сечения образования n и p от массы бомбардирующего иона [56]



нейтронные спектры измерялись при взаимодействии относительно легких ионов ^{12}C с мишенью ^{158}Gd . Надо заметить, что выполненные примерно в это же время экспериментальные исследования нейтронных спектров в реакциях с более тяжелыми ионами ^{20}Ne , ^{56}Fe , ^{63}Cu , ^{86}Kr , ^{132}Xe [34, 45, 48, 49, 109] не обнаружили высокоэнергетических нейтронов. В этих работах угловые и энергетические распределения нейтронов удалось описать, предполагая их равновесное испускание из ускоренных в кулоновском поле фрагментов.

Однако недавно в реакциях с ускоренными ионами неона эмиссия высокоэнергетических нейтронов сначала была обнаружена в [50] в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne}$, а затем в реакциях $^{150}\text{Nd} + ^{20}\text{Ne}$ [51] и $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ [52]. В [33, 53, 54], где в качестве бомбардирующих ионов использовались ионы кислорода и лития, была также обнаружена эмиссия таких нейтронов.

Таким образом, в большинстве работ, выполненных с использованием ускоренных тяжелых ионов с массой $A_p \geq 56$ и энергией 7–10 МэВ/нуклон, не было обнаружено эмиссии высокоэнергетических нейтронов, в то время как для ионов с $A_p \leq 20$ она экспериментально наблюдалась. Можно предположить, что этот эффект можно объяснить превышением энергии над кулоновским барьером реакции ($\epsilon = (E_p - V_K)/A_p$), которая в случае тяжелых ионов с массой $A_p \geq 56$ составляла 1–4 МэВ/нуклон, а в случае более легких ионов — 5–8 МэВ/нуклон. Так, в [55], где изучалась реакция $^{160}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$ [$(E - V_K)/A_p = 7,5$ МэВ/нуклон], наблюдалось испускание высокоэнергетических нейтронов. Все это свидетельствует о необходимости накопления экспериментальной информации с целью

выяснения вероятности протекания этого процесса, в том числе и информации, полученной в корреляционных экспериментах.

В [56] было проведено детальное исследование энергетических спектров нейтронов в реакциях $^{181}\text{Ta} + ^{12}\text{C}$ и $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne}$ при энергии ионов около 9 МэВ/нуклон. Эти же реакции были хорошо изучены с точки зрения эмиссии высокоэнергетических частиц, в том числе и протонов [2, 3, 24]. На рис. 16 представлены энергетические спектры нейтронов, измеренные в [56] под углами от 0 до 120° в л.с.к. для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne}$. Из формы спектра можно сделать вывод

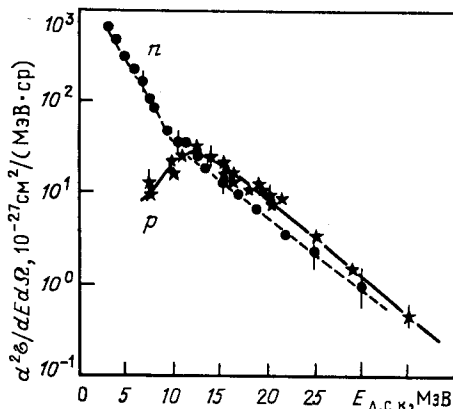


Рис. 18. Энергетические спектры нейтронов и протонов, измеренные под углом 0° в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne}$

о наличии двух нейтронных компонент, характеризующихся существенно разными наклонами. Если связать наклон спектра с температурой, то первую компоненту, имеющую меньшую температуру, можно связать с равновесной эмиссией нейтронов, в то время как вторую компоненту — с неравновесной. С увеличением угла температура неравновесной части спектра и ее интенсивность так же, как и в случае высокоэнергетических заряженных частиц [2, 3], падают. Однако даже для угла 170° температура неравновесной части отличается от равновесного значения ($T = 1,7$ МэВ).

Сравнение угловых распределений нейтронов для разных участков энергетического спектра, проведенное в [56], показало, что угловые распределения нейтронов с энергиями выше 10—15 МэВ имеют резкую направленность вперед, в то время как анизотропия угловых распределений нейтронов меньших энергий мала. Это еще раз свидетельствует о том, что нейтроны с энергиями более 10 МэВ испускаются в основном не в статистических процессах.

Полученные значения полного сечения эмиссии высокоэнергетических нейтронов для разных реакций, но при одном значении $[(E - V_R)/M]$ указывают на возможную зависимость сечения от массы бомбардирующего иона вплоть до $A_p = 40$. На рис. 17 представлена такая зависимость для нейтронов и протонов. Видно, что с увеличением массы налетающего иона сечение образования неравновесных нейтронов и протонов растет для рассмотренных реакций. К сожалению ввиду недостатка информации продолжить эту зависимость в области более тяжелых масс ионов не представляется возможным. Из представленных на рис. 17 данных видно, что вероятность неравновесной эмиссии нейтронов больше, чем протонов, хотя

ход зависимости сечения от массы ионов подобен. Сравнение выходов жестких компонент в спектрах протонов и нейтронов под разными углами показало, что под углом 0° энергетические спектры протонов и нейтронов близки (рис. 18) [56]. Для углов больше 0° энергетические спектры протонов и нейтронов заметно отличаются. Угловые распределения протонов более анизотропны, чем угловые распределения нейтронов, что может объясняться влиянием кулоновского поля системы.

Таким образом, характеристики неравновесных нейтронов, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, во многом повторяют характеристики высокоэнергетических протонов (см. разд. 2), что может свидетельствовать об одинаковом механизме их образования в реакциях с тяжелыми ионами, которые будут рассмотрены ниже.

5. УГЛОВЫЕ МОМЕНТЫ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ С ВЫЛЕТОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Образование легких заряженных частиц может быть связано со многими каналами реакции, которые характеризуются различными прицельными параметрами взаимодействия или входным угловым моментом ($l^{вх}$). Между тем непосредственно в экспериментах определяются угловые моменты ядер I , значения которых, в свою очередь, могут также давать информацию о механизме реакции. Значение $l^{вх} \ll l_{кр}$ или малые значения спина остаточного ядра I ($l_{кр}$ — критический угловой момент образования составного ядра) соответствуют центральным соударениям. Значения $l^{вх} < l_{кр}$ или широкое распределение по I в остаточных ядрах указывают на испарительный характер процесса эмиссии заряженных частиц [57]. Значение $l^{вх} \sim \sim l_{кр}$ и узкое распределение значений I может соответствовать развалу налетающего иона с последующим захватом ядром-мишенью части ядра иона [23]. Однако трехтельный процесс с развалом налетающего ядра в поле ядра-мишени не приводит к заселению спинов в ядре-мишени [58] ($I = 0$). Таким образом, изучение заселений спинов остаточных ядер и оценка $l^{вх}$ в канале эмиссии быстрых заряженных частиц (в зависимости от энергии и сорта частицы, энергии и сорта бомбардирующего иона) дают информацию о характере взаимодействия сталкивающихся ядер.

Связь между измеряемыми в эксперименте спинами остаточных ядер и входными угловыми моментами реакции. После вылета заряженной частицы остаточное ядро, характеризующееся некоторым значением энергии возбуждения $E_{о.я}^*$ и углового момента $l_{о.я}$, распадается по тем же законам, что и составное ядро, т. е. девозбуждение остаточного ядра идет в основном по каналам испарения нейтронов или вторичных заряженных частиц и каналу деления.

Процесс девозбуждения остаточного ядра схематически представлен на рис. 19. Каждый i -нейтрон из общего числа x испаренных нейтронов уносит в среднем энергию $\Delta E_n^i = B_n^i + 2T_{о.я}$, где B_n^i —

энергия связи i -го нейтрона в остаточном ядре; $T_{o.я}$ — ядерная температура остаточного ядра; каждый нейтрон при этом уносит в среднем угловой момент Δl_n , значение которого можно оценить расчетным образом, например, используя данные [59]. После испарения x нейтронов энергия возбуждения остаточного ядра уменьшается на $E_{xn}^* = \sum_{i=0}^x (B_n^i + 2T)$ и угловой момент на $x\Delta l_n$. Когда энергия возбуждения остаточного ядра становится близкой B_n^{i+1} или меньше, процесс девозбуждения продолжается путем эмиссии

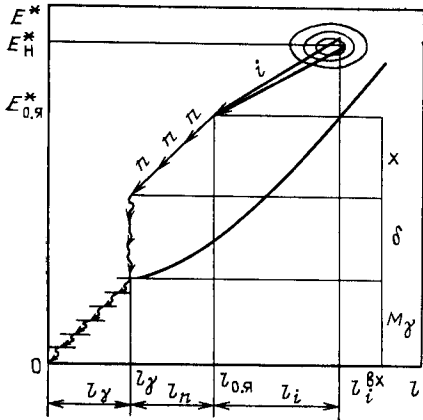


Рис. 19. Схематическое представление процесса эмиссии заряженной частицы из составной системы с последующим девозбуждением остаточного ядра

статистических γ -квантов, которые уменьшают энергию возбуждения, но не уносят угловой момент. В результате эмиссии каскада статистических γ -квантов в остаточном ядре заселяется уровень со спином $I_{o.я} \simeq l_{\gamma}$ и в дальнейшем процесс девозбуждения заканчивается каскадом переходов вдоль иррадиационной линии и по уровням основной ротационной полосы. При этом из остаточного ядра уносится весь оставшийся после эмиссии последнего нейтрона угловой момент l_{γ} . Для $A_{o.я} > 200$ становится существенным канал деления остаточного ядра после эмиссии заряженных частиц. При этом значения $E_{o.я}$ и $l_{o.я}$ определяют угловую регистрируемую в совпадении

анизотропию осколков деления, с заряженными частицами.

Состояние остаточного ядра с $l_{o.я}$ и $E_{o.я}^*$ формируется из области входных состояний по $l^{вх}$ и E_n^* после эмиссии заряженной частицы с энергией E_i (рис. 19). Если принять, что частица при этом уносит момент l_i , то можно связать среднее значение углового момента $l^{вх}$ во входном канале реакции, соответствующей эмиссии i -й частицы, со средними значениями моментов, уносимых из системы на всех этапах процесса девозбуждения, аддитивным образом [60]:

$$l^{вх} = l_{\gamma} + l_n + l_i. \tag{6}$$

В канале деления после эмиссии i -й частицы $l^{вх}$ может быть получен с помощью следующего выражения [61]:

$$l^{вх} = l_f + l_i. \tag{7}$$

Здесь l_f — средний угловой момент делящегося остаточного ядра.

В выражениях (6) и (7) l_γ и l_f могут быть определены экспериментально, l_n может быть с хорошей точностью получен теоретически. Наибольшая неопределенность при расчете l^{Bx} связана с оценкой l_i .

В [62] было высказано предположение о том, что заряженные частицы вылетают тангенциально к поверхности остаточного ядра в плоскости реакции и поэтому уносят максимально возможный для данной энергии момент l_i , значение которого можно рассчитать, используя формулу [60]:

$$l_i = (r/\hbar) [2\mu (E_i^{c. п. м} - V_i^{c. п. м})]^{1/2}, \quad (8)$$

где $r = 1,07 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 3,0$ фм.

Следует, однако, заметить, что тангенциальность вылета заряженных частиц не является строго доказанной. Такое предположение принималось для получения l_i^{Bx} в выбранном канале реакции близким к критическим угловым моментам образования составного ядра в той же реакции. Это сопоставление проводилось в соответствии с предсказаниями модели массовой передачи [23].

Таким образом, формулы (6) — (8) дают скорее верхнюю оценку входного углового момента. В настоящее время имеются основания полагать, что заряженные частицы вылетают из ядра в широкой области углов по отношению к поверхности остаточного ядра [63], что должно учитываться при расчете l_i . Такой учет был сделан в [64] в рамках статистической модели, в которой для реакции $^{180}\text{Hf}(^{12}\text{C}, \alpha xn)$ рассчитывалось среднее значение косинуса угла вылета α -частиц из составной ядерной системы $\overline{\cos \theta}$, так что

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int \cos \theta \rho (E_i | l^{Bx} + l_i(\theta) |) d\theta}{\int \rho (E_i | l^{Bx} + l_i(\theta) |) d\theta},$$

где $\rho (E_i | l^{Bx} + l_i(\theta) |)$ — плотность уровней остаточного ядра, зависящая от суммы векторов l^{Bx} и l_i .

Экспериментальные методы определения угловых моментов остаточных ядер. Выбор экспериментальной методики определения угловых моментов, уносимых каскадом γ -квантов из остаточного ядра, существенно зависит от его свойств. Для четно-четных ядер редкоземельной области, у которых уровни ротационных полос могут быть определены экспериментально для спинов более $20 \hbar$, по-видимому, наилучшим методом является регистрация характеристического γ -излучения с помощью гамма-спектрометров высокого разрешения, основанных на Ge- или Ge(Li)-детекторах, и определение вероятности заселения уровней. Из зависимости относительной вероятности заселения уровней от их спина устанавливается среднее значение углового момента \bar{l}_γ и его дисперсии, при этом $\bar{l}_\gamma = \bar{l}_{o.я}$.

С помощью этого метода впервые исследовалась реакция неполного слияния $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha xn)^{169-x}\text{Yb}$ при энергии ионов 95 МэВ

[62]. α -Частицы с энергией больше 33 МэВ регистрировались кольцевым детектором, расположенным под $\theta = 0^\circ$. γ -Излучение в совпадении с α -частицами наблюдалось с помощью Ge (Li)-детектора. Для сравнения аналогичные измерения проводились под углом $\theta = 180^\circ$. На рис. 20 приведены зависимости интенсивностей γ -переходов от заселяемого спина для изотопов 165 , ^{166}Yb . Верхняя кривая соответствует высокоэнергетическим α -частицам, зарегистрированным под передними углами, нижняя — под задними углами. Из зависимости $Y(I)$, представленной на верхней кривой, можно установить распределение угловых моментов, которое имеет гауссовскую форму со средним значением $\bar{l}_\gamma = \bar{I} = 13\hbar$ и с шириной на половине высоты около $2\hbar$ [62]. Нижняя кривая соответствует более широкому распределению состояний с меньшим значением среднего углового момента $\bar{l}_\gamma \approx (9 \div 10)\hbar$, что соответствует скорее обычному составному ядру.

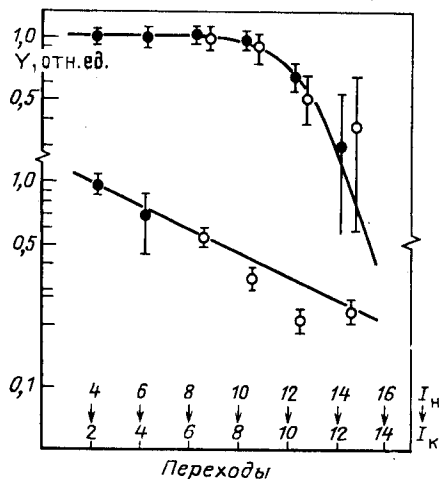


Рис. 20. Относительные интенсивности переходов между уровнями основных ротационных полос ядер ^{165}Yb (○) и ^{166}Yb (●), образующихся после эмиссии α -частиц в реакции $^{169}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$:

верхняя кривая получена из измерений α -частиц под передними углами, нижняя — под задними углами

Приведенный выше метод становится неприменимым при изучении остаточных ядер со сложной схемой уровней, например для ядер нечетных по A , легких или сферических ядер, ядер переходной области деформации, т. е. он неприменим для подавляющего большинства ядер. Для изучения заселения спинов таких ядер успешно применяется метод, основанный на определении параметров распределения по множественности

γ -квантов M_γ , испущенных остаточными ядрами [65, 66].

Метод основан на измерении спектров x или γ -излучения, а также частиц или фрагментов, выделяющих тот или иной канал реакции, в совпадении с γ -квантами цепочки γ -девозбуждения остаточного ядра. При этом в качестве детекторов γ -излучения, предназначенных для измерения M_γ , используются NaI (Tl), CsI (Tl), BGO-детекторы и др., неразрешающие по энергии отдельные γ -переходы, но позволяющие с их помощью получить практически постоянную эффективность регистрации γ -квантов Ω_γ в широком диапазоне их энергии. Последнее является существенным при обработке экспериментальных данных [65]. Количество гамма-детекторов N_γ может быть в описываемой методике от единицы до нескольких десятков. Если

в эксперименте используется один детектор, то имеется возможность определения только среднего значения $\langle M_\gamma \rangle$ — среднего количества γ -квантов или их средней множественности. При использовании нескольких детекторов могут быть также измерены значения: σ_M — дисперсии распределения множественности $\rho(M_\gamma)$ и S_M — параметра асимметрии распределения $\rho(M_\gamma)$ [66]. Результатом сортировки экспериментальных данных по кратностям срабатывания гамма-детекторов являются спектры, например, α -частиц Y_k , соответствующие различным числам k зарегистрированных в совпадении с ними γ -квантов. Экспериментальные средние вероятности k -кратных совпадений определяются как

$$\langle P_k \rangle = \frac{Y_k}{SU}, \quad k = 0, \dots, k_{\text{макс}},$$

где $SU = \sum_{k=0}^{k_{\text{макс}}} Y_k$. В простейшем случае, когда в эксперименте используется один гамма-детектор, $N_\gamma = k_{\text{макс}} = 1$, величина $\langle M_\gamma \rangle$ может быть получена с помощью следующего выражения [67]:

$$\langle M_\gamma \rangle = \frac{\ln \langle P_0 \rangle}{\ln(1 - \Omega_t)}.$$

При обработке результатов таким образом поставленных экспериментов угловой момент \bar{l}_γ может быть получен из множественности $\langle M_\gamma \rangle$ с помощью следующего выражения:

$$\bar{l}_\gamma = (\langle M_\gamma \rangle - \delta) \bar{f}_\gamma + I_0.$$

Здесь I_0 — разница спинов начальных и конечных состояний ядер соответственно мишени и остаточного ядра; δ — количество статистических γ -квантов, не уносящих угловой момент; \bar{f}_γ — средний момент, уносимый одним γ -квантом.

С помощью этого метода в [60] определялись значения $\langle M_\gamma \rangle$ для каналов α (3, 4, 5) n в реакции $^{158}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$. В этой работе было впервые показано, что для канала эмиссии высокоэнергетических α -частиц между $\langle M_\gamma \rangle$ и \bar{l}_γ существует линейная зависимость

$$\langle M_\gamma \rangle = a\bar{l}_\alpha + b, \quad a < 0;$$

для $\alpha 3n$ -канала $\langle M_\gamma \rangle = -(0,77 \pm 0,22) \bar{l}_\alpha + (27,2 \pm 4,2)$; для $\alpha 4n$ -канала $\langle M_\gamma \rangle = -(0,73 \pm 0,27) \bar{l}_\alpha + (19,4 \pm 3,6)$.

Выделение канала реакции с использованием Ge-детекторов X -излучения существенно повышает чувствительность экспериментальной методики [68]. Такой метод выделения канала использовался при измерении $\langle M_\gamma \rangle$ для ядер переходной области деформации [63].

Согласно данным [69] цепочке γ -переходов при девозбуждении остаточных ядер переходной области деформации отвечают несколько высоко конвертированных $M1$ -переходов, в результате чего в одном акте распада ядра должно излучаться несколько рентгеновских кван-

тов со средней множественностью $\langle M_x \rangle$. Поэтому расчет среднего значения l_γ надо проводить с учетом $\langle M_x \rangle$ [63], т. е.

$$\bar{l}_\gamma = (\langle M_\gamma \rangle - \delta) \bar{f}_\gamma + \langle M_x \rangle + I_0.$$

Для тяжелых остаточных ядер с большой вероятностью происходит деление после вылета высокоэнергетической частицы. Анализ данных по угловому распределению осколков деления также может

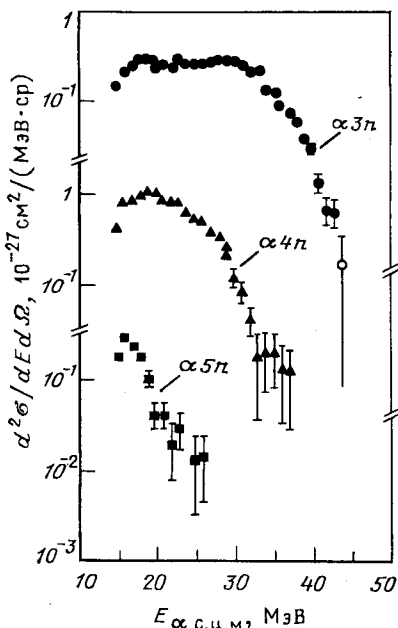


Рис. 21. Спектры α -частиц, измеренные под углом $21,6^\circ$ в л. с. к. в реакции $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ при энергии ионов азота 95 МэВ для $\alpha 3n$ -, $\alpha 4n$ -, $\alpha 5n$ -каналов девозбуждения остаточного ядра

приводятся экспериментальные данные по изучению заселения спинов остаточных ядер или измерению параметров распределения по M_γ , т. е. определяются значения l_γ в каналах эмиссии p , α , Li и т. д. Как было отмечено в разд. 2, в отдельно взятый участок инклюзивного спектра вклад могут давать многие процессы. Это утверждение справедливо и для выделенного процесса — реакций неполного слияния. Так, например, в спектр α -частиц под углом $\theta = 21,6^\circ$ в реакции $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ [60] сравниваемые вклады дают каналы $\alpha 3n$, $\alpha 4n$ и $\alpha 5n$ (рис. 21). Из рисунка видно, что меньшим значениям x в αn -канале отвечает более широкий спектр α -частиц, в то время как большим значениям x отвечает узкий по энергии α -частиц спектр

дать информацию об угловом моменте делящихся остаточных ядер l_f [61, 70]. Так, в [61] исследовалась реакция $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ при энергии ионов 115 МэВ. В ней измерялось угловое распределение осколков деления в совпадении с α -частицами в плоскости и вне плоскости реакции и определялся угловой момент делящихся остаточных ядер. Методика определения угловых моментов в таком образом поставленных экспериментах изложена в [71].

Следует заметить, что при регистрации легких частиц, предшествующих делению остаточного ядра, под углом $\theta = 0^\circ$, т. е. без выделения плоскости реакции, можно использовать обычные выражения, связывающие выход осколков с углом их регистрации и величиной l_f [72].

Закономерности заселения вращательных уровней остаточного ядра и входные угловые моменты в реакциях с вылетом высокоэнергетических частиц. В настоящее время имеется ряд работ, в которых

с максимумом при энергии E_α , близкой и даже несколько меньшей значения выходного кулоновского барьера ($V_\alpha^{c.c.m} = 18,8$ МэВ), что отвечает скорее испарительному механизму эмиссии.

Поэтому представляет интерес провести сравнение значений l_γ ($\langle M_\gamma \rangle$) для различных ixn -каналов при различных энергиях частиц под передними и задними углами. Общепринято считать, что определяющий вклад в выход заряженных частиц под задними углами дают испарительные процессы [62].

Авторы большинства работ, в которых измеряются l_γ , дают также оценки l^{bx} . Несмотря на некоторые различия в подходах при оценках l_n , в большинстве работ используется общепринятая методика расчетов [см. выражения (6) — (8)], дающая верхнее значение l^{bx} . Можно сравнивать значения l^{bx} для различных ixn -каналов реакций в широком диапазоне масс бомбардирующих ионов и ядер-мишеней. При этом за основу при сравнении различных реакций обычно принимается «окно» по l для отдельных каналов, рассчитываемое в соответствии с моделью массивной передачи [23, 58]. Для pxn - и axn -каналов в качестве такой основы часто используется величина критического углового момента полного слияния для той же реакции.

Как отмечалось в [62], область входных состояний по l для реакции $^{158}\text{Tb}(^{14}\text{N}\alpha 3n)$ представляет собой узкое $\sigma_M \sim 1\hbar$ гауссовское распределение для α -частиц, испущенных вперед с угловым моментом, близким к критическому угловому моменту, $l^{bx} \approx 40\hbar$ ($l_{кр} = 37\hbar$). Было показано, что α -частицам, наблюдаемым под задними углами, отвечает более широкое распределение по l^{bx} , близкое к l -распределению в канале слияния с меньшим значением l^{bx} .

В [60] приводится зависимость $\langle M_\gamma \rangle$ от E_α в той же реакции для различных каналов неполного слияния ($\alpha 3n$, $\alpha 4n$ и $\alpha 5n$) для угла $\theta = 21,6^\circ$ (табл. 5). В предположении $\bar{l}_\gamma = \langle M_\gamma \rangle \bar{f}_\gamma$, где \bar{f}_γ — средний угловой момент, уносимый одним γ -квантом, и $\Delta l_n = 2\hbar$ были получены значения l^{bx} : $\bar{l}_{\alpha 3n}^{bx} \approx 44\hbar$ и $\bar{l}_{\alpha 4n}^{bx} \approx 40\hbar$, в пределах погрешностей эксперимента не зависящие от E_α в области $22 \leq E_\alpha \leq 40$ МэВ и близкие к критическому угловому моменту для канала полного слияния в этой же реакции ($l_{кр} = 37\hbar$). Для $\alpha 3n$ -канала наблюдается подъем $\langle M_\gamma \rangle$ с ростом E_α до энергии $E_\alpha \approx 28$ МэВ, затем монотонный спад. Для $\alpha 4n$ - и $\alpha 5n$ -каналов такой подъем не наблюдается. Более того, для $\alpha 5n$ -канала $\langle M_\gamma \rangle$ не зависит от E_α . Это обстоятельство находится в хорошем согласии с данными [45], в которой для реакций $^{158}\text{Gd}(^{12}\text{C}, \alpha xn)$ и $^{150}\text{Nd}(^{20}\text{Ne}, \alpha xn)$ для больших значений x также наблюдается постоянство $\langle M_\gamma \rangle$ в зависимости от E_α для обеих реакций с различными по массе тяжелыми ионами, приводящих к образованию одних и тех же остаточных ядер (табл. 6). Тот факт, что $\langle M_\gamma \rangle$ не зависит от E_α , как отмечено в [60], может интерпретироваться как характерное свойство испарения равновесных α -частиц.

Таблица 5. Значения средней множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$ для реакции $^{160}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha n)$ $^{160-x}\text{Yb}$ при энергии ионов азота 95 МэВ в зависимости от энергии E_α

Канал реакции	E_α с.ц.м', МэВ		$\langle M_\gamma \rangle$	
	диапазон	среднее значение		
$\alpha 3n$	14,4—16,0	15,5	12,0±2,6	
	16,0—19,0	17,5	12,2±1,2	
	19,0—22,0	20,5	12,5±1,1	
	22,0—25,0	23,5	13,1±1,0	
	25,0—28,0	26,5	14,5±0,8	
	28,0—31,0	29,5	14,1±0,7	
	31,0—34,0	32,3	12,7±0,7	
	34,0—37,0	35,2	11,3±0,9	
	37,0—40,0	38,1	10,3±1,4	
	40,0—43,0	41,0	7,5±2,8	
	Весь диапазон энергии			13,0±0,4
	$\alpha 4n$	14,4—16,0	15,5	15,6±1,6
16,0—19,0		17,5	14,5±0,7	
19,0—22,0		20,4	11,6±0,6	
22,0—25,0		23,3	11,1±0,6	
25,0—28,0		26,2	8,2±0,8	
28,0—31,0		29,1	8,8±1,5	
Весь диапазон энергии			12,0±0,4	
$\alpha 5n$		14,0—16,0	15,4	12,0±1,4
	16,0—18,0	17,0	10,5±1,1	
	18,0—20,0	18,8	11,9±1,8	
	20,0—22,0	20,7	10,2±3,2	
	Весь диапазон энергии			11,3±0,8

 Таблица 6. Зависимость средней множественности γ -излучения $\langle M_\gamma \rangle$ от энергии α -частиц, измеренных под углом 45° в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$ при энергии ионов неона 175 МэВ

Выходной канал реакции	$\langle M_\gamma \rangle$			
	Диапазон энергии E_α , МэВ			
	5,8—18,8	18,8—31,8	31,8—44,8	44,8—57,8
$^{160}\text{Er} + 6n$	22,0	23,5	26,5	25,0
$^{159}\text{Er} + 7n$	18,4	24,1	24,9	19,2
$^{158}\text{Er} + 8n$	24,3	24,3	21,8	18,7
$^{157}\text{Er} + 9n$	22,0	20,2	21,6	18,7

Вывод о преобладающем влиянии структуры остаточного ядра на процесс заселения уровней в канале эмиссии α -частиц был сделан в [73]. В этой работе (табл. 7) наблюдалось одинаковое заселение

Таблица 7. Относительные интенсивности γ -переходов между уровнями основных вращательных полос в остаточных ядрах, измеренные в γ — α -совпадениях

Реакция	E_p , МэВ	E_α , МэВ	Остаточное ядро	Переходы в остаточном ядре		
				4-2	6-4	8-6
$^{159}\text{Tb} + ^{10}\text{B}$	75	35-41	^{162}Er	0,97	1,0	0,91
$^{154}\text{Sm} + ^{12}\text{C}$	85	28-33	^{158}Dy	1,01	1,0	0,94
$^{154}\text{Sm} + ^{12}\text{C}$	109	42-56	^{158}Dy	0,89	1,0	0,99
$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$	115	35-39	^{164}Yb	0,98	1,0	0,94
$^{153}\text{Eu} + ^{19}\text{F}$	112	23-29	^{164}Yb	1,0	1,07	0,92
$^{152}\text{Sm} + ^{20}\text{Ne}$	119	23-27	^{164}Yb	1,03	1,0	1,07
$^{152}\text{Sm} + ^{20}\text{Ne}$	151	24-31	^{162}Yb	1,0	0,86	0,73

Реакция	Переходы в остаточном ядре						$I_{\text{макс}}$, \hbar
	10-8	10-12	14-12	16-14	18-16	20-18	
$^{159}\text{Tb} + ^{10}\text{B}$	0,73	0,47	0,18	0,18	—	—	12
$^{154}\text{Sm} + ^{12}\text{C}$	0,91	0,80	0,68	0,46	0,31	0,18	21
$^{154}\text{Sm} + ^{12}\text{C}$	1,06	0,74	0,95	0,42	0,32	—	25
$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$	0,85	0,74	0,63	0,36	0,20	—	34
$^{153}\text{Eu} + ^{19}\text{F}$	0,94	0,73	0,57	0,37	0,28	0,23	38
$^{152}\text{Sm} + ^{20}\text{Ne}$	0,81	0,51	0,42	0,19	—	—	40
$^{152}\text{Sm} + ^{20}\text{Ne}$	0,36	0,19	—	—	—	—	60

спинов остаточного ядра ^{164}Yb , образующегося в трех различных по массе налетающих ионов реакций, причем вращательная полоса наблюдалась только до относительно небольших спинов ($I \sim 8+$), несмотря на то что максимальные моменты в этих реакциях существенно отличались. При увеличении энергии ионов ^{20}Ne до 151 МэВ не наблюдалось увеличения заселяемого спина, тогда как максимальный угловой момент составного ядра возрос до 60 \hbar .

В [74] на основании сравнения экспериментальных значений $\langle M_\gamma \rangle$ для каналов эмиссии высокоэнергетических p и α с $E_p > 20$ МэВ и $E_\alpha > 60$ МэВ в реакции $^{60}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ при $E_{^{12}\text{C}} = 194$ и 136 МэВ с расчетом для реакции полного слияния и глубоконеупругих столкновений был сделан вывод о том, что преобладающий механизм изучаемых реакций ближе скорее к испарительному из составной системы.

Падение $\langle M_\gamma \rangle$ с ростом массы (заряда) эмитируемой частицы наблюдалось в [75] (табл. 8). В этих же экспериментах измерялись

более высокие моменты распределения множественности σ_M и S_M , которые указывают на гауссовское распределение $\rho(M_\gamma)$ с небольшой шириной на полувысоте около $(8-14) \hbar$. С учетом момента, уносимого частицей, были получены значения \bar{l}_{ixn}^{bx} для каналов

Таблица 8. Значения средней множественности $\langle M_\gamma \rangle$ и ее дисперсии σ_M , измеренные для различных выходных каналов реакции $^{154}\text{Sm} + ^{16}\text{O}$ при энергии ионов кислорода 153 МэВ

Выходной канал реакции	$\langle M_\gamma \rangle$	σ_M
$^{159}\text{Er} + \alpha 7n$	21,5	5,9
$^{160}\text{Er} + \alpha 6n$	19,8	5,6
$^{156}\text{Dy} + 2\alpha 6n$	21,3	5
$^{157}\text{Dy} + 2\alpha 5n$	12,7	5
$^{154}\text{Gd} + \alpha xn$	11,0	4
$^{155}\text{Gd} + \alpha xn$	12,4	4
$^{156}\text{Gd} + \alpha xn$	10,3	4
$^{156}\text{Gd} + \alpha$	19,1	7,7
$^{156}\text{Gd} + \text{C}$	10,2	6,0

$(\alpha, 2\alpha, 3\alpha, \text{C}) xn$, которые хорошо совпадают с положением окон по l [25, 58].

С положением окон по l хорошо совпадают значения l^{bx} , полученные для канала эмиссии протонов в реакции $^{154}\text{Sm} + ^{14}\text{N}$ при энергии ионов 154 МэВ [76]. Хорошее согласие наблюдается для $\langle M_\gamma \rangle$ в каналах эмиссии Li, Be, B, C, N, O, F, Ne в реакции $^{19}\text{F} + ^{159}\text{Tb}$ при 180 МэВ [117].

Однако во многих работах данные по l_i^{bx} существенно отличаются от критического углового момента. Например, в [61] в реакции $^{209}\text{Bi}(^{14}\text{N}, \alpha f)$ при энергии 115 МэВ $\bar{l}_{\alpha f}^{bx}$ существен-

но меньше [на $(7-19) \hbar$] $l_{kr} \approx (50 \div 53) \hbar$ для этой реакции. Такой же результат получен в [42] для каналов pf и αf в реакциях ^{118}Sn , ^{154}Sm , ^{164}Dy , ^{197}Au (^{40}Ar , if) при энергиях 340, 272, 220 МэВ.

В работе [15] зависимости $\langle M_\gamma \rangle$ от E_α в реакциях на мишени ^{124}Sn с ионами ^{16}O , ^{19}F и ^{70}Ne имеют, как отмечалось выше, характерный подъем до энергий 25 МэВ, монотонный спад с ростом E_α для малых x — количества нейтронов в αxn -канале и выход на плато для больших x . В этой работе были получены оценки $\bar{l}_{\alpha xn}^{bx}$ для «прямых» и испарительных α -частиц. На основании сравнения отношений $\bar{l}_{\alpha xn}^{bx}/l_{kr}$ для двух процессов (прямого и испарительного) авторы делают вывод о том, что не существует резкой границы по l между этими двумя процессами. К тому же значения l^{bx} намного меньше значений l_{kr} (в среднем $\bar{l}_{\alpha xn}^{bx}/l_{kr} \approx 0,45$), что находится в противоречии с упомянутыми выше данными многих работ [45, 73, 75, 76]. Такое аномально малое значение $\bar{l}_{\alpha xn}^{bx}$ авторы [15] связывают с малой деформацией ядер-мишеней. Вместе с тем авторы [77] указывают на ошибочность такого вывода. В реакции $^{118}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ в каналах pxn , αxn , $^8\text{Be}xn$ полученные входные угловые моменты лежат вблизи l_{kr} , несмотря на то что ядра ^{118}Sn являются сферическими. Для этих реакций значения $\langle M_\gamma \rangle$ и σ_M представлены в табл. 9.

Множественности γ -квантов в каналах αxn , $Li xn$, αf для реакций $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ и $^{187}\text{Ir} + ^{12}\text{C}$ измерялись в [63]. Данные этих изме-

Таблица 9. Значения средней множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$ и значения σ_M , измеренные для $i\alpha n$ -каналов реакции $^{118}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ при энергии бомбардирующих ионов 118 МэВ

Реакция	Переход		$\langle M_\gamma \rangle$	σ_M
	E_γ , кэВ	$I_{\text{H}}^\pi - I_{\text{R}}^\pi$		
$^{118}\text{Sn} (^{12}\text{C}, \alpha 3n) ^{123}\text{Xe}$	456	15/2 ⁻ —11/2 ⁻	13,1	6,4
	617	19/2 ⁻ —15/2 ⁻	11,0	4,5
$^{118}\text{Sn} (^{12}\text{C}, \alpha 4n) ^{122}\text{Xe}$	331	2 ⁺ —0 ⁺	14,2	7,7
	497	4 ⁺ —2 ⁺	14,9	7,8
	638	6 ⁺ —4 ⁺	14,5	7,8
	751	8 ⁺ —6 ⁺	15,7	7,1
	822	10 ⁺ —8 ⁺	14,3	5,6
$^{118}\text{Sn} (^{12}\text{C}, \alpha 5n) ^{121}\text{Xe}$	196	7/2 ⁻ —5/2 ⁺	12,1	8,1
	422	15/2 ⁻ —11/2 ⁻	12,6	8,2
	587	19/2 ⁻ —15/2 ⁻	10,8	7,8
	560	2 ⁺ —0 ⁺	8,2	6,3
$^{118}\text{Sn} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be } 2n) ^{120}\text{Te}$	601	4 ⁺ —2 ⁺	9,2	6,1
	615	6 ⁺ —4 ⁺	9,1	5,6

рений представлены на рис. 22. В [63] были определены значения $\bar{l}_{\alpha xn}^{\text{вх}}$ до энергии α -частиц около 80 МэВ, что всего лишь на 25 МэВ меньше кинематического предела для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ при

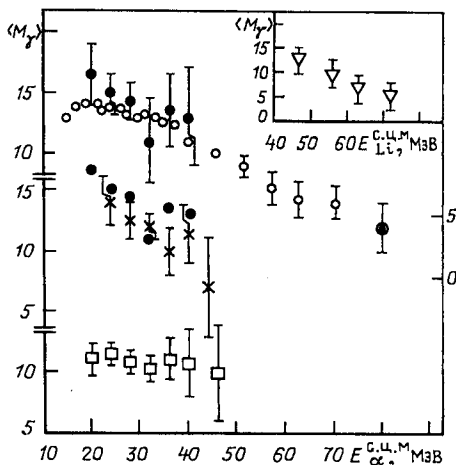


Рис. 22. Зависимость $\langle M_\gamma \rangle$ от энергии α -частиц для разных каналов реакции $\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$:

○ — $\text{Ta} (^{22}\text{Ne}, \alpha)$; ● — $\text{Ta} (^{22}\text{Ne}, \alpha xn)$; □ — $\text{Ta} (^{22}\text{Ne}, \alpha f)$; × — значения $\langle M_\gamma \rangle$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{121}\text{Xe}$. На вставке — зависимость $\langle M_\gamma \rangle$ от энергии E_{L1} для инклюзивного спектра ядер лития в реакции $\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$. Все данные соответствуют углу регистрации частиц $\theta = 0^\circ$

энергии ионов ^{22}Ne 155 МэВ (рис. 23). Полученные данные свидетельствуют о том, что в канале эмиссии α -частиц $\bar{l}^{\text{вх}}$ в широком диапазоне энергии ($25 \leq E_\alpha < 80$ МэВ) практически остаются постоянными и не зависят от комбинации ядер-мишеней (Ta , Ir) и бомбардирующих ионов (^{22}Ne , ^{12}C), приводящей к образованию

одних и тех же остаточных ядер (Tl). Это обстоятельство находится в противоречии с предсказаниями модели массивной передачи [23, 58] о положении окна по входному угловому моменту для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne} 59 \leq \bar{l}_{\alpha xn}^{\text{BX}} \leq 63 \hbar$ и для реакции $\text{Ir} + ^{12}\text{C} 39 \leq \bar{l}_{\alpha xn}^{\text{BX}} \leq 43 \hbar$. К тому же надо отметить, что значения $\bar{l}_{\alpha}^{\text{BX}}$ для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ лежат значительно ниже расчетного значения [78] критического углового момента образования составного ядра $l_{\text{кр}} = 66 \hbar$ и несколько выше $l_{\text{кр}} = 44 \hbar$ для реакции $\text{Ir} + ^{12}\text{C}$.

В [63] были измерены относительные выходы каналов деления, испарения нейтронов и вторичных заряженных частиц, сопровождающих эмиссию высокоэнергетических α -частиц в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ (рис. 24). Оказалось, что при $E_{\alpha} > 40$ МэВ доминирующим

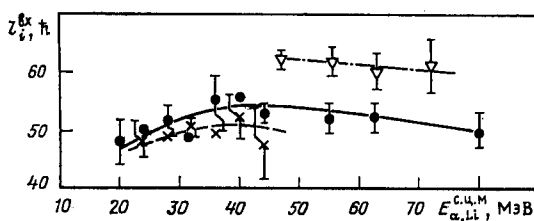


Рис. 23. Зависимость от энергии заряженных частиц значений входных угловых моментов для реакций:

● — Ta ($^{22}\text{Ne}, \alpha xn$); × — Ir ($^{12}\text{C}, \alpha xn$), ▽ — Ta ($^{22}\text{Ne}, \text{Li} xn$)

становится канал испарения нейтронов. Таким образом, подтвердился вывод, сделанный в [79], о связи высокоэнергетических α -частиц с выходом продуктов в αxn -канале с малым значением x [80].

Из экспериментальных значений отношения выходов осколков деления $W_f(\theta)$, измеряемых в совпадении с α -частицами различной энергии, были получены значения остаточных угловых моментов $\bar{l}_{\alpha f}$ делящихся ядер Tl после вылета α -частиц в зависимости от E_{α} , измеренных под углом $\theta = 0^\circ$ [63].

На основе данных [61] можно предположить, что распределение входных угловых моментов для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ примерно одно и то же для обоих каналов (αxn и αf) реакции. Отсюда можно рассчитать $\bar{l}_{\alpha f}^{\text{BX}}$, используя соотношение $\bar{l}_{\alpha f} = \bar{l}_{\alpha f}^{\text{BX}} - \bar{l}_{\alpha}$. Область возможных значений $l_{\alpha f}$ для случая тангенциально испущенных α -частиц показана на рис. 25 для $1 \leq \bar{l}_{\alpha f} \leq 1,5$ (соответственно кривые a' и b'). Исходя из этого, можно было ожидать, что угловые моменты остаточных ядер после эмиссии α -частиц в канале деления будут лежать в указанной области. Однако это заключение выполнялось только для $\bar{l}_{\alpha f}$, полученных из эксперимента для области $20 < E_{\alpha} < 30$ МэВ, где αf -канал является доминирующим. Для больших значений E_{α} , отвечающих относительно меньшему вкладу αf -канала, значения $\bar{l}_{\alpha f}$ значительно превышают ожидаемые и становятся равными входным угловым моментам (кривые a и b).

Из анализа этих данных было сделано предположение, что α -частицы вылетают под различными углами к поверхности остаточного

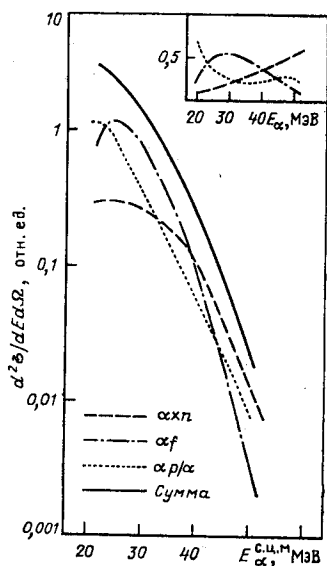
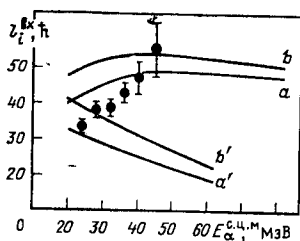


Рис. 24. Спектры α -частиц в совпадении с продуктами реакции $\text{Ta} + {}^{22}\text{Ne}$ (155 МэВ) в различных выходных каналах. На вставке — относительные выходы различных каналов в зависимости от энергии E_{α} .
Рис. 25. Зависимость расчетных значений входных угловых моментов для разных каналов реакции $\text{Ta} + {}^{22}\text{Ne}$ от энергии α -частиц: точки — экспериментальные значения $l_{\alpha f}$



ядра. При этом тангенциально испущенные частицы уносят максимально возможный угловой момент, а радиально испущенные уносят значительно меньший угловой момент. Таким образом, для остаточного ядра отношение между вероятностями деления и испарения нейтронов или вторичных заряженных частиц изменяется в зависимости от угла эмиссии частицы и ее энергии.

Отсюда следовало также, что для αf -канала время жизни системы перед эмиссией α -частицы $\tau_{\alpha f}$, детектируемой под $\theta_{\alpha} = 0^{\circ}$, должно составлять заметную долю (0,1—0,3) периода оборота $t_{\text{об}} \sim 10^{-20}$ с при $\bar{l}_{\alpha}^{\text{вх}} \approx 50 \hbar$, что значительно превышает типичное время прямых ядерных взаимодействий 10^{-22} с.

Угловые моменты в реакции с ионами ${}^{12}\text{C}$ на мишени ${}^{180}\text{Hf}$ изучались в [64]. В канале эмиссии α -частиц выходной угловой момент оказался равным $(38 \pm 2) \hbar$ в области $20 \leq E_{\alpha} \leq 45$ МэВ, что существенно ниже расчетного значения $l_{\text{кр}} = 45 \hbar$ [78].

Сравнение значений $l^{\text{вх}}$ для реакций с ионами ${}^{12}\text{C}$ на различных мишенях с использованием одной экспериментальной методики [63,64] показывает их независимость от массы бомбардирующей частицы.

В рамках одних предположений при обработке данных они оказались существенно разными для двух реакций: $\bar{l}^{\text{вх}} = 38 \hbar$ для ${}^{180}\text{Hf} + {}^{12}\text{C}$ и $l^{\text{вх}} = 50 \hbar$ для $\text{Iг} + {}^{12}\text{C}$. Вместе с тем имеются работы, например [81], в которых делается противоположный вывод о корреляции величин $l^{\text{вх}}$ со свойствами налетающего ядра, а именно с энергией связи в нем i -й частицы.

Итак, большинство авторов склонны считать, что значения l^{ix} для каналов эмиссии заряженных частиц связаны со свойствами составного ядра. Особенно это проявляется для ixn -каналов с относительно большими значениями x , которым отвечают относительно меньшие значения E_α . Для меньших значений x наблюдается рост $\langle M_n \rangle$, а затем после движения максимума монотонный спад. Эта закономерность вместе с предположением о тангенциальности эмиссии приводит к получению постоянных значений l_{ixn}^{ix} , не зависящих от E_i .

Несмотря на некоторую противоречивость приведенных в литературе данных, можно отметить, что в реакциях с вылетом заряженных частиц, приводящих к образованию остаточных ядер, с ростом массы эмитируемой частицы уменьшается среднее значение заселяемого спина остаточного ядра \bar{l}_γ . С учетом момента, уносимого каскадом нейтронов спин остаточного ядра, $l_{o.я} = l_\gamma + x \Delta l_n$ больше для больших значений x . Далее, с учетом момента, унесенного тангенциально испущенной частицей, величины \bar{l}_i^{ix} растут с ростом массы i -й частицы.

Не обнаружено принципиальной разницы для средних значений входных угловых моментов, реализующихся в ixn - и if -каналах [61]. В том и другом случае они лежат вблизи значений $l_{кр}$ для образования составного ядра.

Несмотря на довольно большой объем полученной информации об угловых моментах остаточных ядер в реакциях неполного слияния, представляется целесообразным проведение экспериментов до больших энергий заряженных частиц, что несомненно является трудной проблемой, требующей высокой чувствительности аппаратуры и больших времен экспозиции. Перспективными являются эксперименты с ионами тяжелее Ne и постановка экспериментов по изучению реакций с различными по массе ионами, приводящих к одним и тем же остаточным ядрам, одновременному изучению if - и ixn -каналов в одной реакции, а также эксперименты в области больших масс остаточных ядер [63].

Все сказанное выше, безусловно, не решает вопрос о природе высокоэнергетических заряженных частиц, особенно в области энергии, близкой к кинематическому пределу. В самом деле, например, в реакции $Ta + {}^{22}\text{Ne}$ выход α -частиц, измеренных в совпадении с продуктами распада остаточного ядра, составляет около 50% инклюзивного спектра, в то время как в реакции $\text{Ir} + {}^{12}\text{C}$ всего лишь 20% [82]. Остальной вклад в этих реакциях дают α -частицы, образующиеся, по-видимому, в других каналах реакций, не приводящих к образованию остаточных ядер.

Поэтому для установления всего набора источников заряженных частиц необходимо также изучать вклад различных процессов, измеряя корреляции легких частиц с продуктами реакций.

6. СВЯЗЬ КАНАЛА РЕАКЦИИ С ВЫЛЕТОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ДРУГИМИ КАНАЛАМИ РЕАКЦИЙ

При энергии налетающего иона, не намного превышающей входной кулоновский барьер, основными каналами реакции являются образование составного ядра и квазиупругое рассеяние. С увеличением энергии пучка ионов с большой вероятностью начинают протекать быстрые бинарные процессы — реакции неполного слияния [62], а также глубоконеупругие реакции [84], характеризующиеся обменом масс взаимодействующих ядер. Такие реакции, как правило, сопровождаются эмиссией легких заряженных частиц и нейтронов из возбужденных продуктов. Такого рода частицы могут также рождаться в процессах фрагментации налетающего иона [36, 85], а также других предравновесных процессах [86].

В последнее время экспериментаторы прилагают много усилий для выяснения этих сложных процессов. С этой целью измеряются корреляции между легкими частицами и другими продуктами реакций и таким образом определяются вклады различных процессов в сечение образования легких частиц, измеренных в инклюзивных экспериментах. Эти процессы в соответствии с различными моделями разделяются на две группы, характеризующиеся различными временами взаимодействия, — быстрые процессы, приводящие к образованию частиц на первом этапе реакции [29, 36, 39, 87] и относительно медленные процессы, в которых эмиссия частиц происходит из ядер в равновесном состоянии.

Совпадения частица — частица. Большинство корреляционных экспериментов для реакций с тяжелыми ионами проводилось измерением совпадений между легкой частицей (n , H , He) и продуктом реакции с массой, близкой к массе ядра-снаряда [13, 60, 74, 88—91, 93—102]. В такого рода измерениях детектор снарядоподобного продукта имел определенное и постоянное положение во время эксперимента. Угол θ положения этого детектора выбирался или меньшим θ_{gr} (угол касательного столкновения), если изучались квазиупругие столкновения, или немного большим θ_{gr} , если исследовались глубоконеупругие взаимодействия. Положение этого детектора и направление пучка определяли плоскость реакции. Легкие частицы измерялись одним подвижным полупроводниковым $\Delta E - E$ -детектором или несколькими детекторами, размещенными в плоскости реакции под углом θ и вне плоскости под углом ϕ к ней. Таким образом, измеряют корреляционную функцию (кривую интенсивности совпадений в зависимости от углов θ или ϕ), из анализа которой определяют угловой момент ядра-амиттера. В [35] были определены таким образом угловые моменты двух дополнительных ядер — продуктов реакции $^{40}Ag + ^{58}Ni$. Полученные угловые моменты для различных ядер-продуктов оказались в 1,5 раза больше угловых моментов, определенных в экспериментах по измерению γ -множественности [103].

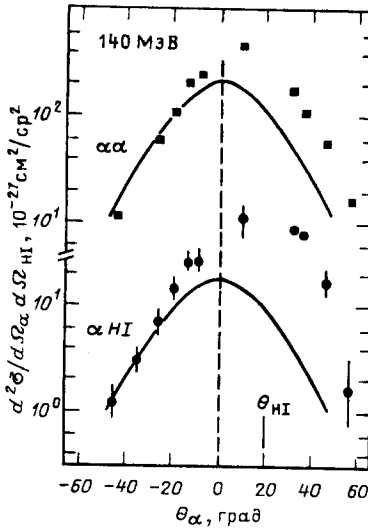
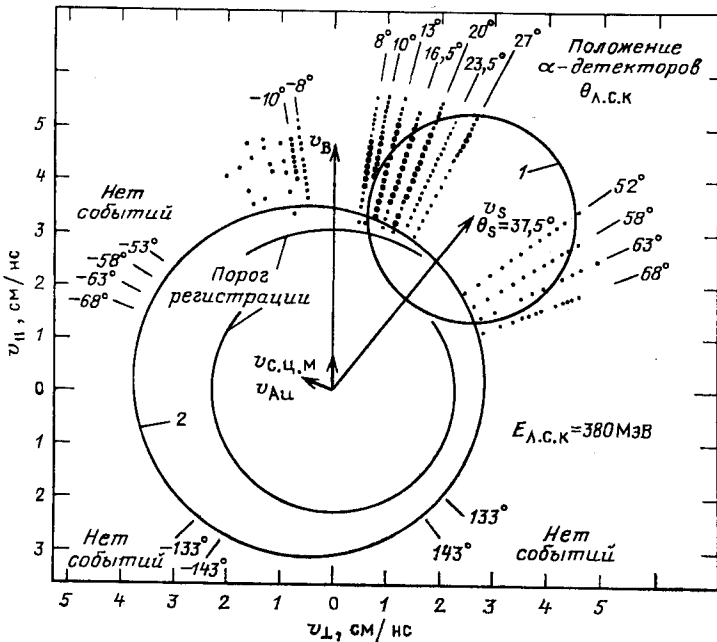


Рис. 26. Измеренные корреляционные функции в плоскости реакции $^{150}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ [α , тяжелый ион (HI) и α , α]. Детектор HI стоял под углом 20° [96]

Рис. 27. Диаграмма лоренц-инвариантного сечения в плоскости $(v_{\parallel}, v_{\perp})$. Испарительные α -частицы должны группироваться на окружности с центром в источнике эмиссии. Радиус окружности соответствует кулоновскому барьеру между двумя частицами:
 круг 1 — барьер для $^{22}\text{S} - ^{197}\text{Au}$,
 круг 2 — барьер для $^{197}\text{Au} - \alpha$.
 Указаны детектирующие пороги. Интенсивность точки пропорциональна $\frac{1}{P_{\alpha}} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_{\text{HI}} dE_{\alpha}} \text{ (из [104])}$



Анализ корреляционной функции вне плоскости реакции позволил выделить составляющую, не зависящую от угла ϕ [96, 100]. Это свидетельствует в пользу рождения высокоэнергетических частиц на первом этапе реакции.

Из анализа корреляционной функции, измеренной в плоскости реакции, также делаются некоторые выводы о механизме реакции. Эта кривая (рис. 26) имеет максимум под углом $\theta = 0^\circ$. В зависимости от комбинации сталкивающихся ядер и их энергии максимумы корреляционной функции могут несколько отличаться от 0° и наклоны по обе стороны максимума также могут быть различными. Обычно в корреляционной функции выделяют симметричное распределение возле 0° , связывая его непосредственно с механизмом образования высокоэнергетических частиц. На основе анализа полуширин симметричной части функций корреляции в [91, 96, 102] был сделан вывод о разделении во времени процессов испускания высокоэнергетических частиц и другого продукта реакций, с которым измерялись совпадения этих частиц. Показано, что высокоэнергетическая α -частица эмитируется на более ранней стадии реакции, чем снарядоподобная частица. Время испускания такой α -частицы, полученное в [91, 102], составляет около 10^{-22} с. Наличие симметричной составляющей функции корреляции, а также сходство спектров совпадения и инклюзивных спектров легких частиц позволило авторам работ [91, 96, 102] определить эксклюзивные сечения простым сложением сечений инклюзивных частиц, измеряемых в совпадении:

$$\frac{d^4\sigma [E_{\text{HI}}, \theta_{\text{HI}}, E_\alpha, \theta_\alpha]}{d\Omega_{\text{HI}} dE_{\text{HI}} d\Omega_\alpha dE_\alpha} = K \frac{d^2\sigma [E_{\text{HI}}, \theta_{\text{HI}}]}{d\Omega_{\text{HI}} dE_{\text{HI}}} \frac{d^2\sigma [E_\alpha, \theta_\alpha]}{d\Omega_\alpha dE_\alpha},$$

где индекс «HI» обозначает принадлежность тяжелому продукту реакции, а α — легкой частице. Сечения, полученные в эксклюзивных измерениях, сильно зависят от комбинации сталкивающихся ядер и могут отличаться на порядки величин [96]. Коэффициент K практически остается постоянным и незначительно уменьшается с увеличением массы ядра-мишени. Поэтому величина K является показателем интенсивности предравновесной составляющей лучшим, чем несимметричная часть в инклюзивных спектрах.

Отклонение максимума корреляционных функций от 0° и их несимметричный характер объясняются эмиссией легких частиц из ускоренных и возбужденных продуктов реакций. Это подтверждается анализом лоренц-инвариантно преобразованных сечений в зависимости от скорости продуктов [104]. На рис. 27 представлена диаграмма скоростей для реакции $^{197}\text{Au} (^{86}\text{Ar}, \text{S} - \alpha) \text{Au}$. Стрелками обозначены направления вылета первичных продуктов, а окружности вокруг стрелок показывают наиболее вероятные скорости частиц, испускаемых с высоты барьеров соответствующих ядер. В представленном на рисунке примере видно, что все частицы группируются вокруг скоростей, соответствующих скоростям снарядоподобного ядра и пучка.

Сравнение результатов корреляционных измерений с предсказаниями различных моделей, предполагающих определенный механизм реакции, а также учитывающих полную кинематику реакций, показало [34, 90, 99, 106—111], что при столкновении тяжелых ионов с яд-

рами при энергиях вблизи входных кулоновских барьеров главными источниками легких частиц, особенно нейтронов, являются возбужденные первичные продукты реакций, испаряющих частицы налету. Однако эти выводы не всегда однозначны. Так, после более тщательного анализа своих данных, проведенного в [101], авторы работы [90] указали на существование группы α -частиц, связанных с направлением пучка, происхождение которых нельзя было объяснить испарением из первичных продуктов.

Непосредственным указанием на существование эмиссии частиц из снарядоподобных ядер в квазиупругих реакциях было наблюдение дискретных линий в спектрах α -частиц, полученных в системе покоя ядра-эмиттера [95, 96, 100, 113] и соответствующих уровням этого ядра.

Наибольший интерес представляет составляющая, которую не удается объяснить последовательной эмиссией и которая получила название предравновесной эмиссии. Выход предравновесных частиц, как это показано во многих работах [15, 101, 114], существенно увеличивается с увеличением энергии бомбардирующего иона. Корреляционные эксперименты с предравновесными частицами чрезвычайно затруднены из-за относительно малого сечения их образования, особенно при небольших энергиях бомбардирующих частиц. Поэтому результаты таких экспериментов также не однозначны. Так, в [87] был предложен механизм выбивания пучком легких частиц из мишени. Однако в последующем не наблюдалось заметного числа совпадений между легкими частицами и продуктами с Z вблизи порядкового номера ядра бомбардирующего иона [104]. В [62, 73, 115] была выдвинута гипотеза испускания предравновесных частиц в результате массивной передачи. В таком подходе предполагается развал ядра-снаряда на первом этапе реакции на легкую частицу и остаток, который затем поглощается ядром-мишенью. Для исследования этого механизма, как правило, проводились эксперименты, в которых измерялись совпадения частиц с γ -квантами ядра-остатка [18, 23, 58, 69, 73, 118, 119]. Наблюдение характерных γ -переходов позволило точно определить конечное ядро, образующееся после вылета легкой частицы. Эти эксперименты часто сопровождалось измерением множественности γ -квантов, образующихся в реакции, на основе чего определялся угловой момент ядер. Подобного рода эксперименты были подробно рассмотрены выше. Здесь лишь заметим, что почти во всех экспериментах, где изучались совпадения α -частиц с γ -излучением ядер-остатков, было показано, что механизм образования легких частиц для слабодействующих ядер носит в основном двухтельный характер, т.е. после вылета быстрой частицы образуется ядро с массой, равной $A_{о.я} = A_M + A_p - A_i$, где A_M , A_p , A_i — массы ядер-мишеней, иона и частицы соответственно. Однако в связи с низкой чувствительностью методики измерений совпадений частиц с γ -излучением проведение таких экспериментов для высокоэнергетических частиц является затруднительным. Более эффективным путем

исследования механизма испускания таких частиц в реакциях с тяжелыми ионами оказались измерения корреляций этих частиц с осколками деления.

Совпадения высокоэнергетических частиц с осколками деления. Проведение экспериментов по измерению корреляций высокоэнергетических частиц с осколками деления является одним из наиболее эффективных методов исследования механизма испускания этих частиц в реакциях с тяжелыми ионами. Как было показано в [120], угол разлета осколков в л.с.к. непосредственно зависит от параллельной к направлению бомбардирующего пучка составляющей момента инерции делящегося ядра. Поэтому измерение угла разлета осколков в совпадении с легкой частицей позволяет определить прицельный параметр для данной реакции, а следовательно, разделить все продукты реакции по группам в зависимости от этого параметра. В [120] было сделано сравнение угловых распределений осколков в совпадении с p , d , t и α и проведено разделение событий, соответствующих центральным соударениям в системе $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ ($E = 315$ МэВ) при $\theta \geq 160^\circ$ и периферическим соударением ($\theta \leq 160^\circ$). Сравнение энергетических спектров частиц для этих двух групп показало, что они практически не отличаются, что послужило авторам этой работы аргументом в пользу предположения об испускании высокоэнергетических частиц на ранней стадии развития реакции — до деления. К такому же выводу пришли и авторы работ [12, 122—124], в которых также измерялись совпадения p , d , t и α -частиц с осколками, образующимися при бомбардировке ионами ^{40}Ar мишеней ^{118}Sn , ^{154}Sm , ^{164}Dy , ^{197}Au и ^{238}U . В этих экспериментах кроме высокоэнергетических частиц с относительно большой вероятностью образовывались частицы с энергиями, соответствующими выходному кулоновскому барьеру и даже несколько ниже.

В [124], где измерялись совпадения α -частиц с осколками деления ядра ^{215}Fr , образующимися после вылета α -частиц в реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$, было показано, что спектры кинетических энергий осколков деления составного ядра Ac и ядер Fr практически не различаются. Измерение угла наклона оси деления, определяемой двумя детекторами осколков деления, относительно направления вылета α -частиц не дает сколько-нибудь существенного изменения формы спектра и выхода α -частиц, что может свидетельствовать о независимости направления вылета α -частиц от оси деления.

Совместное рассмотрение сечений деления и угловых распределений осколков деления, проведенное с учетом всех каналов распада ядра, образовавшегося после вылета α -частицы, представляет большой интерес для исследования предельных угловых моментов, реализующихся в реакциях подобного типа. Если направление вылета α -частицы близко к направлению пучка ионов, то распределение угловых моментов составного ядра приближается к изотропному в плоскости, перпендикулярной направлению импульса ядра-отда-

чи, который в случае вылета высокоэнергетических α -частиц под углами $\leq 30^\circ$, практически совпадает с направлением пучка ионов [70]. Поэтому при анализе угловых распределений осколков деления использовались обычные выражения статистической модели, с той разницей, что интервал начальных состояний по энергии возбуждения и угловому моменту был связан с интервалом усреднения энергий α -частиц, измеряемых в совпадении с осколками деления. Учитывая, что основной вклад в вылет высокоэнергетических α -частиц дают краевые столкновения, можно было в этом случае ожидать, что угловая анизотропия осколков деления будет несколько выше, чем

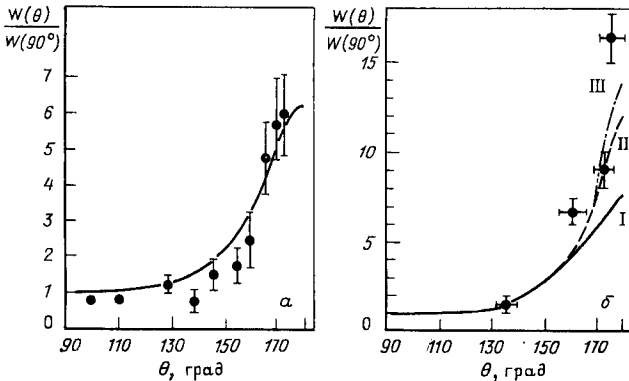


Рис. 28. Угловое распределение осколков деления:

a — в реакции $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$; b — в реакции $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, \alpha f)$. Расчетные зависимости:

I — $46 \leq l \leq 65$; $J_{\text{сф}}/J_{\text{эф}} = 1,2$;

II — $46 \leq l \leq 65$; $J_{\text{сф}}/J_{\text{эф}} = 3$;

III — $61 \leq l \leq 65$; $J_{\text{сф}}/J_{\text{эф}} = 3$

для канала $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$. Были измерены угловые распределения осколков деления в реакциях $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$ и $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, \alpha f)$ (рис. 28). Каждое угловое распределение нормировалось на сечение деления под углом 90° в соответствующей с.д.м. либо составного ядра ^{219}Ac , либо ядра-отдачи ^{215}Fr . Угловое распределение осколков деления ^{219}Ac , рассчитанное с учетом вкладов эмиссионного деления, хорошо согласуется с экспериментальным при $l_{\text{кр}} = 90 \hbar$ и отношении $J_{\text{сф}}/J_{\text{эф}} = 1,2$. При этом угловая анизотропия равна 6,2. В случае деления ядра ^{215}Fr угловое распределение близко к $1/\sin \theta$ с угловой анизотропией ≥ 15 . Расчет проводился по формуле:

$$W(\theta) = \sum_{l=l_{\text{мин}}}^{l_{\text{макс}}} \sum_{i=0}^m \int_{E_{\text{мин}}^*}^{E_{\text{макс}}^*} (2l+1) \sigma_f(l_i, N_i, Z_i, E^*) \times \\ \times I_0 \left(\frac{l_i \sin^2 \theta}{4K_{0i}^2(E^*)} \right) \exp \left(-\frac{l_i^2 \sin^2 \theta}{4K_{0i}^2(E^*)} \right) dE^*.$$

Результаты расчета приведены на рис. 28.

Видно, что расчетная угловая анизотропия при капсельных значениях отношения $J_{\text{сф}}/J_{\text{эф}} = 1,2$ равна примерно 7,5 и только предположение аномально большой деформации ядра, при которой $J_{\text{сф}}/J_{\text{эф}} = 3$ (т.е. в приближении эллипсоида вращения $R_{\parallel}/R_{\perp} = = 3,6$) дает анизотропию, равную приблизительно 12—13.

Более вероятным является предположение, что в данной реакции величина K_0^2 не достигает своего равновесного значения, а остается существенно меньшей, т.е. процесс деления протекает быстро и не происходит температурного размывания ориентации углового момента по отношению к направлению оси деления. В этом случае можно ожидать форму углового распределения близкую к $1/\sin \theta$, при этом распределение осколков по массе должно быть более широким, чем в случае деления составного ядра. Однако несмотря на то, что корреляционные эксперименты дают наиболее полную информацию о механизме вылета высокоэнергетических частиц и ядер в реакциях с тяжелыми ионами, их количество в настоящее время мало, что объясняется методическими трудностями проведения подобного рода экспериментов. Поэтому, на наш взгляд, дальнейшее понимание процесса эмиссии высокоэнергетических частиц должно идти по пути накопления экспериментальных данных в корреляционных экспериментах.

7. ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ «ЭКЗОТИЧЕСКИХ» ЯДЕР И ИЗУЧЕНИЯ ИХ СВОЙСТВ

В реакциях, сопровождающихся вылетом высокоэнергетических частиц, можно получать ядра с необычными свойствами (быстровращающиеся, «холодные», сильнодеформированные и др.), причем в этом случае вылетающая частица является хорошим индикатором, определяющим свойства остаточного ядра. Так, регистрируя α -частицы вблизи максимально возможных энергий в совпадении с продуктами распада остаточного ядра, можно изучать свойства этих ядер практически с нулевой энергией возбуждения. Подтверждением того, что после вылета легкой частицы может образоваться слабо-возбужденное ядро, могут служить функции возбуждения αxn -реакций. Если при высоких энергиях бомбардирующих ионов наблюдаются продукты, связанные с каналом $\alpha 0n$ или $\alpha 1n$, то это свидетельствует о том, что α -частица уносит оставшуюся долю энергии, а ядро-остаток образуется в слабо-возбужденном состоянии. На рис. 1 представлена функция возбуждения реакции $^{176}\text{Lu} (^{22}\text{Ne}, \alpha xn) ^{194-x}\text{Au}$ для $x = 0, 1, 2, 3$, измеренная в [79, 80]. Для учета вклада испарительных αxn -, rxn - и xn -каналов девозбуждения составного ядра и выделения каналов, связанных с эмиссией неравновесных α -частиц, авторами были проведены расчеты сечений испарительных реакций по формулам статистической теории. Результаты этих расчетов приведены на рис. 1. Видно, что начиная с энергии ионов ^{22}Ne , большей

130 МэВ, вклад испарительных каналов быстро падает, что объясняется возрастанием роли процессов, связанных с вылетом неравновесных α -частиц, и при энергиях ≥ 140 МэВ их вклад становится основным.

Таким образом, как следует из полученных экспериментальных результатов в реакциях с тяжелыми ионами, сопровождающихся вылетом высокоэнергетических заряженных частиц от изотопов водорода до изотопов бериллия, после вылета частицы преимущественно в переднем направлении образуются ядра с массой, меньшей суммарной массы ядер иона и ядер мишеней на массу ядра вылетающей частицы, и с энергией возбуждения, зависящей от энергии, уносимой частицей. Так, реакции, сопровождающиеся вылетом частицы с энергией на кинематическом пределе, приводят к образованию остаточных ядер с нулевой энергией возбуждения. Небольшое отличие граничной энергии энергетического спектра частиц от кинематического предела может определяться угловым моментом остаточного ядра. Этот момент зависит от типа реакции и испускаемой частицы, а также бомбардирующей энергии. Так, в случае эмиссии ядер Ве граничная энергия их энергетического спектра практически при относительно высоких сечениях [10^{-30} см²/(МэВ·ср)] (рис. 29) достигает кинематического предела, и такие реакции могут оказаться наиболее выгодными для получения ядер в основном состоянии.

В последнее время было сделано несколько экспериментальных попыток [125] в реакциях с тяжелыми мишенями ²⁴⁸Gm, ²⁵⁴Es, ²⁴⁹Bk получить новые спонтанноделящиеся ядра. Во всех проведенных экспериментах сечения образования изотопов фермия и трансфермиевых элементов оказываются несколько выше того, что ожидалось в результате реакций многонуклонных передач. Не исключено, что в данном случае имеет место механизм образования тяжелого ядра после вылета энергетической частицы, например ядер бериллия или лития. Этот вопрос требует дальнейшего экспериментального изучения.

В [126] предложен эксперимент, который однозначно дает ответ на вопрос о возможности образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакции, сопровождающейся вылетом высокоэнергетических заряженных частиц. С этой целью используется магнитный спектрометр, установленный под углом 0° к пучку. Образующееся в реакции легкое ядро и соответствующее ему тяжелое ядро с массой ($A_M + A_p - A_i$) попадают в спектрометр и регистрируются детекторами, расположенными в разных местах фокальной плоскости. Магнитное поле спектрометра в случае двухчастичной реакции позволяет эффективно разделять тяжелое ядро и пучок, так как легкое ядро, испускаемое на первом этапе реакции, уносит значительную часть импульса.

Если использовать реакцию ²⁴⁸Cm + ⁴⁸Ca, то, измеряя совпадение высокоэнергетических α -частиц с ядром-остатком, которым в данном случае должно быть ядро ²⁹²114, можно определить его свойства даже по малому числу событий.

Большой интерес могут представлять реакции с вылетом высокоэнергетических частиц для изучения характеристик деления тяжелых составных систем с $Z > 100$, в частности для определения их барьеров деления. Подобно тому, как в настоящее время ставятся эксперименты по изучению низкоэнергетического деления тяжелых ядер в

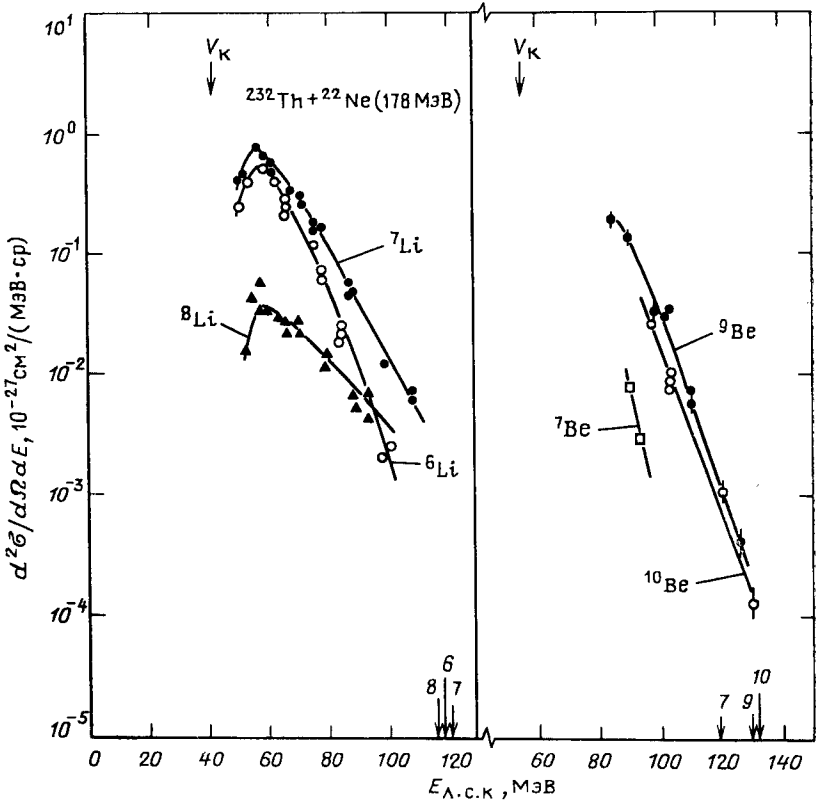


Рис. 29. Энергетические спектры изотопов Li и Be, испускаемых в реакции $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ (178 МэВ). Стрелки указывают граничные энергии соответствующего изотопа. V_K обозначает кулоновский барьер в выходном канале

(d, pf)-реакциях [127], регистрируя совпадение осколков деления с высокоэнергетическими частицами в реакциях с тяжелыми ионами, можно измерять характеристики деления сверхтяжелых ядер при различных энергиях возбуждения, определяемых энергией эмитированной частицы. Таким образом можно получать делящиеся тяжелые ядра с энергией возбуждения $E^* \sim 5 \div 10$ МэВ, исследуя форму энергетических спектров легких частиц в совпадении с осколками деления вблизи граничных энергий частиц, которая в значительной степ-

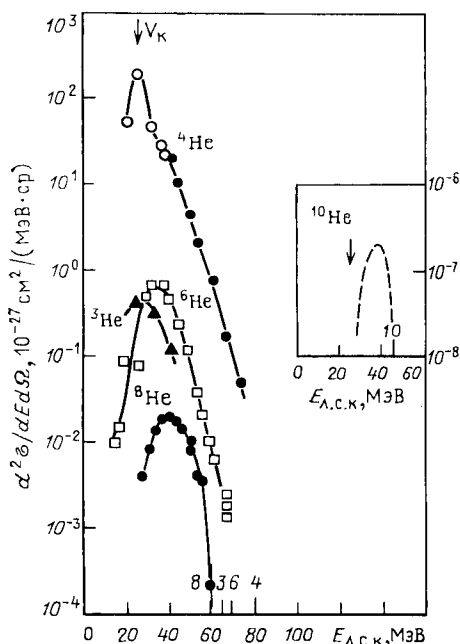


Рис. 30. Энергетические спектры изотопов гелия в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ (89 МэВ) под углом $\theta = 20^\circ$. На вставке — предполагаемый спектр ^{10}He (см. текст)

пени будет определяться делимостью ядер, можно получить информацию о барьерах деления таких ядер, в том числе и сверхтяжелых $Z \sim 110$.

Как было показано выше, в реакциях с тяжелыми ионами с относительно большой вероятностью образуются нейтроноизбыточные изотопы легчайших элементов (He, Li, Be) с энергией, соответствующей максимально возможной для данной реакции. В этом случае продукты реакций являются слабо возбужденными, что особенно важно для синтеза слабосвязанных ядер, лежащих вблизи графика как ^9He , ^{10}He , ^{14}Be , ^{15}Be , ^{10}Li ,

таких ядерной стабильности, таких ^{12}Li и др.

На рис. 30 представлены энергетические спектры изотопов гелия в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$, которая использовалась в [128] для синтеза ядер ^{10}He . Предполагаемое сечение образования ядер ^{10}He в этой реакции, полученное экстраполяцией данных по сечениям легких изотопов гелия, должно составлять $5 \cdot 10^{-30}$ см²/ср. Однако полученная в эксперименте верхняя граница образования ядер ^{10}He в реакции $^{232}\text{Th} + ^{11}\text{B}$ составила $5 \cdot 10^{-34}$ см²/ср, что свидетельствует о ядерной нестабильности ^{10}He .

Таким образом, реакции с вылетом высокоэнергетических частиц под действием тяжелых ионов могут найти и уже находят широкое применение для получения различных экзотических ядер и исследования их свойств.

8. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОПИСАНИЯ ЭМИССИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Большое количество накопленных экспериментаторами данных о характеристиках ядерных реакций с тяжелыми ионами, сопровождающихся вылетом высокоэнергетических частиц, ставит перед теорией задачу объяснения всей совокупности этих данных или по крайней мере основных характеристик этих реакций, в частности:

- а) относительного выхода различных частиц и их множественность;
- б) формы энергетических спектров частиц;
- в) формы угловых распределений частиц для различных участков энергетического спектра;
- г) зависимости сечения эмиссии частиц от энергии бомбардирующего иона;
- д) распределения угловых моментов между продуктами реакций с испусканием легких частиц;
- е) поведения функций корреляции частиц с продуктами реакции.

Экспериментально наблюдаемые легкие частицы могут иметь различную природу; они могут испускаться из составного ядра, осколков деления, продуктов глубоконеупругих реакций, бомбардирующих ядер или ядер-мишеней и их фрагментов. Каждый из этих случаев характеризуется определенным временем протекания реакций, которое может быть экспериментально измерено. Другой важной характеристикой этих реакций является степень диссипации кинетической энергии бомбардирующего ядра и ее перераспределения между продуктами реакции, которая может быть оценена по форме энергетических спектров частиц из этих продуктов.

В связи с этим для объяснения совокупности данных в том или ином эксперименте используется одна из теоретических моделей, в которую входят предположения о времени протекания реакции или степени релаксации энергии иона по внутренним степеням свободы продуктов реакции.

Процессы, характеризующиеся временами, большими 10^{-21} с, и установлением теплового равновесия в продуктах реакции, описываются моделями статистической теории [8, 83, 92, 121, 129]. На основе этих моделей созданы программы для расчета характеристик реакции [19, 130—133]. Возможности этого подхода не ограничиваются описанием испускания легких частиц (n , p , α), а также объясняют вылет и более тяжелых кластеров. В рамках этих моделей можно проводить анализ низкоэнергетической части спектров частиц. В сочетании с лоренц-инвариантным представлением сечений образования α -частиц можно установить источники этих частиц и их относительный вклад в наблюдаемые спектры [135—138]. Характерной чертой этих моделей является то, что они используются в случае, когда входные моменты меньше $l_{кр}$.

Процессы, которые характеризуются временами порядка 10^{-21} с, могут описываться моделями предравновесной эмиссии частиц. Одной из этих моделей является экситонная модель, в которой предполагается, что процесс диссипации кинетической энергии происходит благодаря нуклон-нуклонным столкновениям в зоне перекрытия взаимодействующих ядер. В результате этих столкновений некоторые нуклоны могут оказаться несвязанными и покинуть систему [139, 140]. Однако эта модель объясняет испускание только нейтронов и протонов, описывая их энергетические спектры. Существуют лишь

отдельные работы [141, 142], в которых сделана попытка расчета угловых распределений этих частиц в рамках экситонной модели. Важным параметром теории является число экситонов (n_0), которое обычно приравнивается числу нуклонов в бомбардирующем ядре (A_p). Однако для удовлетворительного описания экспериментальных данных требуется обычно значение $n_0 > A_p$, которое к тому же зависит от энергии ионов [143]. Экситонная модель не предсказывает также характер распределения угловых моментов между продуктами реакции.

Другим методом, описывающим процесс эмиссии частиц за время $\leq 10^{-21}$ с, является микроскопический подход, развитый в [144, 145] на основе теории Хартри — Фока (TDHF), зависящей от времени. В этом подходе зависимость волновой функции от времени рассчитывается для каждого нуклона. При этом принимается адиабатическое приближение, согласно которому происходит медленное изменение формы потенциала по сравнению с движением нуклонов в потенциальной яме. Расчет по этой модели показывает, что при небольших прицельных параметрах взаимодействия, много меньших l_{gr} , образуется «струя» нуклонов по направлению движения налетающего иона. Их волновые функции принадлежат при этом в основном бомбардирующему ядру. В этом теоретическом подходе хорошо объясняется рост сечения образования легких частиц под передними углами и положение максимумов энергетических спектров. В то же время расчетные значения сечений эмиссии легких частиц находятся на более низком уровне, чем наблюдаются в эксперименте.

Для реакций, характеризующихся временами протекания меньше 10^{-21} с, была предложена модель мгновенной эмиссии частиц РЕР [146, 147]. Модель основана на том, что при соударении между ядрами образуется окно, через которое нуклоны передаются из ядра в ядро со скоростью, равной сумме переносной скорости ядра и скорости Ферми в данном ядре. При этом суммарная скорость нуклона может оказаться выше, чем требуется для преодоления энергии связи, и эта частица вылетит из системы взаимодействующих ядер. Наличие окна и его размеры зависят от времени и от прицельного параметра соударения ($0 < l < l_{gr}$). Форма энергетических спектров и положение их максимумов, рассчитанные по модели РЕР, описываются удовлетворительно. Полученные при расчете по этой модели сечения эмиссии частиц гораздо меньше наблюдаемых в эксперименте.

Возможность эмиссии высокоэнергетических частиц объясняется в модели «горячего пятна» [26, 27, 86]. Основным предположением этой модели является диссипация большей части энергии иона, установление теплового равновесия в ограниченной зоне контакта сталкивающихся ядер и испарения из этой зоны частиц с энергией, соответствующей высокому значению температуры. Предполагается, что со временем эта зона расширяется, температура падает и процесс заканчивается установлением термодинамического равновесия в систе-

ме в целом. Таким образом, модель отражает процесс эмиссии частиц в диапазоне времен $10^{-23} \leq t \leq 10^{-21}$ с. С учетом вращения составной системы в рамках этой модели можно получить зависимость температуры излучающей зоны от угла, под которым измеряются энергетические спектры частиц. В определенном предположении о прицельном параметре реакции в [3] было получено среднее значение времени эмиссии α -частиц в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$, которое оказалось равным $7 \cdot 10^{-22}$ с. Для объяснения энергетических спектров частиц, измеренных под различными углами, обычно принимается предположение о тангенциальной эмиссии из горячего пятна, что находится в противоречии с основной гипотезой модели о статистическом (изотропном) характере их испарения [33]. В [28, 112] вместо предположения о тангенциальной эмиссии частиц учитывались фокусирующие эффекты преломления частиц при переходе из плотной ядерной среды в вакуум и искажения траектории в кулоновском поле системы сталкивающихся ядер.

В [33] была развита модель «движущегося источника», которая подобно модели горячего пятна [с той разницей, что нагретая зона (источник), образованная из нуклонов иона и примерно такого же количества нуклонов ядра-мишени] движется в направлении бомбардирующего иона со скоростью около половины скорости иона после преодоления им кулоновского барьера во входном канале. Согласно этой модели температура не зависит от угла наблюдения легких частиц. Из кинематического анализа, основанного на диаграммах лоренц-инвариантных сечений, был сделан вывод о существовании двух источников частиц. Применение модели движущегося источника с учетом наличия именно двух источников существенно улучшает согласие расчетов с экспериментальными данными. Однако из-за большого количества подгоночных параметров в этой модели физический смысл существования этих источников становится неубедительным [33].

Наиболее короткие времена протекания ядерных реакций связаны с прямыми процессами. Для их описания применяются модели, которые по подходу можно разделить на микроскопические и феноменологические.

Микроскопический подход, примененный в ряде работ [32, 39, 46, 47, 134] для описания прямых реакций с вылетом высокоэнергетических легких частиц, требует в случае реакций с тяжелыми ионами существенных упрощений при расчетах волновых функций. Такие упрощения в основном имеют разумные физические основания [39, 46, 47, 134]. В связи с этим конечный результат расчетов, который в общих чертах правильно отражает такие характеристики процесса, как форму энергетического спектра, угловые распределения частиц, значение граничной энергии вылетающих частиц, носит некоторую неопределенность. Характерным для моделей прямых реакций, за исключением модели прямого выбивания [116], является предположение о больших прицельных параметрах взаимодействия ($l \simeq l_{gr}$).

В модели «неполного слияния» предполагается, что при взаимодействии ядер налетающий ион претерпевает развал в поле ядра-мишени ($A_p = a + b$), а образовавшийся тяжелый фрагмент (b) сливается с ядром-мишенью, при этом легкий (a) фрагмент продолжает движение со скоростью, близкой к первоначальной скорости налетающего иона. Угловые моменты, соответствующие захвату тяжелого фрагмента, ограничиваются прицельными параметрами взаимодействия, соответствующими, с одной стороны, критическому угловому моменту образования составного ядра $l_{кр} (A_p + A_M)$ в исходной комбинации (мишень, налетающий ион) и, с другой стороны, $l_{кр} (b + A_M)$ для слияния тяжелого фрагмента с ядром-мишенью [58]. В зависимости от массы легкого вылетающего фрагмента меняется значение нижней и верхней границ реакции по l , таким образом формируются так называемые окна по угловым моментам во входном канале реакции. Эта модель была развита в [18] и получила название модель «правила сумм». В этой модели получило отражение влияние энергетики реакции (Q_{gg}) и перестройки кулоновской энергии подобно [105] на расчет парциальных сечений реакции для различных каналов фрагментации налетающего иона. В модели [18] нашло объяснение факт преимущественного слияния тяжелого фрагмента с ядром-мишенью. Таким образом, модель хорошо объясняет выход различных частиц, в том числе повышенный выход частиц с наименьшей энергией отделения (n, p, α), а также значения входных угловых моментов в каналах вылета легких частиц, особенно в реакциях с легкими ионами (до $A_p \sim 16$). Однако модель не предсказывает формы энергетических спектров и угловых распределений эмитируемых частиц.

Дальнейшее усовершенствование модели [18] проведено в [23]. Эта модификация позволила хорошо определять максимумы энергетических спектров. К феноменологическим моделям относится модель фрагментации [36], модель неполного слияния [58] и ее вариант — модель правила сумм [18].

Таким образом, анализ экспериментальных данных, выполненный с помощью вышперечисленных теоретических моделей, показал, что в настоящее время в рамках одной какой-либо модели невозможно описать одновременно все основные характеристики реакций с вылетом высокоэнергетических частиц, хотя отдельные характеристики могут быть удовлетворительно описаны той или иной моделью. Так, для описания формы энергетических спектров частиц, по-видимому, предпочтение следует отдать модели движущегося источника [33], объяснение граничной энергии спектров частиц наиболее удовлетворительно дается в [39]. Относительные выходы различных частиц и соответствующие значения входных угловых моментов хорошо воспроизводятся в модели [17].

Дальнейшее понимание механизма образования высокоэнергетических частиц в реакциях с тяжелыми ионами должно идти по пути накопления данных корреляционных экспериментов, расширения

диапазона масс и энергий бомбардирующих частиц и дальнейшего развития теоретических представлений, способных объяснить совокупность этих экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Britf H. C., Quinton A. R. — Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 877—887.
2. Borcea C., Gierlik E., Kalinin A. M. e.a. — Nucl. Phys., 1982, v, A391, p. 520—532.
3. Borcea C., Gierlik E., Kalpakchieva R. e.a. — Nucl. Phys., 1984, v. A415, 169—188.
4. Вильчински Я., Волков В. В., Дедовски П. — ЯФ, 1967, т. 5, с. 942—947.
5. Gridnev G. F., Volkov V. V., Wilczynski J. — Nucl. Phys., 1970, v. A142, p. 385—391.
6. Galim J. e.a. — Nucl. Phys., 1970, v. A159, p. 461—480.
7. Ost R. e.a. — Nucl. Phys., 1976, v. A265, p. 142—152.
8. Lefort M. — In: Nucl. Spect. and Nucl. Reactions with Heavy Ions. Proc. Intern. School of Physics Enrico Fermi 1974/Faraggi, Richi ed. Amsterdam, North Holland, 1976, p. 139.
9. Sikkeland T., Hainess E. L., Viola V. E. — Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 1350—1357.
10. Бетак Э., Тонеев В. Д. — ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 6, с. 1432—1491.
11. Капуецик А., Перельгин В. П., Третьякова С. П., Украинцева Л. В. — ЯФ, 1967, т. 6, вып. 6, с. 1142—1148.
12. Logan D., Rajagopalan M., Zisman M. S. e.a. — Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 104—121.
13. Billerey R., Cerruti C., Chevarier A. e.a. — Z. Phys., 1979, v. A292, p. 293—299.
14. Rajagopalan M., Logan D., Ball Jane W. e.a. — Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 2417—2429.
15. Tricoire H., Gerschel C., Perrin N. e.a. — Z. Phys., 1982, v. A306, p. 127—137.
16. Tricoire H. — Z. Phys., 1983, v. A312, p. 221—232.
17. Герлик Э., Борча К., Пенюонжкевич Ю. Э. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Алушта, 14—21 апреля, 1983, Препринт ОИЯИ Д7-83-147, с. 20.
18. Wilczynski J., Siwek-Wilczynska K., Van Driel J. e.a. — Phys. Lett., 1980, v. 45, p. 606—609.
19. Blann M., Komoto T. T. — Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 426—439.
20. Alexander J. M., Delagrang H., Rajagopalan M. e.a. — Z. Phys., 1982, v. A307, p. 149—158.
21. Artukh A. G., Gridnev G. F., Gruszecki M. e.a. Preprint JINR E7-81-355, Dubna, 1981.
22. Gierlik E., Kalinin A. M., Kalpakchieva R. e.a. — Z. Phys., 1980, v. A295, p. 295—297; Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E., Gierlik E. e.a. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Phys., Bekereley, 24—30 august 1980, LBL-11118, p. 491.
23. Wilczynski J., Siwek-Wilczynska K., Van Driel J. e.a. — Nucl. Phys., 1982, v. A373, p. 109—140.
24. Borcea C., Gierlik E., Kalpakchieva R. e.a. — Nucl. Phys., 1981, v. A351, p. 312—320.
25. Utsunomiya H., Nomura T., Inamura T. e.a. — Nucl. Phys., 1980, v. A334, p. 127—143.
26. Weiner R., Westrom M. — Nucl. Phys., 1977, v. A286, p. 282—296.
27. Weiner R., Westrom M. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1523—1527.
28. Garpman S. I. A., Sperber D., Zielinska-Pfabe M. — Phys. Lett., 1980, v. 90B, p. 53—56.

29. Джолос Р. В., Картавенко В. Г. Препринт ОИЯИ Р4-80-37, Дубна, 1980; Джолос Р. В., Иванова С. П., Картавенко В. Г. Препринт ОИЯИ Р4-81238, Дубна, 1981.
30. Awes T. C., Gelbke G. K., Back B. B. e.a.— Phys. Lett., 1979, v. 87B, p. 43—46.
31. Awes T. C., Gelbke G. K., Poggi G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 513—516.
32. Awes T. C., Saini S., Poggi G. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 2361—2390.
33. Awes T. C., Poggi G., Gelbke C. K. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 89—110.
34. Hilscher D., Birkelund J. R., Hoover A. D. e.a.— Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 576—591.
35. Babinet R., Gauvin B., Girard J. e.a.— Z. Phys., 1980, v. A295, p. 153—167.
36. Goldhaber A. S.— Phys. Lett., 1974, v. 53B, p. 306—309.
37. Wu J. R., Lee I. Y.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 8—10.
38. Scott David K.— Preprints MSUCL 355, 359 (1981).
39. Бунаков В. Е., Загребав В. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, вып. 11, с. 2201—2207.
40. Galin J., Gatty B., Guerreau D. e.a.— Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 1113—1125, 1126—1137.
41. Delagrangé H., Logan D., Rivet M. F. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1490—1493.
42. Logan D., Delagrangé H., Rivet M. F. e.a.— Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 1080—1096.
43. Catchen Gary L., Kaplan M., Alexander J. M., Rivet M. F.— Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 940—951.
44. Sarantites D. C. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 774—795.
45. Westerberg L. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 796—814.
46. Udagawa T., Tamura T.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1311—1314.
47. Udagawa T., Price D., Tamura T.— Phys. Lett., 1982, v. 116B, p. 311—314.
48. Eyal Y. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 625—628.
49. Gould C. R. e.a.— Z. Phys., 1980, v. A204, p. 323—330.
50. Блинков М. В. и др. Сб. аннотаций Межд. симпозиума по синтезу и свойствам новых элементов. Препринт ОИЯИ Д7-80-556, Дубна, 1980, с. 64.
51. Gavron A. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 450—452.
52. Holub E. e.a.— Ibid., v. C28, p. 252—270.
53. Gavron A., Ferguson F. L., Obenshain F. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 8—11.
54. Бочкарев О. В. и др.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия ядерных констант. М.: ЦНИИАтоминформ, 1981, вып. 1 (40), с. 28.
55. Tserruya I. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 2509—2524.
56. Козулин Э. М. и др. Препринт ОИЯИ Р7-85-31, Дубна, 1985.
57. Barker J. H., Beene J. R., Halbert M. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 424—427.
58. Siwek-Wilczynska K., Du Marchie von Voorthuysen E. H., van Popta J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1599—1602; Nucl. Phys., 1979, v. A330, p. 150—172.
59. Alexander J. M., Simonoff G. N.— Phys. Rev., 1964, v. 133, p. 93—103.
60. Inamura T., Kojima T., Nomura T. e.a.— Phys. Lett., 1979, v. 84B, p. 71—74.
61. Utsunomiya H., Nomura T., Ishihara M. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 105B, p. 135—139.
62. Inamura T., Ishihara M., Fukuda T., Shimoda T.— Phys. Lett., 1977, v. 68B, p. 51—54.
63. Kamanin V. V., Kugler A., Penionzhkevich Yu. E., Rudiger J.— Nucl. Phys., 1984, v. A431, p. 545—557.

64. Kamanin V. V., Kugler A., Mikhailova T. I., Penionzhkevich Yu. E.— Intern. Symp. on In Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, Hungary, May 14—18, 1984, p. 491—497.
65. Ockels W. J.— Z. Phys., 1978, v. A286, p. 181—185.
66. Каманин В. В., Кирхбах Р., Куглер А. и др. Препринт ОИЯИ 7-84-31, Дубна, 1984.
67. Петров Б. Ф., Крафт О. Е., Наумов Ю. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1970—1982.
68. Wilschut H. W., Bhowmik R. K., Goldhoorn P. V. e.a. Preprint KVI-383; Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 173—176.
69. Karwowsky H. J.— Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 1355—1378.
70. Борча К., Герлик Э., Муzychка Ю. А. и др. Сб. аннотаций Межд. школы-семинара по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-83-147, Дубна, 1983, с. 25—26.
71. Dyer P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 392—395; Nucl. Phys., 1979, v. A322, p. 205—236.
72. Chaudhry R., Vandenbosh R., Huizenga J. R.— Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 220—227.
73. Zolnowski D. R., Yamada H., Cala S. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 92—95.
74. Robinson R. L., Auble R. L., Lee I. Y. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 2084.
75. Geoffroy K. A., Sarantites D. G., Halbert M. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1303—1306.
76. Nyberg J., Johnson A., Hjorth S. A. e.a.— Abstract of the Contribution of the Intern. Symp. on In Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, Hungary, May 14—18, 1984, p. 68.
77. Annell S. E., Johnson A., Kerek A. e.a.— Phys. Lett., 1983, v. 129, № 1, 2, p. 23—26.
78. Шмидт Р.— ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 6, с. 1203—1229.
79. Vorsea C., Gierlik E., Kalpakchieva R. e.a.— Nucleonika, 1981, v. 26, p. 1087—1094.
80. Брухертгайфер Х., Лангрок Е., Муzychка Ю. А. и др.— Ядерная физика, 1981, т. 33, вып. 6, с. 1453—1460.
81. Veene J. R., Halbert M. L., Hensley D. C. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 2463—2478.
82. Рюдигер Ю. Экспериментальное изучение угловых моментов ядер в реакциях с тяжелыми ионами, сопровождающихся вылетом легких заряженных частиц. Автореф. дис. На соиск. уч. степени канд. физ.-матем. наук. ОИЯИ 7-84-539, Дубна, 1984.
83. Thomas T. D.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1968, v. 18, p. 343—406.
84. Artukh A. G. e.a.— Nucl. Phys., 1973, v. A215, p. 91—108.
85. Lukyanov V. K., Petkov I. Z.— Nucl. Phys., 1963, v. 49, p. 529—536.
86. Gottschalk P. A., Westrom M.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1250—1253; Nucl. Phys., 1979, v. A314, p. 232—252; Schroder W. U.— In: Proc. of Intern. Symp. on Continuum Spectra of Heavy Ion Reactions, San Antonio, Texas, December 3—5, 1979.
87. Gross D. H. E., Wilczynsky J.— Phys. Lett., 1977, v. 67B, p. 1—4.
88. Kuhn W., Albrecht R., Damjantschitsch H. e.a.— Z. Phys., 1980, v. A298, p. 95—101.
89. Harris J. W., Gormier T. M., Geesman D. F. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1460—1463.
90. Ho H., Albrecht R., Dunnweber W. e.a.— Z. Phys., 1977, v. A283, p. 235—245.
91. Bhowmik R. K., Pollaco E. C., Sanderson N. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 619—623.
92. Ericson T., Strutinski V. M.— Nucl. Phys., 1958, v. 8, p. 284—293.
93. Tsang M. B., Lynch W. G., Puigh R. J. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 1560—1570.

94. Bini M., Gelbke G. K., Scott D.K. e.a. — Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 1945—1961.
95. Van Driel J., Gonggrijp S., Janssens R.V.F. e.a.— Phys. Lett., 1981, v. 98B, p. 351—354.
96. Bhowmik R. K., van Driel J., Siemssen H. e.a.— Nucl. Phys., 1982, v. A390, p. 117—160.
97. Gamp A., Jacmart J. C., Poffe N. e.a.— Phys. Lett., 1978, v. 74B, p. 215—218.
98. Young K. G., Sarantites D. C., Beene J. R. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 2479—2491.
99. Eyal Y., Gavron A., Tserruya I. e.a.— Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 1377—1386.
100. Fukuda T., Ishihara M., Tanaka M. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 2464—2481.
101. Ho H., Gonthier P. L., Fan G. Y. e.a.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 584—589.
102. Bhowmik R. K., Pollaco E. C., Sanderson N. E. e.a.— Nucl. Phys., 1981, v. A363, p. 516—532.
103. Albrecht A., Back B. B., Bock R. e.a.— Europienn Conf. on Nuclear Physics with Heavy Ions, Caen, 1976, p. 167.
104. Gamp A., Burgel M., Clover M. R. e.a.— Z. Phys., 1981, v. A300, p. 63—70.
105. Волков В. В. Препринт ОИЯИ P7-82-661, Дубна, 1982.
106. Peter J., Berlanger M., Ngo C. e.a.— Z. Phys., 1977, v. A283, p. 413, 414.
107. Guerreau D. BNL Report № BNL-5115, 1979, p. 59.
108. Gould C. R., Bass R., Czarnecki J. V. e.a.— Z. Phys., 1978, v. A284, p. 353, 354.
109. Tamain B., Checnik R., Fuchs H. e.a.— Nucl. Phys., 1979, v. A330, p. 253—268.
110. Young G. R., Ferguson R. L., Gavron A. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1389—1392.
111. Billerey R., Cerruti C., Chevarier A. e.a.— Z. Phys., 1978, v. A284, p. 319—327.
112. Morison W. W. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 93B, p. 379—383.
113. Homeyer H., Burgel M., Glover M. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 1335—1338.
114. Gerschel C.— Nucl. Phys., 1982, v. A387, p. 297—312.
115. Yamada H., Zolnowski D. R., Cala S. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 605—608.
116. Bunakov V. E., Zagrebaev V. I.— Z. Phys., 1982, v. A304, p. 231—237.
117. Siemssen R. H. Preprint KVI-399, Groningen, Netherlands, 1982.
118. Gerschel C., Perrin N., Valentin L. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Behavior, Strasbourg, 1980; J. Phys., 1980, v. C10, p. 239.
119. Каманин В. В., Оганесян Ю. Ц., Пенюонжкевич Ю. Э. и др. Препринт ОИЯИ 7-81-726, Дубна, 1981.
120. Dyer P., Awes T. C., Gelbke C. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 560—563.
121. Ericson T.— Adv. Phys., 1960, v. 9, p. 425.
122. Kildir M., Logan D., Kaplan Morton e.a.— Z. Phys., 1982, v. A306, p. 323—334.
123. Rivet M. F., Logan D., Alexander J. M. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 2430—2449.
124. Герлик Э., Калинин А. М., Калпакчиева Р. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 32, вып. 1, с. 45—51.
125. Nitschke J. M. Сб. аннотаций Межд. симпозиума по синтезу и свойствам новых элементов. Препринт ОИЯИ 07-80-556, Дубна, 1980, с. 28.
126. Белозеров А. В., Калинин А. М., Оганесян Ю. Ц., Пенюонжкевич Ю. Э.

- Сб. аннотаций. Совещание по экспериментальным установкам У-400. Дрезден. Препринт ОИЯИ 07-82-891, Дубна, 1982, с. 40.
127. **Britt H. C., Hoffman D. C., van der Plicht J. e.a.**— *Phys. Rev.*, 1984, v. 30, p. 559—565.
128. **Оганесян Ю. Ц., Пеннонжквич Ю. Э., Герлик Э. и др.**— Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, вып. 3, с. 104—106.
129. **Lefort M.**— *Repts Progr. Phys.*, 1976, v. 39, p. 129.
130. **Blann M., Bisplinghoff J.** Preprint UCID-19614, 1982.
131. **Grover J. R., Gilat J.**— Rept BNL 50, 1970, p. 246.
132. **Gomez del Campo J.**— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 1529—1532;
- Gomez del Campo J., Stokstad R.** Rept ORNI-TM 7295.
133. **Puhlhofer F.**— *Nucl. Phys.*, 1977, v. A280, p. 267—284.
134. **Christov Chr. V., Petkov I. J., Délehev I. I.** Trieste report, 1982, Ic/82/241.
135. **Duek E., Kowalski L., Alexander J.** Preprint Orsay IPNO-DRE-82.20.
136. **Duek E., Kowalski L., Alexander J.** *Computer Phys. Com.*, 1985, v. 34, p. 395—414.
137. **Duek E., Kowalski L., Rajagopalan M. e.a.**— *Z. Phys.*, 1982, v. A307, p. 221.
138. **Duek E., Kowalski L., Rajagopalan M. e.a.**— *Z. Phys.*, 1982, v. A307, p. 237.
139. **Blann M.**— *Phys. Rev.*, 1981, v. C23, p. 205.
140. **Otsuka T., Harada K.**— *Phys. Lett.*, 1983, v. 121B, p. 106.
141. **Akkermans J. M., Gruppelaar H. e.a.**— *Phys. Rev.*, 1980, v. C22, p. 75.
142. **Chatterjee A.**— *Z. Phys.*, 1983, v. A313, p. 93.
143. **Holub E. e.a.**— *Z. Phys.*, 1983, v. A314, p. 347.
144. **Devi K. R. S. e.a.**— *Phys. Rev.*, 1981, v. C24, p. 2521.
145. **Davies K. T.R., Devi K. R. S., Strayer R. M.** Preprint MAR-23, 1982.
146. **Bondorf J. R., De J. N., Karvinen A. O. T. e.a.**— *Phys. Lett.*, 1979, v. 84B, p. 162.
147. **Bondorf J. P., De J. N., Karvinen A. O. T.**— *Nucl. Phys.*, 1980, v. A333, p. 285.