

SI 502/111



© 1983 by the Institute of Atomic Energy, Moscow, U.S.S.R.

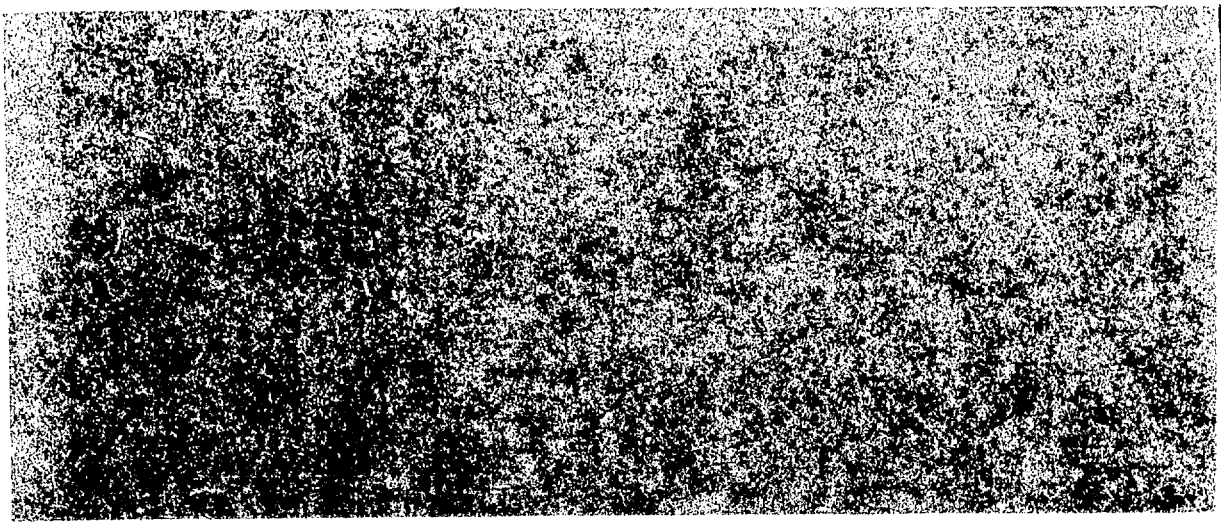
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

И.В. Курчатова

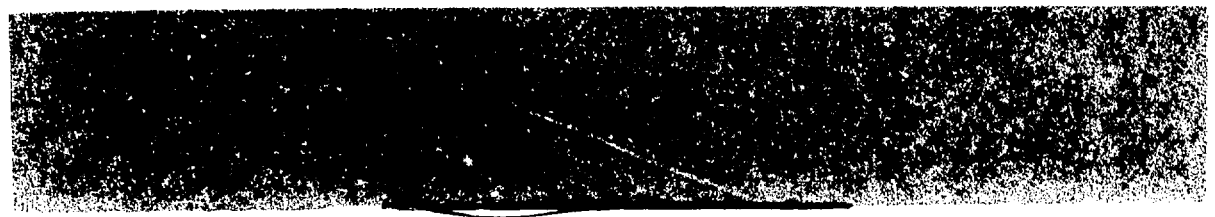
О.В. Бочкарев, А.А. Коршенинников,
Е.А. Кузьмин, Л.В. Чулков, Г.Б. Яньков

ИАЭ-3755/2

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ
ИЗ РЕАКЦИЙ С ИОНАМИ
ГЕЛИЯ, ЛИТИЯ-6 И УГЛЕРОДА
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 4 ДО 20 МэВ/нукл,
ОБРАЗУЮЩИХ КОМПОЗИЦИОННУЮ СИСТЕМУ ЦИНК-65.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ



Москва 1983



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

О.В. Бочкарев, А.А. Коршенинников, Е.А. Кузьмин,
Л.В. Чулков, Г.Б. Янков

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ
ИЗ РЕАКЦИЙ С ИОНАМИ
ГЕЛИЯ, ЛИТИЯ-6 И УГЛЕРОДА
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ 4 ДО 20 МэВ/нукл,
ОБРАЗУЮЩИХ КОМПОЗИЦИОННУЮ СИСТЕМУ ЦИНК-65.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ**

Москва

1983

УДК 539.171.017

Ключевые слова: циклотрон, спектрометр, нейтроны энергетические спектры

На 1,5-метровом изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова с помощью время-пролетного спектрометра измерены энергетические спектры и угловые распределения нейтронов, образующихся в реакциях с легкими (^3He , α) и более тяжелыми (^6Li , ^{12}C) ионами на ядрах ^{53}Cr , ^{59}Co , $^{61,62}\text{Ni}$. При энергиях падающих частиц 10 – 15 МэВ/нукл. экспериментальные результаты показывают наличие в общем спектре значительной доли высокоэнергетических нейтронов, испускающихся из ядер преимущественно в переднем направлении.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что с точки зрения механизма взаимодействия не все наблюдающиеся в экспериментах результаты можно объяснить лишь двумя предельными моделями ядерных реакций: прямыми процессами и боровским механизмом образования и распада составного ядра. Многочисленные данные по энергетическим спектрам нуклонов из реакций (α, p) , (α, n) , (p, n) , (p, p') показывают наличие высокоэнергетического компонента в непрерывном спектре между низкоэнергетической областью статистического распада составного ядра и дискретными уровнями прямых реакций. Эта часть спектра, интерпретируемая как эмиссия частиц из стремящейся к равновесию композиционной (падающая частица + ядро-мишень) системы, увеличивается с ростом энергии бомбардирующих ядер (рис. 1) и по форме существенно образом зависит лишь от сорта падающих частиц.

Авторы [1 – 12] экспериментально исследовали предравновесный распад возбужденных ядер, сопровождающийся вылетом нуклонов при падающих частицах с $A \leq 4$. Первоначально предложенная для описания таких распадов экситонная модель Гриффина [13] впоследствии была дополнена ее модификациями: моделью равновесного ферми-газа [14] и гибридной моделью Блэнна [15].

Концепция предравновесного распада в этих моделях состоит в следующем. Эволюция композиционной системы происходит как серия последовательных двухчастичных (нуклон-нуклонных) взаимодействий, приводящих к образованию частично-дырочной пары экситонов. На каждом этапе этой эволюции эмиссия частицы конкурирует с внутриядерными переходами, которые в конце концов

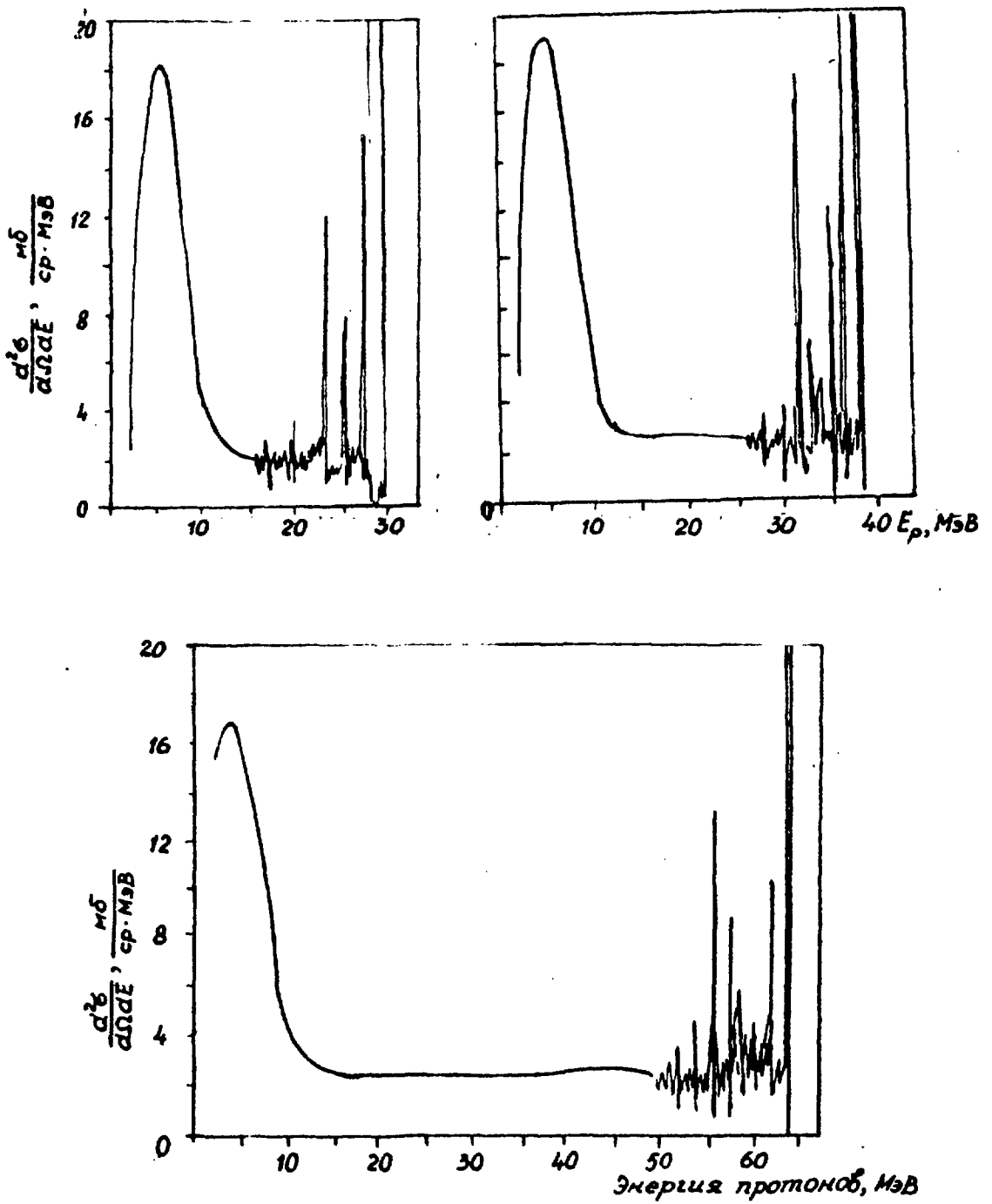


Рис. 1. Спектры неупругого рассеяния протонов из реакции $^{56}\text{Fe}(p, p^0)$ при $\Theta = 35^\circ$ для трех значений падающей энергии [1]: $E_p = 29$ МэВ (а); $E_p = 39$ МэВ (б); $E_p = 62$ МэВ (в)

приводят к состоянию равновесия составного ядра. Во время такого процесса частицы могут быть испущены возбужденным ядром с энергией много большей, чем та энергия, которую они могли бы иметь при испарении из составного ядра.

Указанные модели предравновесного распада описывают проинтегрированные по углам энергетические спектры вылетающих нуклонов.

Учет предравновесной эмиссии частиц в реакциях с падающими нуклонами и α -частицами при начальных энергиях 10 МэВ/нукл. и выше привел к определенному успеху при интерпретации нуклонных энергетических спектров и функций возбуждения.

В то же время имеются трудности и противоречия. Так, например, авторам работ [8, 9] учет предравновесной составляющей в реакциях типа (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ позволил значительно лучше описать энергетические спектры и функции возбуждения в широком диапазоне ядер и энергий падающих и испускаемых частиц, что ранее было невозможно с помощью одной лишь модели испарения. Кроме того, в литературе [16,17] появилось удовлетворительное описание спектров нейтронов и для фотоядерных реакций.

Однако следует отметить, что в работах [7, 18, 19] для реакций типа (p, n) и (n, p') при энергиях падающих нуклонов от 5 до 22 МэВ было показано, что энергетические спектры нейтронов могут быть описаны в рамках механизмов равновесного распада ядра и прямых реакций и без привлечения расчетов предравновесной эмиссии. Так, доля предравновесной эмиссии в высокоэнергетическую часть нейтронных спектров из (p, n) -реакций при энергии протонов 22 МэВ составляет не более 20%. В работе [20] подробно рассмотрено включение в модельные расчеты прямых процессов.

Модели предравновесного распада использовали и для описания высокоэнергетической части спектров вылетающих сложных частиц, вплоть до α -частиц. Сперва это было сделано для α -частиц [21], а затем и для дейтронов, тритонов и ядер гелия-3 [22].

Необходимость рассмотрения всех возможных механизмов стала серьезным препятствием для корректного описания энергетических спектров из реакций с участием легких слабосвязанных частиц (d , ^3He). Использование предравновесных моделей для этих реакций было менее успешно [23, 24] из-за немалого дополнительного вклада в спектры вылетающих частиц процессов кулоновского и ядерного развала [25 — 28].

Ограниченность экситонной и гибридной моделей предравновесного распада проявляется и в том, что они не могут объяснить наблюдаемую на опыте асимметрию в угловых распределениях продуктов реакции.

Однако можно с определенностью утверждать, что учет предравновесных процессов в дополнение к распаду составного ядра приводит к лучшему согласию с экспериментальными результатами. Несмотря на недостатки модельных представлений, использование механизма предравновесного испускания частиц из возмущенных ядер помогает более ясно представить процессы, происходящие в результате столкновения тяжелых частиц с энергией в несколько десятков МэВ с атомными ядрами.

За последние несколько лет появились работы [29 — 34], в которых сделана попытка включить угловые распределения в формализм предравновесных моделей и тем самым расширить их применимость.

Таким образом, экспериментальное изучение испускания высокоэнергетических частиц, образующихся в ядерных реакциях при энергии 10 — 20 МэВ/нукл., обусловлено несколькими причинами. С одной стороны, очевиден чисто физический интерес исследований нового механизма ядерных реакций в этой области энергии. С другой — немаловажное значение имеют прикладные задачи, связанные с получением ядерно-физических констант, необходимых для расчетов различных процессов в обычных и термоядерных реакторах.

Сравнительно новой областью ядерной физики стали реакции взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, протекающие в основном через два конкурирующих механизма: процессы слияния ядер и глубокоупругие процессы [35, 36]. Среди этих столкновений здесь будут рассматриваться лишь те, в которых изучался вылет легких частиц. Еще в пионерской работе Бритта и Куинтона [37] было показано, что неравновесные процессы могут составлять существенную часть полного сечения реакции при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами. Эmission легких частиц, в том числе и нейтронов, сопровождающая взаимодействие тяжелых ионов, несет информацию о начальной, далекой от равновесной, стадии столкновения, определяющей дальнейшее развитие процесса [38, 39].

Несмотря на то что ко времени начала наших исследований физика средних энергий (10 — 20 МэВ/нукл.) разделилась на две самостоя-

тельные области (легких падающих частиц и тяжелых ионов), в которых используются для описания физических явлений принципиально различные подходы, можно отметить одно общее свойство, связывающее предравновесные процессы в реакциях с легкими частицами и неравновесные явления, происходящие при взаимодействии ядер с тяжелыми ионами: во временной шкале они занимают промежуточное положение между быстрыми прямыми реакциями и "медленным" распадом составного ядра.

В связи с этим представляется интересным на основе экспериментальных фактов, полученных при исследовании энергетических и угловых распределений вылетающих частиц получить ответы на следующие вопросы:

— Могут ли происходить процессы одной и той же природы в реакциях как с легкими, так и с тяжелыми ионами? Если да, то каковы критерии их возникновения?

— Можно ли рассматривать оба типа взаимодействий в рамках какого-либо одного или нескольких механизмов на основе общей модели. Например, предравновесную эмиссию частиц в реакциях с легкими и тяжелыми ионами анализировать с помощью существующих экситонной или гибридной моделей?

Видимо, первый, кто обратил внимание на возможную роль именно предравновесного распада в тяжело-ионных реакциях, был М. Блэнн, автор гибридной модели [15]. В опубликованной в 1974 г. его работе [40] сравнивались результаты экспериментов по измерению функции возбуждения реакции $^{141}\text{Pr}(^{12}\text{C}, 4n)$ в диапазоне энергии ионов углерода от 55 до 200 МэВ с расчетом по гибридной модели. Было показано, что для энергий падающих частиц, при которых энергия возбуждения композиционной системы имеет величину порядка энергии связи нуклона с ядром на каждый экситон, т.е. 8 – 10 МэВ/нукл., эффекты предравновесной эмиссии становятся не только значительными, но и могут составлять основной вклад в процесс девозбуждения для тяжелоионных реакций. Более тщательные расчеты на основе последних экспериментов по изучению энергетических спектров нуклонов, вылетающих из реакций с различными сортами ионов, были выполнены недавно [41].

Лишь в 1978 г. предложенный Блэнном критерий возникновения предравновесной эмиссии для реакций с тяжелыми ионами ($E_{\text{пад}} > > 10$ МэВ/нукл.) подтвердился в опытах группы Вестерберга и Саран-

титеса [42, 43]. Первые же их эксперименты показали значительный вклад неравновесных процессов в нейтронных спектрах из реакции $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$ при $E_{\text{пад}} = 12,7$ МэВ/нукл. Одновременно с этим было установлено отсутствие неравновесных нейтронов в реакции ^{20}Ne (8,7 МэВ/нукл.) + ^{150}Nd , приводящей к образованию одного и того же (с предыдущей реакцией) составного ядра ^{170}Yb при одинаковой энергии возбуждения. В 1981 г. этой же группой отчетливое указание на присутствие неравновесной нейтронной эмиссии было установлено для реакции ^{16}O (9,5 МэВ/нукл.) + ^{154}Sm [43].

Все упомянутые выше экспериментальные наблюдения предравновесных частиц происходили в реакциях слияния или неполного слияния тяжелых ионов с ядрами. Что же касается глубоконеупругих процессов, то лишь последние два-три года отмечены рядом работ [44 – 52], в которых обнаруживалась неравновесная эмиссия легких частиц.

Так, в работе [44] измерены инклюзивные энергетические и угловые распределения протонов, дейтронов, тритонов и α -частиц из реакции $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ (8,2 МэВ/нукл.), в работе [46] – протонные спектры из реакции $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ (20 МэВ/нукл.), а в работе [50] – α -спектры из реакции $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ (от 5,5 до 10 МэВ/нукл.). Общим результатом этих исследований явилось наблюдение высокоэнергетических легких заряженных частиц, вылетающих преимущественно под передними углами.

Несколько групп экспериментаторов предприняли более сложные корреляционные опыты, что позволило сделать ряд выводов о механизмах таких процессов. Угловые и энергетические корреляции между α -частицами и тяжелым фрагментом измерялись из следующих реакций: $^{58}\text{Ni} + ^{14}\text{N}$ (10,6 МэВ/нукл.) [45]; $\text{Ti} + ^{16}\text{O}$ (19,4 МэВ/нукл.) [47]; $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$ (8,4 МэВ/нукл.) [51]. Во всех этих экспериментах было обнаружено испускание быстрых α -частиц, происходящее на ранней стадии быстрого прямого процесса и не связанное с девозбуждением испаряющего фрагмента.

Долгое время в глубоко-неупругих столкновениях не удавалось обнаружить, в отличие от быстрых заряженных частиц, эмиссии предравновесных нейтронов. В экспериментах не наблюдалось существенных отклонений от результатов расчетов по статистической модели, и сделанные на этом основании выводы об отсутствии неравновесных нейтронов в целом ряде опытов [53 – 55] с участием тяжелых ионов объяснялись, видимо, недостаточно высокой энергией падающих ионов. Так, в работах [53 – 55] исследовались соответствен-

но реакции $^{197}\text{Au} + ^{63}\text{Cu}$ (6,3 МэВ/нукл.), $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ (8,5 МэВ/нукл.), $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$ (5,7; 7,0; 7,9 МэВ/нукл.), которые протекали при энергиях $E_{\text{пад}} < 9$ МэВ/нукл. Первые положительные результаты в этом направлении были получены лишь недавно Геммеке и др. [49], Гавроном и др. [48] и Церруйя и др. [52]. В этих трех экспериментах использовалась времяпролетная методика для регистрации нейтронов в совпадении с легким или обоими (легким и тяжелым) фрагментами из реакций: $^{58,64}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$ (6 МэВ/нукл.) [49]; $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$ (12,8 МэВ/нукл.) [48] и $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$ (11,9 МэВ/нукл.) [52]. Измеренные в этих работах угловые и энергетические распределения указывали на значительную долю быстрых нейтронов, не связанных с испусканием их из разлетающихся после столкновения фрагментов. Однако следует отметить, что критерий возникновения "неравновесности" $E_{\text{пад}} \gtrsim 10$ МэВ/нукл. очень приблизителен, так же, как и предложенный в работе [54] критерий превышения над кулоновским барьером энергии падающих ионов на нуклон во входном канале $\epsilon = (E_{\text{ц.м}} - V_{\text{кул}})/\mu$, где μ — приведенная масса. По мнению авторов этой работы, именно величина ϵ , а не полная энергия возбуждения является характерной количественной отметкой для границы между равновесным и предравновесным "режимами".

Используя этот параметр ϵ , можно, по мнению авторов [54], качественно сравнивать реакции с легкими и тяжелыми ионами в единой шкале с единым критерием. Они также полагают, что для обоих типов реакций [(L1, Xn) и (H1, Xn)] предравновесные нейтроны могут наблюдаться при падающих энергиях, превышающих более чем на 5 — 6 МэВ/нукл. кулоновский барьер, причем независимо от того, диссипируются ли в конце концов во внутреннюю энергию возбуждения десятки или сотни МэВ относительной кинетической энергии.

Условность такой границы подчеркивалась самими авторами и подтверждается, например, при сравнении критериев обоих типов для результатов эксперимента, выполненного в этой же работе. В ней не было найдено значительной предравновесной эмиссии нейтронов из реакции $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ ($E_{\text{пад}} = 8,5$ МэВ/нукл. или критерий $\epsilon = 3,8$ МэВ/нукл.). А в работе группы Геммеке [49], в которой такая эмиссия обнаружена для реакции $^{58,64}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$, аналогичные параметры имеют соответствующие величины, меньшие, чем в пре-

дыдущей реакции ($E_{\text{пад}} = 6$ МэВ/нукл. и $\epsilon = 3,2$ МэВ/нукл.) и существенно ниже наиболее часто упоминаемых значений $E_{\text{пад}} \approx \approx 10$ МэВ/нукл. и $\epsilon \approx 5 - 6$ МэВ/нукл.

Вместе с тем нет фактов, указывающих на отсутствие существенной доли быстрых неравновесных частиц в реакциях протекающих при энергиях падающих ионов больше 10 – 12 МэВ/нукл. Даже в тех работах (см., например, [56]), в которых наблюдаемые энергетические и угловые распределения вылетающих частиц авторы пытаются интерпретировать в рамках исключительно статистического механизма, обнаружены эффекты, характерные для неравновесной эмиссии. Так, в случае упомянутой в работе [56] реакции $\text{Cu} + {}^{20}\text{Ne}$ (12,6 МэВ/нукл.) спектры испускаемых протонов объяснялись лишь расчетами по испарительной модели, включающей тепловые флуктуации, чтобы описать такие экспериментальные результаты, как высокие энергии протонов (со скоростями, в 1 – 2,4 раза превышающими скорость падающих ионов) и преимущественное испускание этих протонов вперед.

Из многообразия экспериментальных данных об испускании легких частиц в реакциях с легкими и тяжелыми ионами при энергиях 10 – 20 МэВ/нукл. можно сделать вывод о наличии заметного неравновесного компонента, доля которого возрастает с увеличением энергии бомбардирующих частиц. Форма энергетического спектра вылетающих частиц в таких реакциях существенно зависит от угла наблюдения. Угловые распределения имеют сильно выраженную направленность вперед, особенно для частиц, имеющих скорости близкие или даже большие скорости падающего иона. Если попытаться определить температуру остаточного ядра в этой неравновесной области спектра, то она оказывается значительно выше той, которая обычно предполагается для процесса испарения из равновесного составного ядра, причем полученная величина практически не зависит от свойств конкретного ядра. Все эти особенности нельзя объяснить лишь дискретными состояниями прямых процессов, которые, безусловно, доминируют на самой первой стадии реакции. Однако при больших энергиях возбуждения остаточного ядра ($U > 10$ МэВ), где заселяется большое число состояний, а вероятность их возбуждения снижается, одновременно увеличивается доля других неравновесных процессов, природа которых для различных типов реакций еще не выяснена. Существоющие модели предравновесного испускания высо-

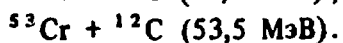
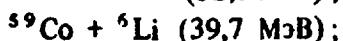
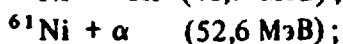
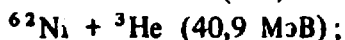
коэнергетических частиц, требующие усовершенствования, не объясняют всех особенностей в экспериментальных данных.

Объяснение вопроса об источниках эмиссии быстрых частиц и механизмах установления равновесия в реакциях как с легкими, так и тяжелыми ионами при энергиях падающих частиц 5 – 20 МэВ/нукл. является в настоящее время актуальной задачей ядерной физики и целью данного исследования.

Основой настоящей работы являлось изучение неравновесного испуска для нейтронов из одной и той же композиционной системы, образованной различными способами. Как следует из обзора литературы, к началу данного исследования в 1978 г. нейтронный канал распада оказался наименее изученным, хотя преимущества его очевидны ввиду отсутствия кулоновского барьера. Использование одной и той же композиционной системы, созданной различными входными каналами при приблизительно одинаковой энергии возбуждения, давало возможность судить о механизме протекания той или иной реакции.

Сравнение результатов измерений при фиксированных падающих частицах, но различных энергиях возбуждения, позволяло установить характер изменения неравновесной части энергетических спектров вылетающих частиц (в данном случае – нейтронов).

На первом этапе настоящих исследований изучался процесс испускания нейтрона из следующих реакций с участием легких (^3He , α) и более тяжелых (^6Li , ^{12}C) ионов:



Указанные энергии соответствуют значениям энергии падающих частиц после прохождения половины толщины мишени. Энергии падающих частиц, а также мишени, были подобраны таким образом, чтобы получить одно и то же составное ядро ^{65}Zn при средней энергии возбуждения $E^* = 53,7 \pm 0,4$ МэВ. Мишени были взяты из средней части таблицы Д.И. Менделеева, чтобы кулоновские барьеры во входных каналах были бы значительно меньше энергий падающих частиц.

Последующие эксперименты проводились с изменением энергии падающих частиц: для гелия-3 от 41 до 59 МэВ, для лития-6 от 40 до 90 МэВ.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились на 1,5-метровом изохронном циклотроне [57] с помощью время-пролетного спектрометра [58]. Выведенный из циклотрона пучок ускоренных ионов с помощью квадрупольных магнитных линз направлялся и фокусировался на мишень, расположенную на расстоянии около 15 м от поворотного магнита (рис. 2).

Мишенное устройство находилось внутри камеры рассеяния и позволяло без нарушения вакуума дистанционно производить замену четырех мишеней размером 20 x 15 мм.

Конструкция камеры рассеяния предусматривала размещение при необходимости коллиматоров и диафрагм, ограничивающих размеры пучка на мишени. По ходу пучка в 60 см за мишенью располагался цилиндр Фарадея.

В качестве детектора нейтронов использовался сцинтилляционный счетчик, который состоял из кристалла стльбегита размером 50x50мм и фотоумножителя ФЭУ-30, помещенных в специальную защиту.

Камера рассеяния и детектор нейтронов находились в отдельном измерительном зале размером 13x10x5 м. Площадь зала позволяла перемещать детектор относительно мишени как по углу (0 – 150°), так и по радиусу (2 – 6 м). Обычно использовалась база равная 4,5 м, а диапазон углов – от 10 до 150°.

Мишенями служили металлические самоподдерживающиеся фольги из обогащенных или моноизотопных материалов, характерные данные которых приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Характеристики мишеней

| Основной изотоп мишени | Толщина, мг/см ² | Энергия ионов, МэВ | Энергетическая толщина, МэВ | Содержание основного изотопа, ат.% | Примеси, ат.% |
|------------------------|-----------------------------|--------------------|-----------------------------|------------------------------------|--|
| ⁶² Ni | 17,4 | 40,9 59,0 | 1,5 1,1 | 97,7 | 1,17- ⁵⁸ Ni; 0,8- ⁶⁰ Ni; 0,19- ⁶¹ Ni; 0,14- ⁶⁴ Ni; 10- ⁶⁰ Ni; 2,7- ⁵⁸ Ni |
| ⁶¹ Ni | 18,5 | 52,6 | 1,7 | 85,4 | 1,85- ⁶² Ni; <0,05- ⁶⁴ Ni |
| ⁵⁹ Co | 5,7 15,8 | 39,7 90 | 1,8 2,8 | 100 | — |
| ⁵³ Cr | 2,2 | 53,5 | 3,9 | 92,8 | 6,2- ⁵² Cr; 0,8- ⁵⁴ Cr 0,2- ⁵⁰ Cr |

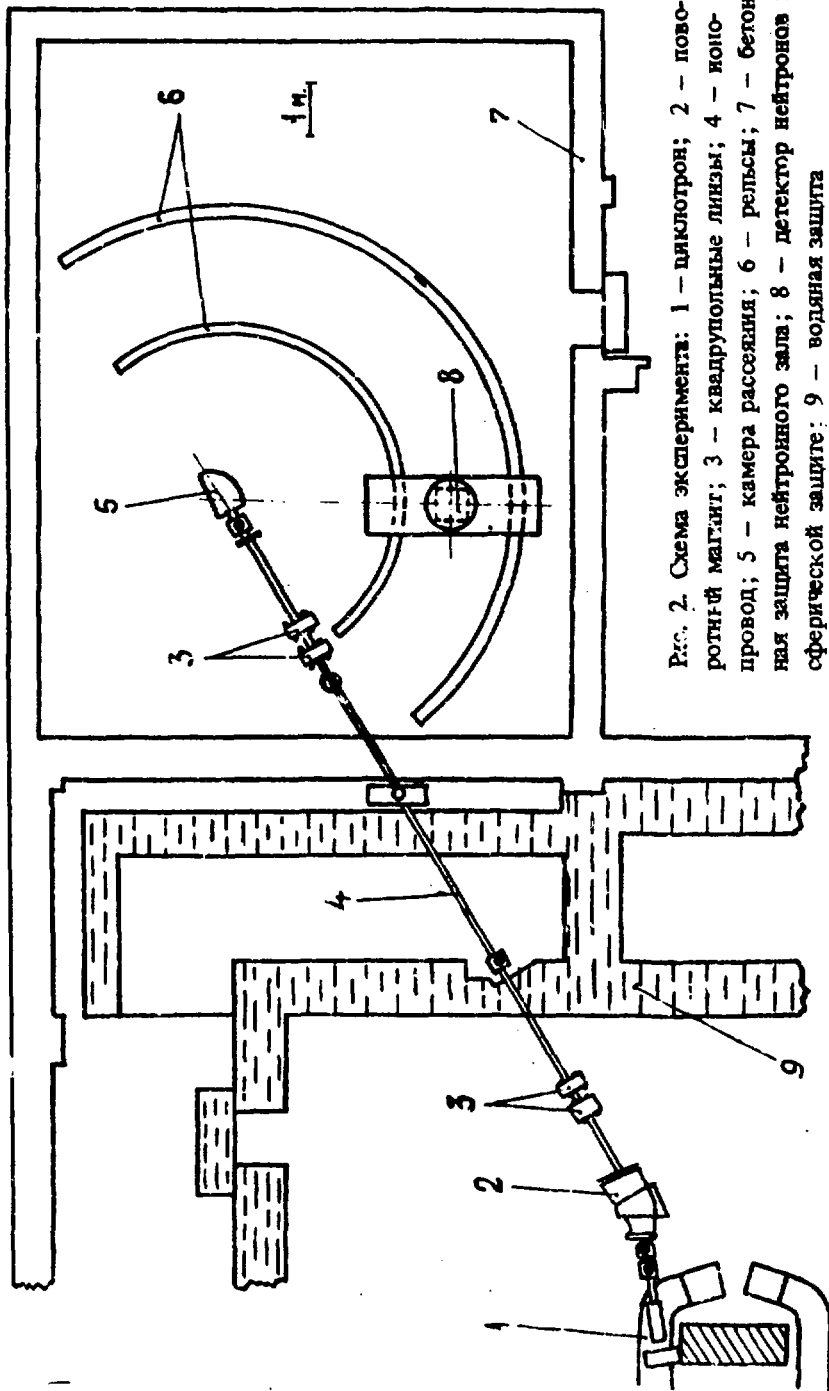


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 — детектор; 2 — поворотный магнит; 3 — квадратные линзы; 4 — монтажный провод; 5 — камера рассеяния; 6 — рельсы; 7 — бетонная защита нейтронного зала; 8 — детектор нейтронов в сферической защите; 9 — водяная защита

Толщина мишени определялась либо взвешиванием образца известной площади, либо непосредственным измерением с помощью оптиметра. Оба способа дали близкие значения, не отличающиеся более, чем на 5 – 7%. Поскольку точность методов измерений превышал разброс, то он был принят за величину погрешности толщины мишени.

Ток заряженных частиц, бомбардирующих мишень, не превышал в среднем 0,05 мкА для 2-зарядных ионов гелия, 0,02 мкА для 3-зарядных ионов лития и 0,15 мкА для 2-зарядных ионов лития и 4-зарядных ионов углерода. Во время прохождения ускоренных ионов сквозь мишень происходила дополнительная их "обдирка". Так, ионы ${}^6\text{Li}^{2+}$ превращались в ядра ${}^6\text{Li}^{3+}$. Экспериментальная проверка в измерениях тока с мишенью и без нее подтвердила возрастание его в 1,5 раза. 4-зарядные ионы углерода с энергией 53 МэВ превращались в смесь, состоящую из 80% ядер (${}^{12}\text{C}^{6+}$) и 20% 5-зарядных ионов. В этом случае экспериментальная величина измерения тока составляла $1,45 \pm 0,03$, что хорошо согласовывалось с расчетной величиной 1,47 для указанной смеси.

Тип сцинтиллятора – стильбен – был обусловлен необходимостью сочетать детектирование быстрых нейтронов с энергией вплоть до 50 МэВ с надежным отделением их по форме импульсов от γ -лучей.

Сферическая трехслойная (железо-борированный полиэтилен-железо) защита кристалла (рис. 3) стильбена существенно снижала фон рассеянных нейтронов и γ -лучей. Например, поток нейтронов с энергией 5 МэВ ослаблялся примерно в 150 раз. Основным источником высокоэнергичных нейтронов являлся цилиндр Фарадея, который в зависимости от угла наблюдения по-разному "росматривался" детектором в сферической защите. Для уменьшения фона от цилиндра Фарадея устанавливалась дополнительная защита, не показанная на рис. 2 и имевшая узкий канал, нацеленный на мишень.

Спектрометр работал на принципе измерения интервалов времени между двумя моментами: вылета частиц из мишени и попадания их в сцинтиллятор. На рис. 4 приведена структурная схема использованного спектрометра.

Сигналы с ФЭУ-30 поступали после формирователя и усилителя на дискриминатор по форме импульсов, где анализировались и разделялись в зависимости от сорта частиц на два канала регистрации: нейтронный и γ -канал. Далее сигналы в обоих каналах поступали

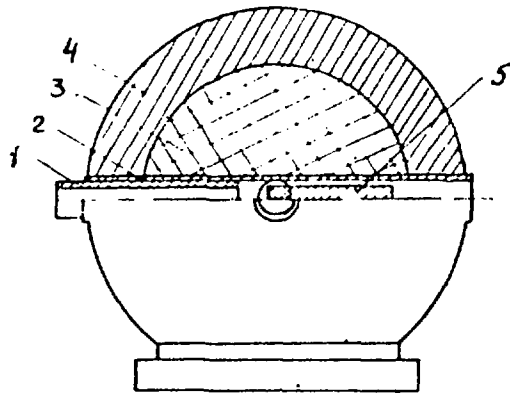


Рис. 3. Сферическая нейтронная защита детектора: 1 – коллиматор; 2, 4 – слой защиты (железо); 3 – слой защиты (борированный полиэтилен); 5 – детектор

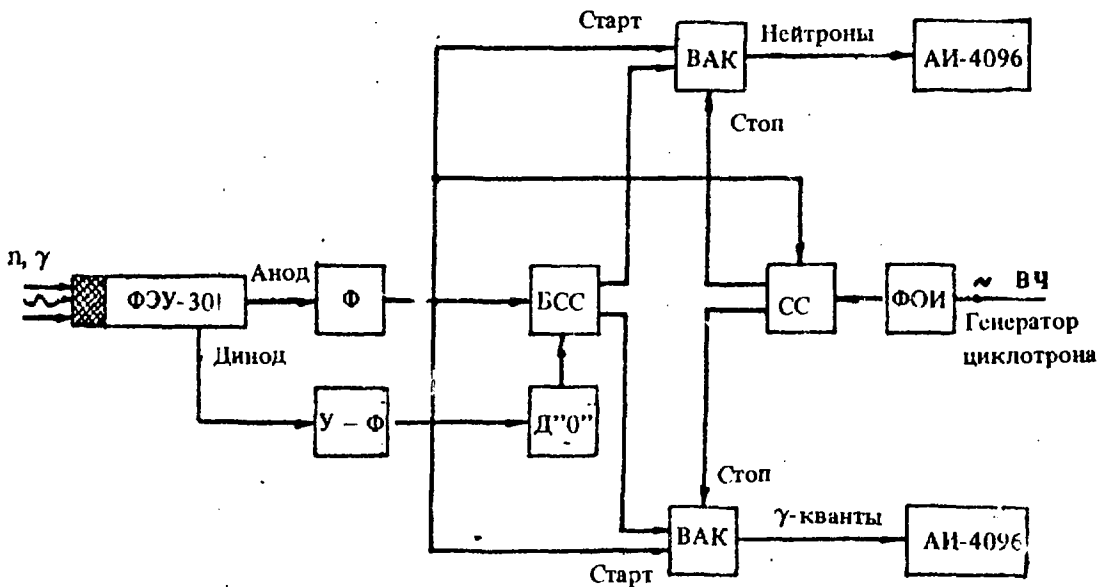


Рис. 4. Упрощенная структурная схема нейтронного спектрометра: Ф – формирователь; У-Ф – усилитель-формирователь; Д''0'' – детектор нуля; БСС – быстрая схема совпадений (совместно с У-ф – и Д''0'' образует дискриминатор по форме импульса); ВАК – время – амплитудный конвертер; СС – схема совпадений; АИ-4096 – многоканальный амплитудный анализатор; ФОИ – формирователь опорных импульсов

каждый на свой время-амплитудный преобразователь (конвертер), непосредственно связанный с соответствующим многоканальным амплитудным анализатором.

Полное временное разрешение в нейтронных спектрах определялось главным образом длительностью микроимпульсов и составляло 3 — 4 нс для ионов гелия, 6 — 8 нс для ионов лития и 8 — 10 нс для ионов углерода.

Отличительной особенностью используемого спектрометра является наличие самостоятельного канала регистрации γ -квантов, что позволяло контролировать работу всего спектрометра, ускорителя и системы транспортировки пучка непосредственно в ходе измерений. Это обстоятельство существенно упрощало и ускоряло проведение эксперимента, так как давало возможность по характеру временного γ -спектра судить о ширине микроимпульсов ускоренных ионов, фазовой стабильности, а также о качестве работы системы "промигивания" пучка. Время пролета низкоэнергетических нейтронов в реальных условиях превышало 300 нс. Чтобы исключить наложение спектров от соседних микроимпульсов, следующих с периодом примерно 100 — 120 нс, применялось специальное устройство "промигивания", которое пропускало на мишень, как правило, только каждый четвертый импульс.

Основные технические характеристики нейтронного спектрометра были следующие:

- собственное разрешающее время в динамическом диапазоне энергий нейтронов от 1 до 50 МэВ — 1,5 нс;
- коэффициент подавления фоновых γ -квантов:
 - 10^4 при потере нейтронов 2%,
 - $10^2 - 10^3$ при потере нейтронов 1%;
- загрузочная способность — 10^4 имп/с.

Для определения цены канала анализатора использовалась задающая частота генератора циклотрона. По соответствующим γ -пикам с точностью до половины канала определялся период между двумя соседними микроимпульсами циклотрона. Обычно используемая цена канала находилась в пределах от 0,7 до 1,1 нс/канал.

Энергия бомбардирующих частиц определялась с помощью измерения времени пролета ионами пучка известного расстояния. Моменты "старта" и "стопа" регистрировались двумя пикап-электродами с точностью до 0,5 нс, что соответствовало точности определения энер-

гин пучка в пределах энергетического разброса, даваемого циклотроном, т.е. 0,7 – 0%.

Для определения сечений необходимо знать эффективность нейтронного детектора. Она рассчитывалась методом Монте-Карло [59] в области энергий нейтронов от 0,1 до 50 МэВ, проверялась экспериментально с помощью источника нейтронов спонтанного деления калифорния-252 [60]. Для высокоэнергетических нейтронов была оценена чувствительность величины эффективности к изменению сечений основных ядерных процессов, протекающих в кристалле стильбена [61]. На рис. 5 представлены кривые энергетической зависимости эффективности стильбена в форме цилиндра размерами 50x50 мм для двух значений порога регистрации 1,0 и 8 МэВ. В измерениях использовалась величина порога около 1 МэВ.

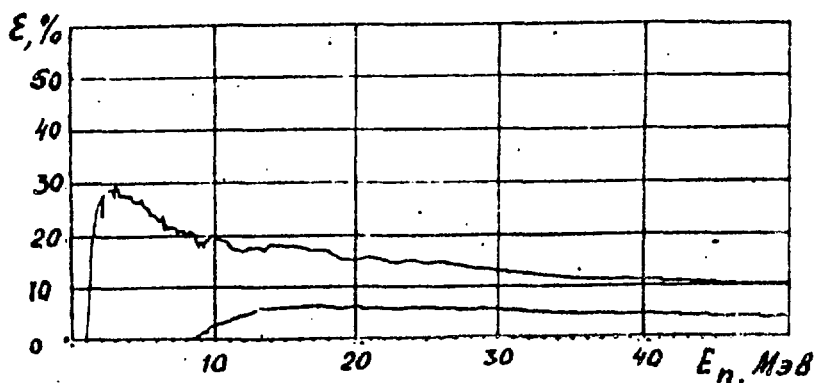


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации нейтронов кристаллом стильбена размерами 50 x 50 мм от энергии при двух значениях порога: верхняя кривая – 1 МэВ; нижняя – 8 МэВ

2. ОБРАБОТКА ИЗМЕРЕНИЙ. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Временные спектры нейтронов переводились в энергетические согласно следующим формулам:

$$v = R/t = \frac{R}{(I_\gamma - 1)a + R/C}; \quad (1)$$

$$T = \frac{m_0 C^2}{\sqrt{1 - v^2/C^2}} - m_0 C^2, \quad (2)$$

где v — скорость нейтрона; R — пролетная база; t — время пролета этой базы нейтроном, оно складывается из времени, полученного из отметок на временном спектре положений пиков γ -квантов I_γ и нейтронов I и времени пролета этого же расстояния γ -квантом; a — временная цена канала; T — кинетическая энергия нейтрона; m_0 — масса покоя нейтрона.

Для пересчета числа зарегистрированных нейтронов в величину двойного дифференциального сечения в единицах мбарн.МэВ⁻¹.ср⁻¹ использовалась формула

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{K_n N(E)}{K_0(E) N_{\text{пад}} n \epsilon(E) \Delta E \Delta \Omega}, \quad (3)$$

где $N_{\text{пад}}$ — число прошедших через мишень бомбардирующих частиц; n — толщина мишени в атомах на мбарн; $\Delta \Omega$ — телесный угол детектора в стерadianах; ΔE — энергетический интервал в МэВ, ϵ — эффективность детектора; K_0 и K_n — поправочные коэффициенты на ослабление потока нейтронов в материале камеры и в воздухе и на просчеты радиоэлектронной схемы соответственно.

С помощью соотношения [62]

$$\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{p'} \frac{d^2\sigma'}{d\Omega' dE'}, \quad (4)$$

в котором p — импульс вылетающей частицы ($E^2 = p^2 C^2 + m_0^2 C^4$), данные переводились в систему координат центра масс.

Вычисления осуществлялись с использованием специально написанных программ [63] на ЭВМ ЕС-1010 и БЭСМ-6. Эти программы позволяли определять:

- интегральные сечения испускания нейтронов в исследуемой реакции под данным углом в лабораторной системе координат;
- двойные дифференциальные сечения для определенных энергетических интервалов в системе координат центра масс;
- дифференциальные сечения $d\sigma/dE$, полученные интегрированием по углу двойных дифференциальных сечений методом аппроксимации угловых распределений полиномами Лежандра.

Все сечения представлены с полными погрешностями, а также погрешностями относительного хода. Погрешность относительного хода сечения не

учитывает точность привязки полученных сечений к шкале абсолютных значений. Это позволяет в случае необходимости уточнить имеющиеся данные с помощью ограниченного числа измерений с лучшей абсолютной точностью.

Суммарная погрешность в определении тока, телесного угла, цены канала не превышала 2%. Погрешность эффективности для энергий нейтронов до 10 МэВ составляла 5%, в районе 40 – 50 МэВ – не превышала 20%. Полная погрешность в определении дифференциальных сечений составляла менее 10% для нейтронов с энергией ниже 10 МэВ и определялась в основном погрешностью толщины мишени. В области энергий 20 – 30 МэВ полная ошибка достигала 15 – 20% за счет существенного вклада погрешности в эффективности. В области максимальных энергий нейтронов основной вклад давал статистический разброс экспериментальных результатов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Реакции образования композиционной системы ${}^{65}\text{Zn}$ при энергии возбуждения $E^* \simeq 54$ МэВ

Для всех четырех обсуждаемых реакций в интервале углов от 10 до 150° были получены энергетические спектры нейтронов. На рис. 6 изображены эти спектры при двух значениях лабораторного угла: 20 и 120°. На рисунке показано, что двойные дифференциальные сечения с ростом энергии нейтронов монотонно падают, однако это падение для разных реакций и разных углов вылета нейтронов имеет различный характер. Для реакций с ионами гелия-3 и гелия-4 энергетические спектры имеют отчетливый перегиб (при $E_n \sim 10 - 12$ МэВ), нарушающий плавное, почти экспоненциальное, уменьшение сечения с увеличением энергии нейтронов. Такое отступление от экспоненциальной формы более существенно для угла 20°, чем для угла 120°. Принципиальной разницы в ходе сечения для реакций с ионами гелия-3 и гелия-4 нет, однако наклоны кривых для малых углов, в том числе и для 20°, несколько различаются – для процесса (${}^3\text{He}$, Xn) отмеченный выше перегиб в сечении более плавный.

Спектры нейтронов из реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{53}\text{Cr}$ характеризуются резким падением сечения с ростом энергии нейтронов: от

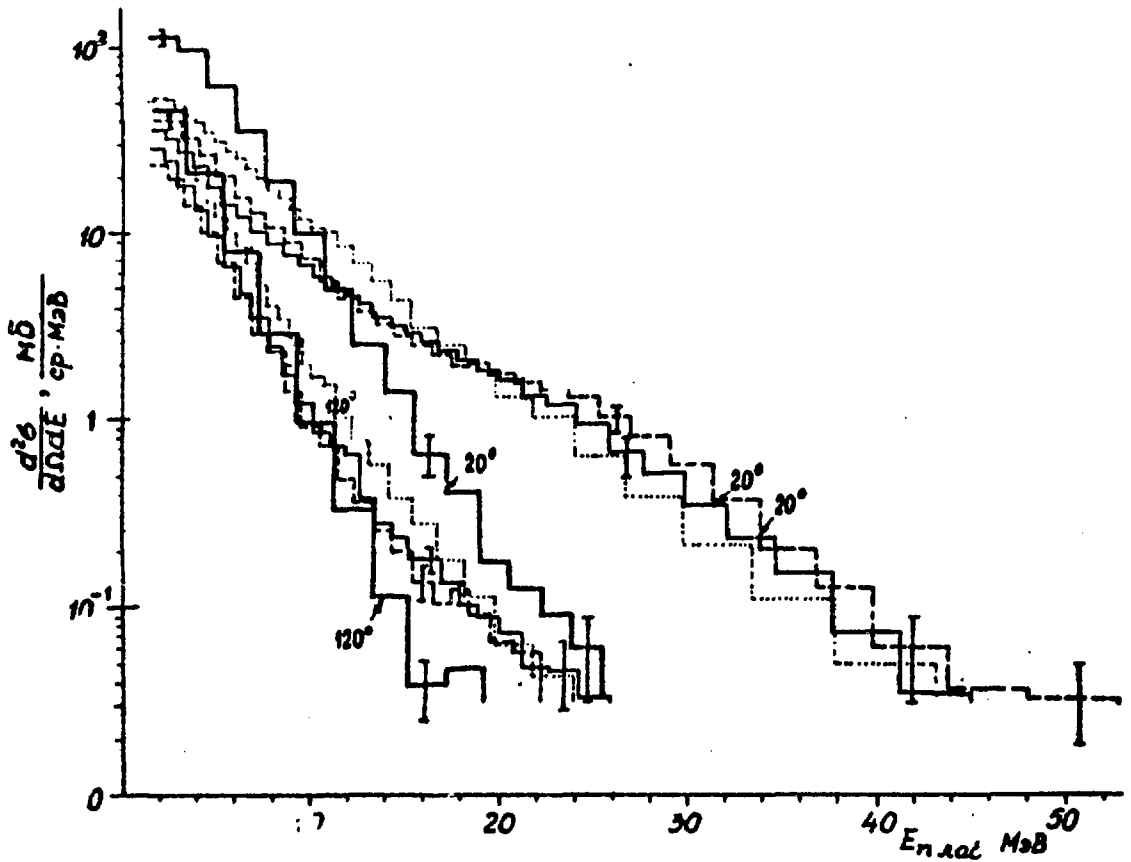


Рис. 6. Энергетические спектры нейтронов из реакции $^{63}\text{Ni} + {}^3\text{He}$ (40,9 МэВ) — тонкие сплошные линии; $^{63}\text{Ni} + \alpha$ (52,6 МэВ) — штриховые; $^{59}\text{Co} + {}^6\text{Li}$ (39,7 МэВ) — пунктирные и $^{53}\text{Cr} + {}^{12}\text{C}$ (53,5 МэВ) — толстые сплошные под углами 20° и 120° . Указанные погрешности — полные

10^2 мбарн.ср $^{-1}$.МэВ $^{-1}$ при $E_n = 2$ МэВ до 10^{-1} мбарн.ср $^{-1}$.МэВ $^{-1}$ при $E_n = 20$ МэВ для угла регистрации 20° . Форма спектров близка к экспоненциальной и практически не меняется в зависимости от угла наблюдения, т.е. темп падения сечения почти одинаков во всем диапазоне как углов вылета, так и энергий нейтронов. Кроме того, двойное дифференциальное сечение выхода нейтронов из реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{53}\text{Cr}$ в области энергий до 10 МэВ всегда больше величины такого же сечения для реакций с гелием-3 и гелием-4 (см. рис. 6).

Энергетические спектры нейтронов из реакции ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ [64] по форме и величине сечения занимают промежуточное положение

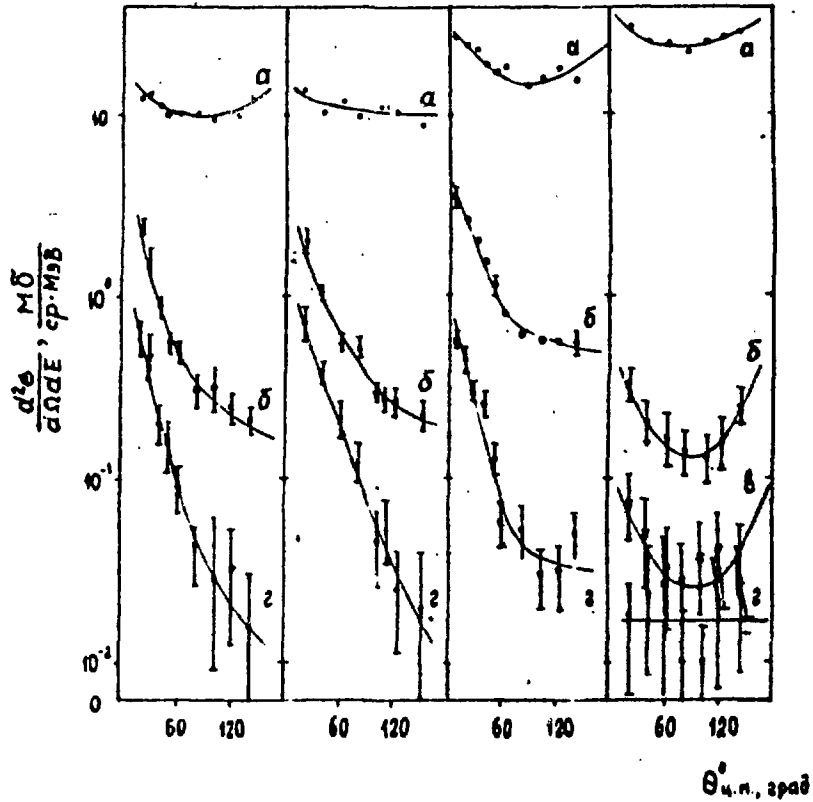


Рис. 7. Угловые распределения нейтронов из реакций (слева направо): $^{63}\text{Ni} (^3\text{He}, \text{Xn})$, $^{63}\text{Ni} (\alpha, \text{Xn})$, $^{63}\text{Co} (^6\text{Li}, \text{Xn})$ и $^{63}\text{Co} (^{12}\text{C}, \text{Xn})$ при различных значениях энергии нейтронов в системе координат центра масс: 5 МэВ (а); 15 МэВ (б); 20 МэВ (в); 25 МэВ (г). Указаны погрешности относительного хода (см. текст), для точек а — в пределах размеров точек. Линии прорисованы через экспериментальные точки на глаз

между спектрами из реакций с гелием и углеродом. В них проявляется изменение наклона в зависимости от угла наблюдения, однако оно выражено слабее, чем в спектрах реакции с гелием.

На рис. 7 изображены двойные дифференциальные сечения для трех значений энергий нейтронов 5, 15 и 25 МэВ в зависимости от угла в системе координат центра масс. Для реакции ($^{12}\text{C}, \text{Xn}$) сечения построены, кроме того, и для энергии 20 МэВ. Хорошо видно, что для всех четырех реакций в низкоэнергетической части спектров (5 МэВ) угловые распределения по форме симметричны

или близки к симметричной зависимости относительно 90° . С ростом энергии нейтронов угловые распределения для обеих реакций с гелием становятся все более направленными вперед. Если отношение сечений для углов 20 и 90° при энергии нейтронов 5 МэВ не превышает $1,4$, то при энергии 15 МэВ оно становится равным $8,3$ для реакции $(^3\text{He}, \text{Xn})$ и -5 для реакции (α, Xn) . Для нейтронов с энергией 25 МэВ это отношение достигает величины $14,8$ и 9 соответственно. Та же тенденция проявляется и в реакции с литием, однако изменение анизотропии происходит сперва не так быстро, как в случае реакций с гелием: $1,7$, $4,1$ и $11,5$ для энергий нейтронов 5 , 15 и 25 МэВ соответственно. Для реакций с углеродом характерна практически неизменная форма угловых распределений во всех энергетических точках спектра. Вычисляемое выше отношение сечений для 20 и 90° меняется от $1,4$ при 5 МэВ до $2,4$ при 15 МэВ и $2,5$ при 20 МэВ. Малая величина сечения не позволяет определить достоверно форму углового распределения при энергии нейтронов 25 МэВ, поэтому на рис. 7 в качестве аппроксимирующей кривой использована горизонтальная прямая линия.

Полные сечения выхода нейтронов, представленные в табл. 2, получены следующим образом. Сначала были проинтегрированы по энергии двойные дифференциальные сечения $d^2\sigma/dE d\Omega$ образования нейтронов, вылетающих под разными углами в лабораторной системе координат.

Таблица 2. Полные сечения выхода нейтронов

| Левая граница спектров | $\sigma_{\text{полн}}$, мбарн | | | |
|------------------------|--------------------------------|-----------------------|----------------------------|------------------------------|
| | $(^3\text{He}, \text{Xn})$ | (α, Xn) | $(^6\text{Li}, \text{Xn})$ | $(^{12}\text{C}, \text{Xn})$ |
| $E_n > 1,5$ МэВ | 1370 ± 140 | 1390 ± 130 | $2230 \pm 200^*$ | 2980 ± 280 |
| $E_n > 0$ МэВ | 1800 ± 400 | 1800 ± 400 | 2400 ± 400 | 3900 ± 800 |

*Для реакции $^6\text{Li}, \text{Xn}$ экспериментальные спектры имели левую границу $E_n = 0,75$ МэВ

Такая процедура проделана в двух вариантах: для энергетических спектров с энергиями нейтронов выше $1,5$ МэВ и от нуля. В пер-

вом случае используются экспериментальные спектры, ограниченные слева порогом регистрации. Примеры угловых распределений нейтронов, испущенных во всем диапазоне энергий выше 1,5 МэВ в лабораторной системе координат, представлены на рис. 8. Во втором

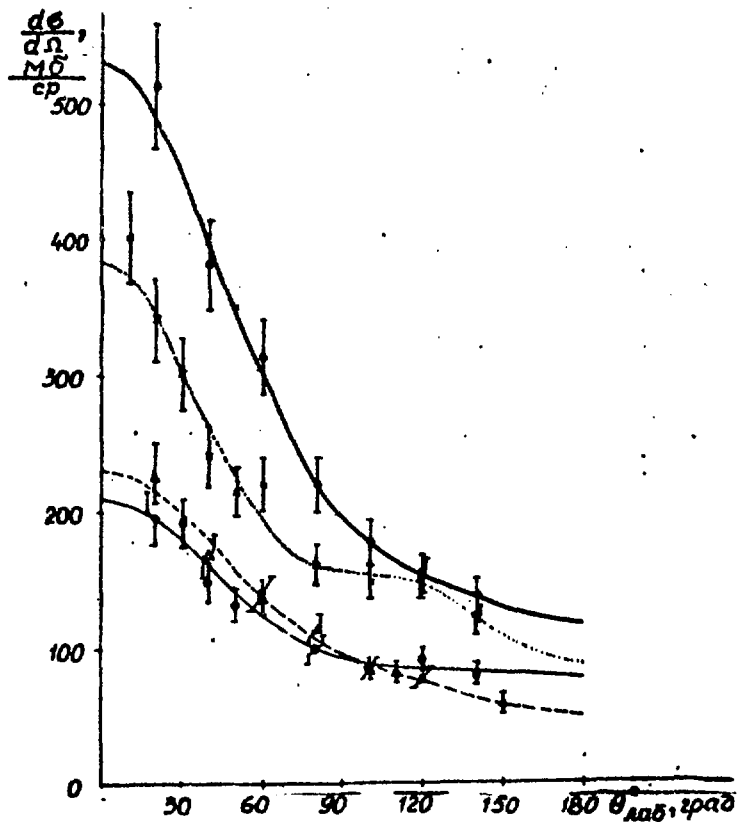


Рис. 8. Угловые распределения нейтронов с энергией выше порога регистрации в лабораторной системе координат: из реакции $^{63}\text{Ni} + ^3\text{He}$ (40,9 МэВ) — черные точки и тонкая сплошная линия; $^{61}\text{Ni} + \alpha$ (52,6 МэВ) — треугольники и штриховая; $^{59}\text{Co} + ^6\text{Li}$ (39,7 МэВ) — кресты и пунктирная; $^{53}\text{Cr} + ^{12}\text{C}$ (53,5 МэВ) — светлые точки и толстая сплошная. Указанные погрешности — полные. Все линии — аппроксимации экспериментальных данных разложением в ряд по полиномам Лежандра

случае — путем экстраполяции учитывалась доля нейтронов, испущенных в интервале энергий 0 — 1,5 МэВ. Эта доля вычислялась усреднением экстраполяций горизонтальной и линейной в нуль системы координат. Оцененное таким образом сечение для интервала энергий нейтронов 0 — 1,5 МэВ давало значительный вклад в полное сечение выхода нейтронов, однако не превышало 25%.

Погрешность сечения экстраполированного участка спектра принималась равной 50%. Затем с помощью полученных дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ производилось интегрирование по всем углам согласно соотношению $\sigma_{\text{полн}} = 2\pi \int_0^{\pi} d\sigma_p/d\Omega \sin\Theta d\Theta$, где $d\sigma_p/d\Omega$ — расчетное угловое распределение, аппроксимированное по экспериментальным данным $d\sigma/d\Omega$ разложением в ряд по полиномам Лежандра методом наименьших квадратов (см. рис. 8).

Из табл. 2 видно, что выход нейтронов из реакции с ионами углерода более чем в 2 раза выше выхода нейтронов из реакций с ионами гелия.

Если проинтегрировать угловые распределения нейтронов для различных энергетических интервалов в системе центра масс, то можно построить $d\sigma/dE(1/E) (1/\sigma_{\text{inv}}(E))$ в зависимости от энергии вылетающих нейтронов, где $\sigma_{\text{inv}}(E)$ — сечение обратного процесса поглощения нейтрона ядром ^{64}Zn . Тогда согласно известному соотношению статистической теории для распада составного ядра

$$N(E)dE = E\sigma_{\text{inv}}(E)\exp(-E/T)dE \quad (5)$$

в полулогарифмической шкале наклон кривых, изображенных на рис. 9 для четырех реакций, будет показывать "мгновенные" значения ядерной температуры T остаточного ядра. Для определения $\sigma_{\text{inv}}(E)$ была использована полуэмпирическая аппроксимация [65]

$$\sigma_{\text{inv}}(E) \approx \pi(R + \chi)^2 [1 - \exp(-BE^N)],$$

где

$$B = 2,144 - 0,081 \cdot A^{1/3}; \quad N = 0,7837 - 0,0414A^{1/3};$$

$$R = 1,35 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad \chi = (4,55/\sqrt{E}) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Линия, соответствующая реакции ($^{12}\text{C}, \text{Xn}$) имеет вид почти идеальной прямой в диапазоне энергий нейтронов от 2 до 18 МэВ в системе координат центра масс. Наклон этой прямой дает среднее значение ядерной температуры равной $1,7 \pm 0,4$ МэВ. В то же время для реакции с ионами гелия эта температура в области энергий нейтронов от 16 до 40 МэВ имеет величину в пределах 5 — 7 МэВ. С уменьшением энергии нейтронов температура резко

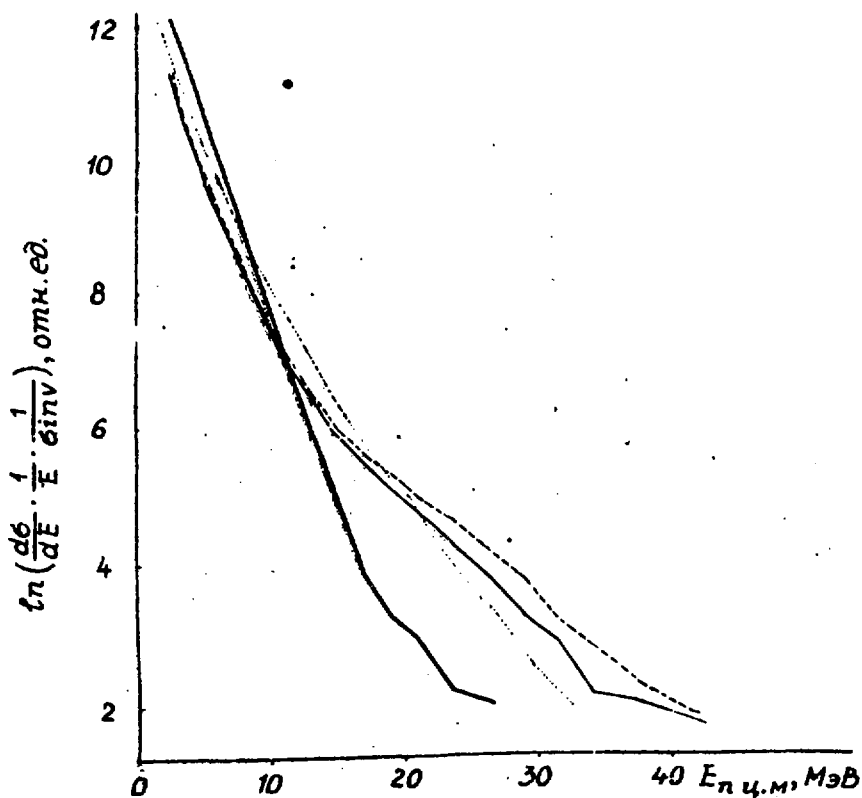


Рис. 9. Зависимость $\ln \{d\sigma/dE/(E \cdot \sigma_{in\nu}(E))\}$ от энергии нейтронов в с.ц.м. для тех же реакций, как на рис. 8

падает и достигает значения 1,7 МэВ при $E_n = 2$ МэВ. В реакции с ионами лития температура, определенная таким способом, не превышает 4 МэВ для высокоэнергичных нейтронов. Для низких энергий (~ 2 МэВ) температура становится такой же, как и для других реакций.

Если воспользоваться тем же законом статистического распада [5] для экспериментальных спектров $d^2\sigma/dE d\Omega$, то высокоэнергетические части этих спектров в величинах натурального логарифма от $d^2\sigma/dE_{\text{ц.м.}} d\Omega_{\text{ц.м.}} \cdot (1/E_{\text{ц.м.}}) \cdot 1/\sigma_{in\nu}(E_{\text{ц.м.}})$ представляют собой прямые или близкие к прямым линии. На рис. 10 и 11 изображены такие зависимости для каждого угла наблюдения, выполненные соответственно для реакций ${}^{62}\text{Ni}({}^3\text{He}, \text{Xn})$ и ${}^{61}\text{Ni}(\alpha, \text{Xn})$. Прямые линии, проведенные через экспериментальные точки, имеют различные наклоны в зависимости от угла $\Theta_{\text{ц.м.}}$.

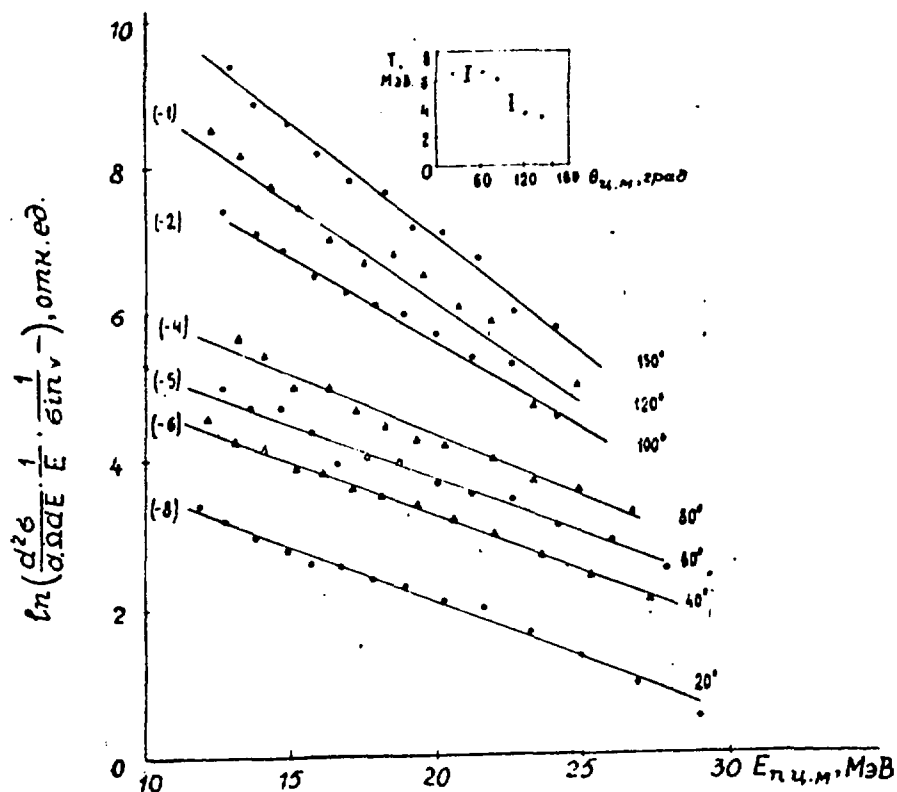


Рис. 10. Зависимость $\ln \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \cdot \frac{1}{E \cdot \sigma_{\text{tot}}} \right]$ от энергии нейтронов в с.ц.м. из реакции $^{61}\text{Ni} + \alpha$ (52,6 МэВ) для различных углов регистрации. Цифры в скобках указывают смещение экспериментальных точек вдоль вертикальной оси. Зависимость ядерной температуры от угла вылета нейтронов в с.ц.м. (врезка)

На врезках этих же рисунков построены согласно наклону прямых зависимости температуры остаточного ядра от угла вылета нейтронов в системе центра масс. Так как в области энергий нейтронов 12 – 25 МэВ величины углов в системе центра масс для каждого экспериментального спектра изменяются всего лишь в пределах $1 - 2^\circ$, то для всего диапазона указанных энергий принято среднее значение угла. На рис. 10 и 11 показано, что для обеих реакций полученные величины температур различны при разных углах вылета нейтронов из возбужденного ядра. Под малыми углами регистрации нейтроны большой энергии несут информацию о высокой температуре остаточного ядра (до 6 – 6,5 МэВ), под большими

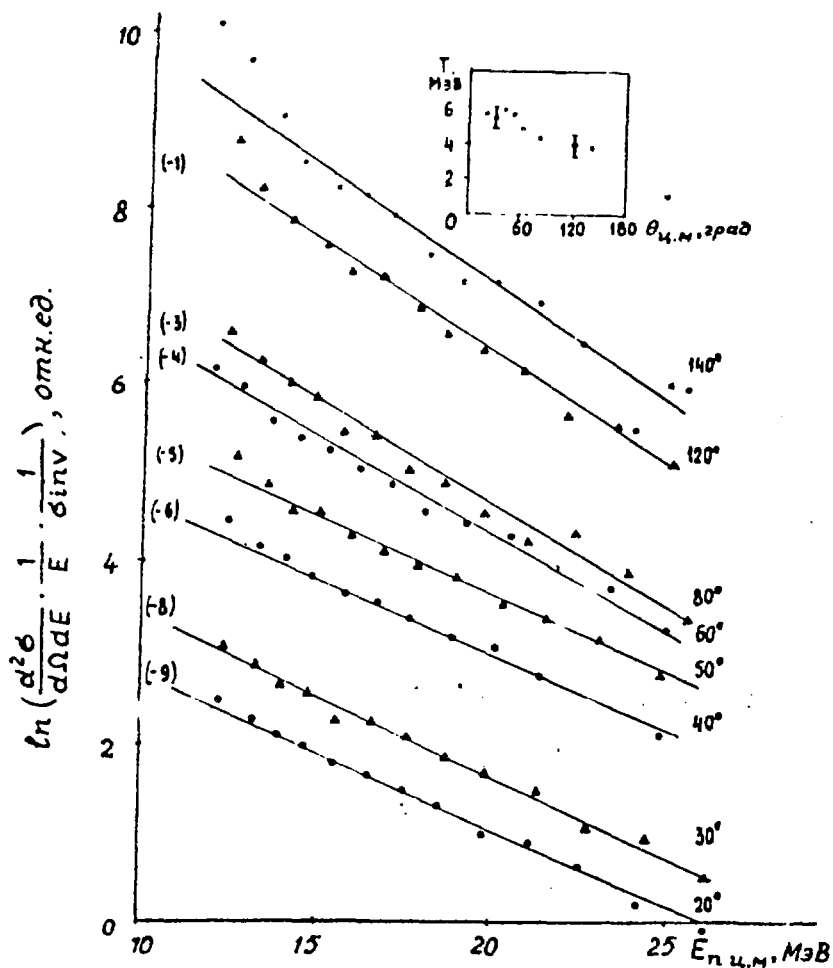


Рис. 11. То же, что на рис. 10 для реакции $^{63}\text{Ni} + ^3\text{He}$ (40,9 МэВ)

углами — о меньшей величине этой температуры (до 3 — 4 М.В).

3.2. Образование нейтронов в реакциях $^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n\text{X})$ при энергиях ионов лития 40 и 90 МэВ

Характер изменения энергетических спектров и угловых распределений нейтронов, испускаемых в ядерных реакциях с образованием композиционной системы ^{65}Zn , был исследован [66] при двух значительно отличающихся друг от друга энергиях падающих ионов лития: 39,7 и 90 МэВ. На рис. 12 представлены энергетиче-

ческие спектры нейтронов из реакции ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ при значениях лабораторного угла 20° и 100° для обеих энергий ${}^6\text{Li}$. Видно, что падение сечения с ростом энергии вылетающих нейтронов происходит быстрее для случая с меньшей энергией лития. Другими словами, с увеличением энергии падающих ионов от 40 до 90 МэВ возросла доля высокоэнергетических нейтронов. Так, например, если для угла 20° дважды дифференциальное сечение при энергии нейтронов 10 МэВ изменилось в 2 раза, то при энергии 40 МэВ — в 10 раз. Аналогичная тенденция проявляется и на других углах. Экспериментальные спектры при энергии лития-6 90 МэВ ограничены справа величиной энергии нейтронов 50 МэВ ввиду значительного (особенно под передними углами) фона, не позволившего хотя бы с точностью 50% измерить участок спектра выше этой границы. Однако отсутствие высокоэнергетической части некоторых спектров не должно повлиять на интегральное сечение, так как по величине эту область можно оценить менее чем в 0,5% от основной части спектра.

Угловые распределения нейтронов, имеющих разную энергию, показаны на рис. 13. Как для энергии лития 40 МэВ, так и для 90 МэВ в низкоэнергетической части спектров (5 МэВ) двойное дифференциальное сечение $d^2\sigma/dEd\Omega$ симметрично относительно 90° в системе координат центра масс. С ростом энергии нейтронов угловые распределения становятся все более анизотропными и направленными преимущественно вперед. Изменение характера угловых распределений различных участков экспериментальных спектров для обеих энергий лития представлено в табл. 3. Отношение сечений $d^2\sigma/dEd\Omega$ при 20° и 90° в системе центра масс возрастает от 1,9 для $E_n = 5$ МэВ до 11,2 раза для $E_n = 25$ МэВ в случае с энергией лития 39,7 МэВ. Для энергии лития 90 МэВ такое же изменение анизотропии происходит на несколько большем участке энергий нейтронов: $\sigma(20^\circ)/\sigma(90^\circ) = 1,4$ для $E_n = 5$ МэВ и 11,7 для $E_n = 35$ МэВ.

Таким образом, энергетические спектры и угловые распределения нейтронов показывают помимо статистического испарения наличие другого механизма, приводящего к испусканию высокоэнергетических частиц в переднем диапазоне углов.

Изменение сечения выхода нейтронов из реакции ${}^{59}\text{Co}({}^6\text{Li}, \text{Xn})$ в зависимости от энергии лития проиллюстрировано на рис. 14.

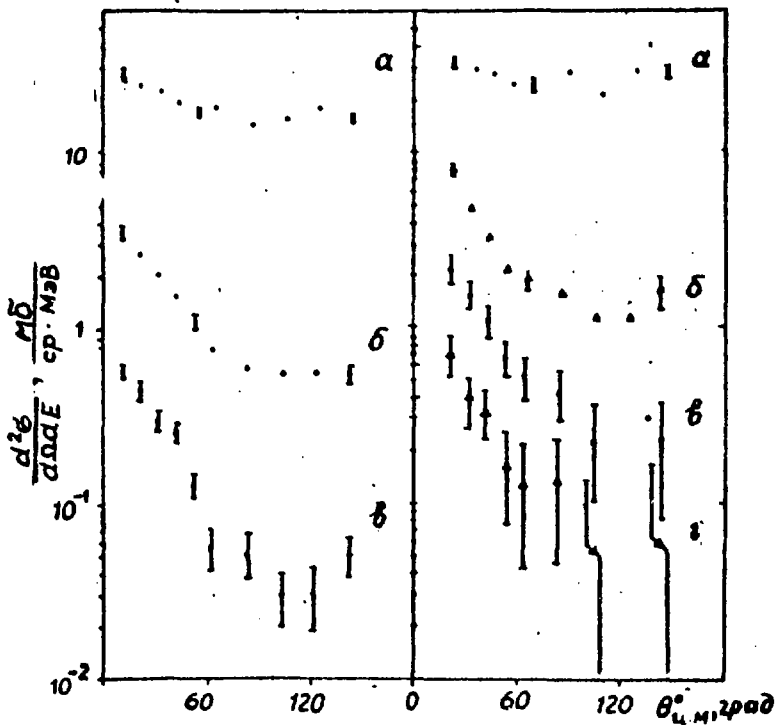
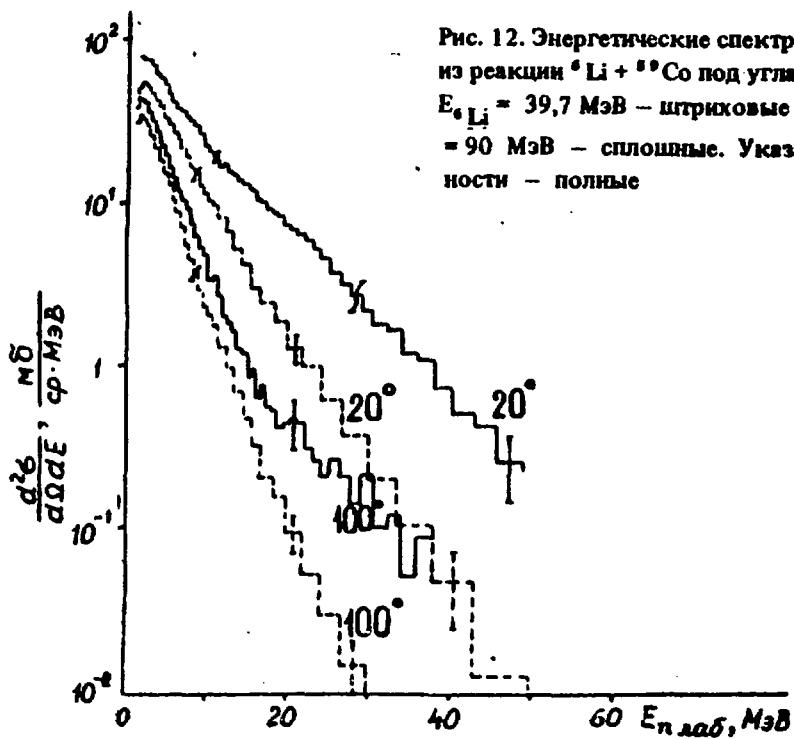


Таблица 3. Характеристики угловых распределений для реакции $^{59}\text{Co}(^6\text{Li}, \text{Xn})$

| $E_{^6\text{Li}} = 39,7 \text{ МэВ}$ | | $E_{^6\text{Li}} = 90 \text{ МэВ}$ | |
|--------------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|
| Энергия нейтронов, МэВ | $\sigma(20^\circ)/\sigma(90^\circ)$ | Энергия нейтронов, МэВ | $\sigma(20^\circ)/\sigma(90^\circ)$ |
| 5 | 1,9 | 5 | 1,4 |
| 15 | 4,9 | 15 | 6,9 |
| 25 | 11,2 | 27 | 8,6 |
| | | 35 | 11,7 |

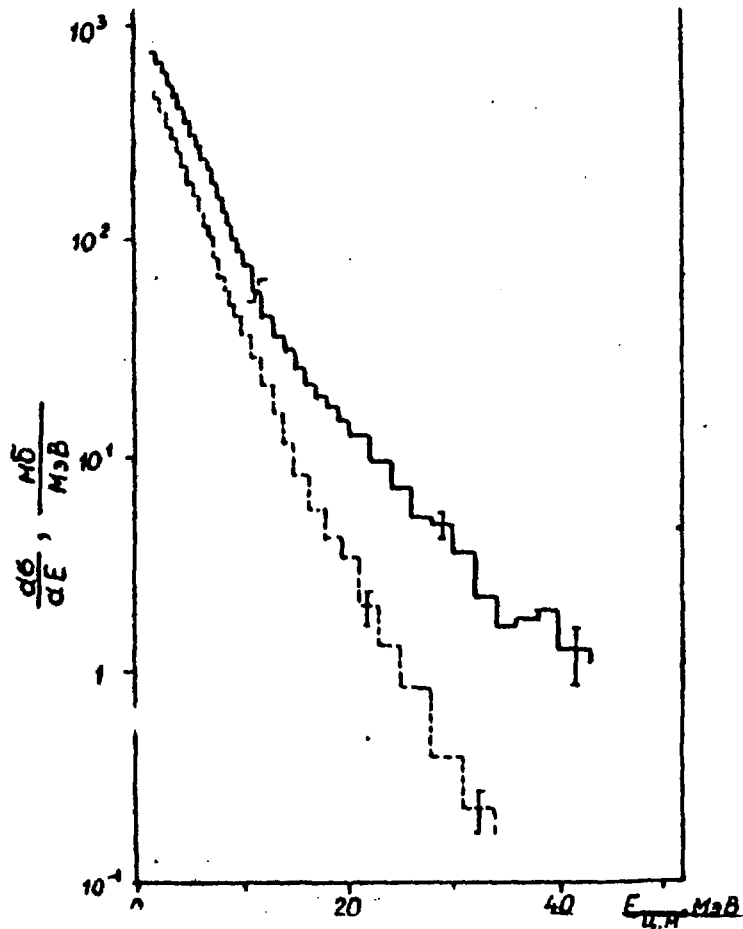


Рис. 14. Пронтегрированные по углам энергетические спектры нейтронов из реакции $^6\text{Li} + ^{59}\text{Co}$ для двух значений энергии лития: 39,7 МэВ – штриховая линия; 90 МэВ – сплошная. Указанные погрешности – полные

Энергетический ход проинтегрированных по углам двойных дифференциальных сечений показывает увеличение доли неравновесных нейтронов от общего спектра при изменении энергии падающих ионов от 40 до 90 МэВ. Так, если для энергии нейтронов $E_n = 5$ МэВ сечение da/dE изменилось в 1,7 раза, то для $E_n = 30$ МэВ — в 11,2 раза. Форма спектра для энергии лития 90 МэВ отличается характерным изломом в сечении при энергии нейтронов ~ 12 МэВ. Полное сечение выхода нейтронов из этой реакции увеличилось от 2300 мбарн при энергии лития 39,7 МэВ до 4100 мбарн при 90 МэВ.

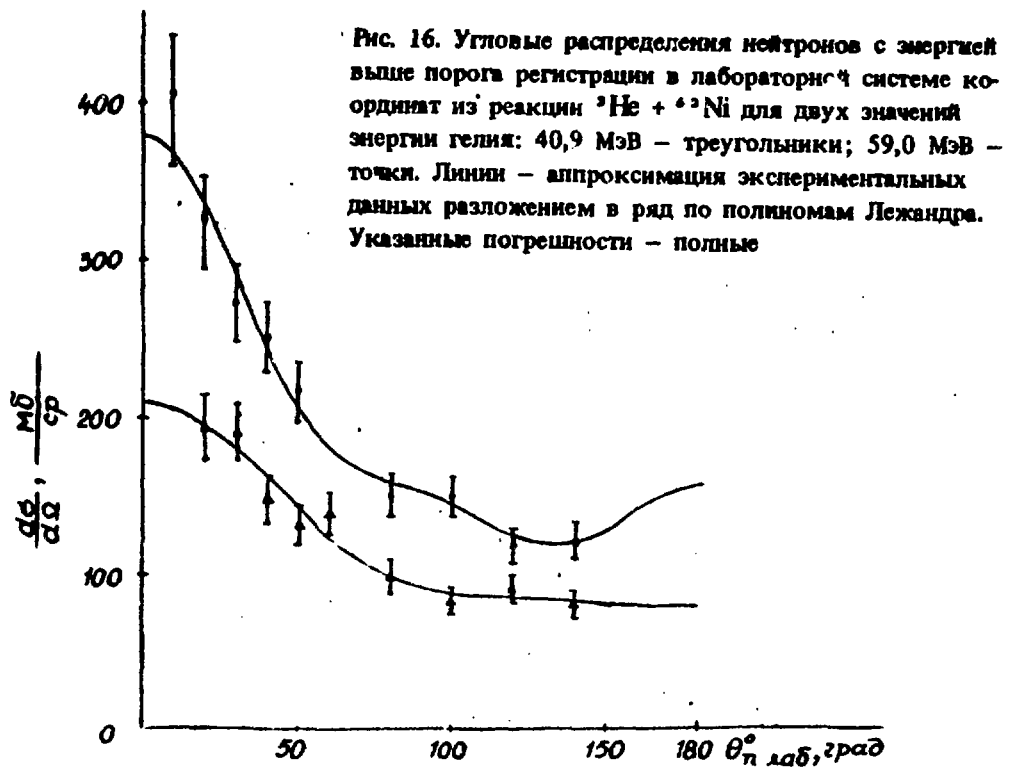
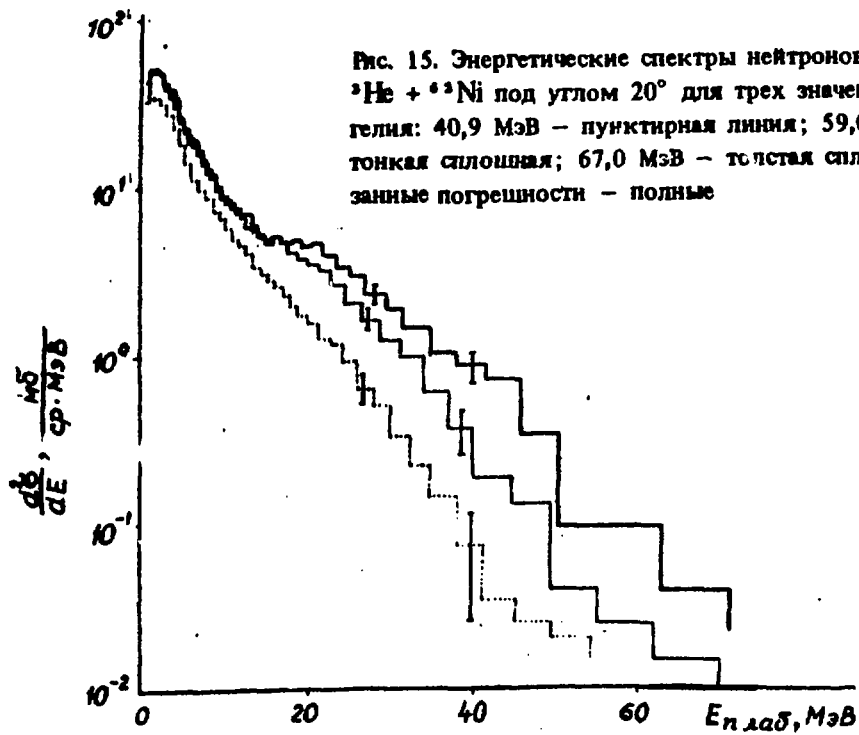
3.3. Образование нейтронов из реакции ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$ при энергии гелия-3 40 и 60 МэВ

Аналогично с исследованием вылета нейтронов из реакции с ионами лития при двух энергиях, изучалось [67] испускание нейтронов в реакции ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$ в зависимости от изменения энергии ионов гелия в 1,5 раза от 40,9 до 59 МэВ.

На рис. 15 показаны энергетические спектры вылетающих под углом 20° нейтронов, образующихся в реакции ${}^{62}\text{Ni} ({}^3\text{He}, \text{Xn})$ при трех значениях энергии гелия-3: 40,9, 59 и 67 МэВ (при энергии 67 МэВ измерения были выполнены лишь для $\Theta_{\text{лаб.}} = 20^\circ$). На рисунке изображено относительно небольшое изменение низкоэнергетической части спектров (до $E_n \sim 10$ МэВ) с ростом энергии падающих частиц. Одновременно наблюдается существенное изменение формы спектров в высокоэнергетической области, причем при энергии $E_{\text{He}} = 67$ МэВ становится заметным образование широкого слабовыраженного максимума вокруг энергии нейтронов $\sim 18 - 20$ МэВ.

Проинтегрированные по энергии двойные дифференциальные сечения образования нейтронов представлены на рис. 16. При изменении энергии падающих частиц от 40 до 60 МэВ произошло увеличение сечения, причем под малыми углами больше, чем под большими. Так, для $\Theta = 20^\circ$ сечение $da/d\Omega$ изменилось в 1,7 раза, а для $\Theta = 120 - 140^\circ$ — в среднем в 1,4 раза. Таким образом, преимущественное испускание нейтронов вперед с ростом энергии ионов гелия усилилось, хотя и не очень значительно.

Более подробно исследовать изменение угловых распределений с ростом энергии ионов гелия можно построив зависимости двойных



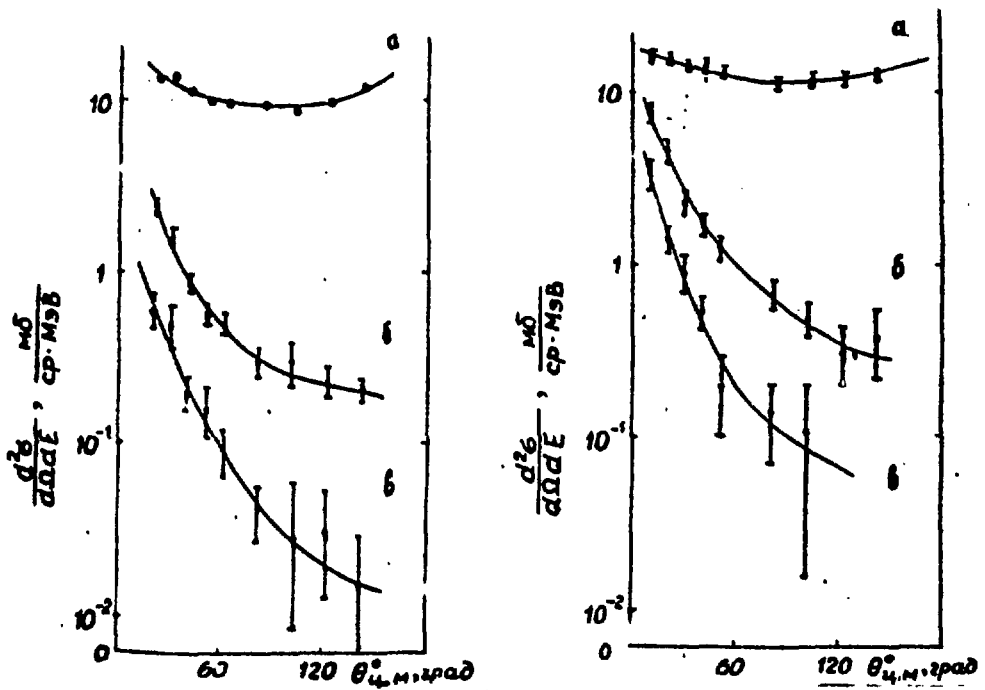


Рис. 17. Угловые распределения нейтронов из реакции ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$ (слева — $E_{\text{He}} = 40,9$ МэВ; справа — $E_{\text{He}} = 59,0$ МэВ) при различных значениях энергии нейтронов в с.ц.м.: 5 МэВ (а); 15 МэВ (б); 25 МэВ (в). Указанные погрешности — погрешности относительного хода. Линии проведены через экспериментальные точки на глаз

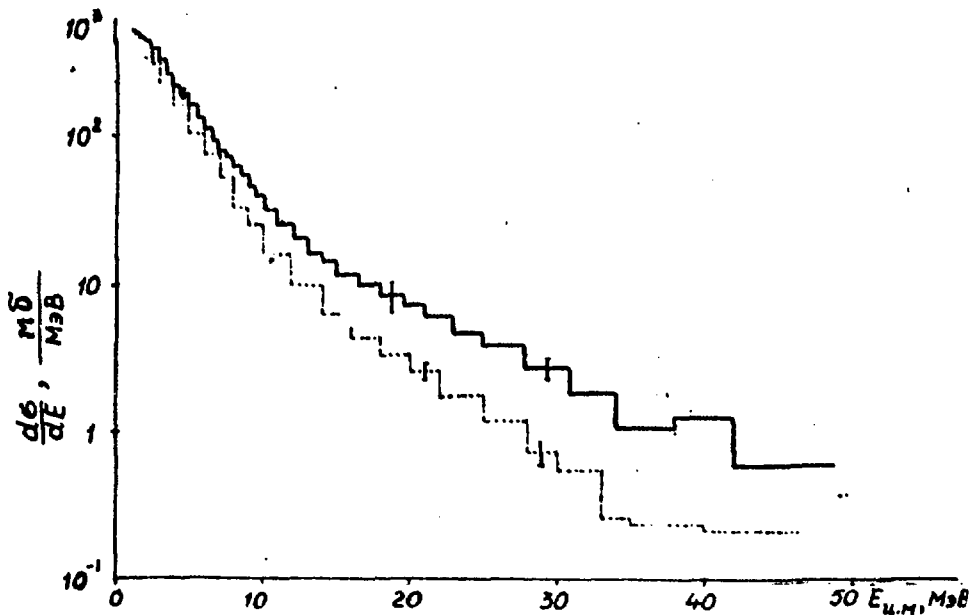


Рис. 18. Проинтегрированные по углам энергетические спектры нейтронов из реакции ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$ для двух значений энергии гелия: 40,9 МэВ — штриховая линия; 59,0 МэВ — сплошная. Указанные погрешности — полные

дифференциальных сечений от угла в системе координат центра масс для разных энергий вылетающих нейтронов. Такие зависимости для трех значений энергий нейтронов изображены на рис. 17. Сравнение угловых распределений показывает, что они по форме практически не меняются при изменении энергии падающих частиц. Действительно, для энергии нейтронов $E_n = 5$ МэВ угловые распределения симметричны относительно 90° и имеют одинаковые отношения сечений при 20° и 90° , равные 1,4. При увеличении энергии нейтронов симметрия все больше нарушается, причем отношение сечений $\sigma(20^\circ)/\sigma(90^\circ)$ достигает величины 8,3 при $E_n = 15$ МэВ и 14,5 при $E_n = 25$ МэВ для обеих энергий гелия.

Проинтегрированные по углам двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в системе центра масс для реакции ${}^3\text{He} + {}^62\text{Ni}$ при двух значениях энергии падающих частиц изображены на рис. 18. На рисунке показано, что при изменении энергии гелия от 40,9 до 59,0 МэВ сечение $d\sigma/dE$ увеличилось в 1,6 раза при $E_n = 5$ МэВ и в 4 раза при $E_n = 35$ МэВ. Таким образом, более значительное изменение сечения происходит для высокоэнергетических, вылетающих под малыми углами, нейтронов. Полное сечение выхода нейтронов с энергией $E_n \geq 0$ МэВ возросло от 1800 мбарн до 2300 мбарн при изменении энергии ионов гелия от 40,9 до 59,0 МэВ.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Оглоблину за полезные обсуждения результатов измерений.

Список литературы

1. Bertrand F.E. and Peele R.W. Complete hydrogen and helium particle spectr from 30- to 60-MeV proton bombardment to nuclei with A-12 to 209 and comparison with the intranuclear cascade model. — Phys. Rev., 1973, vol. C8, № 3, p. 1045 – 1064.
2. Chevarier A. e.a. Proton spectra from 54.8-MeV alpha-particle reactions: precompound emission. — Phys. Rev., 1973, vol. C8, №. 6, p. 2155 – 2168.
3. Blann M. e.a. Equilibration processes in nuclear reactions: nucleons to heavy ions. — Nukleonika, 1976, vol. 21, № 4, p. 335 – 384.

4. Gadioli E. Precompound emission. — Nukleonika, 1976, vol. 21, № 4, p. 385.
5. Blann M. e.a. Preequilibrium analysis of (p, n) spectra on various targets at proton energies of 25 to 45 MeV. — Nucl. Phys., 1976, vol. A257, № 1, p. 15 — 28.
6. Kalbach C. Preequilibrium models for nuclear reactions and studies involving neutrons. — В кн.: II Международная школа по нейтронной физике. Сб. лекций, Дубна, 1974, с. 317 — 357.
7. Бирюков Н.М., Журавлев Б.В., Сальников О.А., Трыкова В.И. Равновесные, предравновесные и прямые процессы в реакциях (p, n'). — Ядерная физика, 1977, т. 25, вып. 4, с. 767 — 771.
8. Зелигер Д., и др. Исследование механизма неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах в широком диапазоне массового числа А. — В кн.: Нейтронная физика (Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1973), М.: ЦНИИАтоминформ, 1974, ч. 1, с. 269 — 277.
9. Holub E., Cindro N. The reaction mechanism of the (n, 2n) reaction.— In: Neutron induced reactions. Proceedings of the Second International Symposium, June 25 — 29, 1979. Bratislava, 1980, p. 133 — 152.
10. Oblozinsky P. Conception of the preequilibrium decay and its applications. — Atomki Közlemenyek, 1976, vol. 18, p. 215 — 227.
11. Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Оглоблин А.А., Чулков Л.В., Янчиков Г.Б. Предравновесные процессы образования нейтронов в реакциях с ионами гелия и углерода. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, № 10, с. 2192 — 2200.
12. Буртебаев Н.Т. и др. Предравновесная эмиссия заряженных частиц в реакциях на ядрах ^{56}Fe , ^{60}Ni при $E_{\alpha} = 35$ и 49 МэВ. — Изв. АН СССР Сер. физ., 1980, т. 44, № 11, с. 2426 — 2433.
13. Griffin J.J. Statistical model of intermediate structure. — Phys. Rev. Lett., 1966, vol. 17, № 9, p. 478 — 481.
14. Harp G.D. e.a. Attainment of statistical equilibrium in excited nuclei. — Phys. Rev., 1968, vol. 165, № 4, p. 1166 — 1169.
15. Blann M. Hybrid model for the preequilibrium decay in nuclear reactions. — Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 27, № 6, p. 337 — 340.
16. Лукьянов В.К. и др. О предравновесном распаде ядер в фотоядерных реакциях. Препринт ОИЯИ Р4-8001, Дубна, 1974, 21 с.
17. Wu J.R. and Chang C.C. Preequilibrium particle decay in the photo-nuclear reactions. — Phys. Rev., 1977, vol. C16, № 5, p. 1812 — 1824.

18. Сальников О.А. и др. Механизм реакции $^{113}\text{In}(n, n')^{113}\text{In}$ и $^{113}\text{Cd}(p, n)^{113}\text{In}$ при энергии возбуждения составного ядра $\sim 12,65$ МэВ. — В кн.: Proceedings of the IX International symposium on the interaction of the fast neutrons with nuclei, November 26 — 30, 1979, in Gaussig (GDR), ZfK-410, 1980, с. 46 — 49.
19. Бирюков Н.С. и др. Прямые и равновесные процессы в (p, n) реакциях при энергии протонов $22,2 \pm 0,2$ МэВ — Там же, с. 75 — 79.
20. Kalbach C. The Griffin model, complex particles and direct nuclear reactions. — Z. Phys., 1977, vol. A 283, p. 401 — 411.
21. Ribansky I. and Oblozinsky P. Emission of complex particles in the exciton model — Phys. Lett 1973, vol. 45 B, № 4, p. 318 — 320.
22. Wu J.R. and Chang C.C. Complex-particle emission in the preequilibrium exciton model. — Phys. Rev., 1978, vol. C17, № 5, p. 1570.
23. Chevarier A. e.a. Neutron, proton and α -particle emission from ^3He induced reactions. — Nucl. Phys., 1974, vol. A231, № 1, p. 64 — 76.
24. Wu J.R. e.a. Charged-particle spectra: 80 MeV deuteron on ^{27}Al and ^{58}Ni and 70 MeV deuterons on ^{90}Zr , ^{208}Pb , and ^{232}Th . — Phys. Rev., 1979, vol. C19, p. 370 — 390.
25. Pampus J. e.a. Inclusive proton spectra from deuteron breakup: theory and experiment. — Nucl. Phys., 1978, vol. A311, № 1, p. 141 — 160.
26. Matsuoka N. e.a. Projectile break-up and the continuum spectra of the ($^3\text{He}, d$) reaction — Nucl. Phys., 1978, vol. A311, № 1, 2, p. 173 — 187.
27. Bechstedt U. e.a. Experimental and theoretical study of continuous proton spectra from high-energy deuteron induced reactions. — Nucl. Phys., 1980, vol. A343, № 2, p. 221 — 233.
28. Bissem H.H. e.a. Entrance and exit channel phenomena in d- and ^3He -induced preequilibrium decay. — Phys. Rev., 1980, vol. C22, № 4, p. 1468 — 1484.
29. Mantzouranis G. e.a. Angular distribution of nucleons in nucleon-induced preequilibrium reactions. — Phys. Lett., 1975, vol. 57B, № 3, p. 220 — 222.
30. Akkermans J.M. Angular distribution in exciton and hybrid models for γ preequilibrium reactions. — Phys. Lett., 1979, vol. 82B, № 1, p. 20 — 22.

31. Machner H. Preequilibrium decay into complex particle channels— analysis of double differential cross sections. — *Phys. Lett.*, 1979, vol. 86B, № 2, p. 129 — 132.
32. Mädler P. and Reif R. Angular distributions of preequilibrium reactions within a generalized exciton model — *Nucl. Phys.*, 1980, vol. A337, № 3, p. 445 — 463.
33. Зелигер Д., Сасонов С. Теоретические модели описания угловых распределений продуктов предравновесных ядерных реакций. — *ЭЧАЯ*, 1980, т. 11, вып. 4, с. 967 — 990.
34. Kalbach C. and Mann F.M. Phenomenology of continuum angular distributions. I. Systematics and parametrization. — *Phys. Rev.*, 1981, vol. C23, № 1, p. 112 — 123.
35. Lefort M. and Ngo C. Deep inelastic reactions with heavy ions. A probe for nuclear macrophysics studies. — *Ann. Phys.*, 1978, vol. 3, № 1, p. 5 — 114.
36. Волков В.В. и др. Некоторые закономерности распада двойной ядерной системы, формирующейся в глубоконеупругих столкновениях сложных ядер. — *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1978, т. 42, № 11, с. 2234 — 2247.
37. Britt H.C. and Quinon A.R. Alpha particles and protons emitted in with bombardment of ^{197}Au and ^{209}Bi by ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O projectiles. — *Phys. Rev.*, 1961, vol. 124, № 3, p. 877 — 887.
38. Бетак Э., Тонеев В.Д. Эмиссия легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами. — *ЭЧАЯ*, 1981, т. 12, вып. 6, с. 1432 — 1491.
39. Джолос Р.В., Картавенко В.Г. Предравновесное испускание легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами. Препринт ОИЯИ Р4-80-37, Дубна, 1980, 11 с.
40. Blann M. On the possible role of precompound decay in heavy ion reactions. — *Nucl. Phys.*, 1974, vol. 235, № 1, p. 211 — 218.
41. Blann M. Precompound decay in heavy-ion reactions. — *Phys. Rev.*, 1981, vol. C23, № 1, p. 205 — 212.
42. Westerberg L. e.a. Preequilibrium particle emission from fusion of $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$ and $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$. — *Phys. Rev.*, 1978, vol. C18, № 2, p. 796 — 814.
43. Young K.G. e.a. Nonequilibrium emission of neutrons from fusion-like reactions of 152-MeV ^{16}O with ^{154}Sm . — *Phys. Rev.*, 1981, vol. C23, № 6, p. 2479 — 2491.

44. Utsunomija H. e.a. Preequilibrium α -particle emission in heavy-ion reactions. – Nucl. Phys., 1980, vol. A334, № 1, p. 127 – 143
45. Bhowmik R.K. e.a. Preequilibrium emission of α -particles in deep-inelastic reactions. – Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 43, № 9, p. 619 – 623.
46. Symons T.J.M. e.a. High energy proton emission in reactions induced by 315-MeV ^{16}O ions. – Phys. Lett., 1980, vol. 94B, № 2, p. 131 – 134.
47. Ho H. e.a. Nonequilibrium α -particle emission at 20 MeV/n. – Phys. Lett., 1980, vol. 96B, № 1, 2, p. 51 – 54.
48. Gavron A. e.a. Neutron emission in deep-inelastic collisions of ^{16}O on ^{93}Nb at 204-MeV. – Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 46, № 1, p. 8 – 11.
49. Gemmeke H. et al. Emission of fast neutron in deepineleastic collisions of ^{16}O of Ni. – Phys. Lett., 1980, vol. 97B, № 2, p. 213 – 216.
50. Борча К. и др. Изучение ядерных реакций с тяжелыми ионами, сопровождающихся вылетом высокоэнергетических α -частиц. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, вып. 11, с. 2234 – 2238.
51. Miller J.M. e.a. Preequilibrium α -emission in reactions of 724-MeV ^{86}Kr with Au: a coincidence study of direct and evaporation mechanisms. – Phys.Rev. Lett., 1978, vol. 40, № 2, p. 100 – 103.
52. Tserruya T. e.a. Nonequilibrium neutron emission in deep-inelastic collisions of ^{86}Kr on ^{166}Er at 1,02-GeV. – Phys.Rev. Lett., 1981, vol. 47, № 1, p. 16 – 19.
53. Tamain B. e.a. Neutron multiplicity in deep-inelastic collisions 400-MeV Cu+Au system. – Nucl. Phys., 1979, vol. A330, № 2, p. 253 – 268.
54. Hilscher D. e.a. Neutron emission in the reaction $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$ at $E_{\text{lab}} = 8,5$ MeV/n. – Phys. Rev., 1979, vol. C20, № 2, p. 576 – 591.
55. Eyal Y. e.a. Neutron emission in deep-inelastic collisions induced by ^{86}Kr on ^{166}Er at 5,7, 7,0 and 7,9 MeV/n. – Phys. Rev. 1980, vol. C21, № 4, p. 1377 – 1386.
56. Schmitt R.P. e.a. Evidence for energy thermalization in deep-inelastic processes: $^{63}\text{Cu} + ^{20}\text{Ne}$ at 7,9, 12,6 and 17,2 MeV/n. – Phys. Rev. Leet., 1978, vol. 41, № 17, p. 1152 – 1155.

57. Бузулуков Ю.П. и др. Основные параметры 150-сантиметрового изохронного циклотрона Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 3, с. 270 — 272.
58. Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Петушков С.А., Цветков А.А. Спектрометр быстрых нейтронов на циклотроне ИАЭ. — В кн.: Нейтронная физика. (Материалы IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977.), М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 4, с. 232 — 237.
59. Чулков Л.В. Программа расчета эффективности регистрации нейтронов кристаллом стильбена. — Препринт ИАЭ-2594, М., 1975, 23 с.
60. Вуколов В.А., Колтыпин Е.А., Чулков Л.В. Измерение эффективности нейтронного детектора. — В кн.: Нейтронная физика. (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975), М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. 6, с. 265 — 270.
61. Чулков Л.В. Точность расчета эффективности регистрации нейтронов, — Там же, с. 257 — 260.
62. Балдин А.М. и др. — В кн.: Кинематика ядерных реакций. М.: АИ, 1968, с. 37.
63. Чулков Л.В., Баранова Г.А., Бочкарев О.В. Автоматическая обработка нейтронных спектров. Препринт ИАЭ-2490, М., 1975, 15 с.
64. Bockharev O.V., Chukov L.V., Kuzmin E.A., Ogloblin A.A., Yankov G.V. Preequilibrium processes of neutron production in reactions with helium, lithium and carbon ions. In: Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, 1979, Dresden, GDR, 1980, Zfk 404, p. 44.
65. Барашенков В.С., Тонесв В.Д. — В кн.: Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: АИ, 1972, с. 413.
66. Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Оглоблин А.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Исследование энергетических спектров нейтронов из реакций с ионами лития. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1981, вып. 1 (40), с. 28 — 30.
67. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Изучение образования нейтронов из реакции ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$ при энергии ионов гелия 59 МэВ. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 1981. Л.: Наука, 1981, с. 391.

Редактор Г.Я. Кармадонова
Технический редактор Н.И. Мазаева

Т-21239. 19.11.82. Формат 60x90/16. Уч.-изд.л. 2,4
Тираж 143. Индекс 3624. Заказ 744

Отпечатано в ИАЗ

РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЭ

1. Общая теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика
3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов
6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы термоядерного реактора
9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение
12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология
14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЭ.

34 мкм.

Препринт ИАЭ-3755/2. М., 1983