

УДК 539.17

ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Карамян С. А.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор экспериментов по определению длительности ядерных реакций с помощью новых методов, основанных на измерении спектров позитронов и электронов, образующихся в столкновениях тяжелых ядер, а также на фиксации углового распределения, угловой корреляции и спектра продуктов ядерного взаимодействия. Описано современное развитие метода, использующего эффект теней, в приложении к ядерным реакциям с тяжелыми ионами. Для ядерных реакций, проходящих через стадию образования составного ядра, построена систематика измеренных значений длительности. На основе статистического описания процесса получена систематика температуры составного ядра в зависимости от энергии возбуждения. Дан обзор экспериментальных работ по определению времени жизни двойных ядерных систем.

Experiments to determine the duration of nuclear reactions using the new methods based on electron and positron spectra measurements in heavy ion collisions, as well as on the fixation of the angular distributions, angular correlations and the spectra of the nuclear reaction products, are reviewed. The modern development of the crystal blocking method, applied to heavy ion reactions, is described. For nuclear reactions, proceeding via the compound nucleus formation stage, the systematics of the measured duration values is presented. On the basis of statistical approach systematics for the dependence of the compound nucleus temperature on excitation energy is obtained. Review of the experiments on lifetime determination for dinuclear systems is given.

ВВЕДЕНИЕ

Время протекания ядерных реакций в большинстве случаев лежит в диапазоне $\tau = 10^{-22} \div 10^{-14}$ с. Экспериментальное измерение его необходимо для выяснения механизма ядерной реакции и построения количественной теории. В ряде случаев определение временной длительности процесса оказывается информативно более ценным, чем измерение его вероятности.

В методическом отношении измерение ультракоротких временных интервалов $\tau < 10^{-10}$ с представляет сложную задачу, для решения которой предложен целый ряд методов прямых и косвенных. Они перечислены на рис. 1 с указанием временного интервала, для которого тот или иной метод предназначен. Рис. 1 подготовлен на основе литературных данных, содержащихся в обзорах [1—4]. Методические трудности измерения длительности реакций нарастают при сокращении измеряемого интервала времени. Поэтому не все из предложенных методов достаточно развиты практически. К числу прямых методов, нашедших практическое применение в диапазоне $\tau < 10^{-14}$ с, относятся: метод, основанный на эффекте теней (см. следующий раздел); метод характеристического рентгеновского излуче-

ния K -вакансий составного атома [5—9]; метод интерференции тормозного излучения [10—13], испускаемого при сближении и разлете частиц; метод интерференции ядерных частиц [14—16], смыкающийся с методом окрестностного рассеяния [17, 18], и метод интерференционной структуры в спектре δ -электронов, сопровождающих ядерную реакцию [19—22]. В большинстве перечисленных случаев время

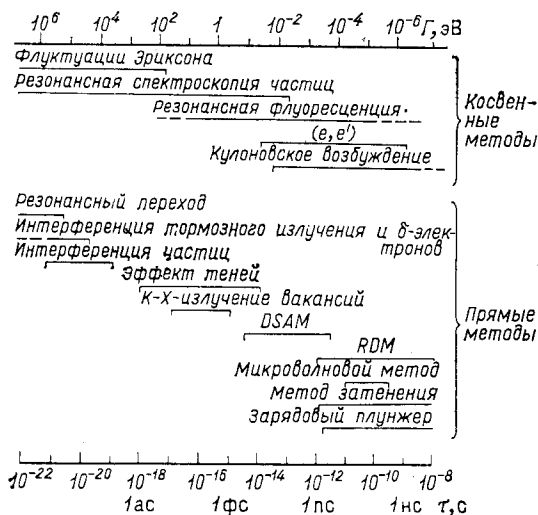


Рис. 1. Диапазон действия различных методов измерения ультракоротких времен протекания ядерных процессов

протекания ядерной реакции определяется из сопоставления с временной шкалой, задаваемой тем или иным атомным процессом. Методы [5—22] относятся к числу практически используемых для определения длительности реакций; полученные с их помощью результаты включены в систематику времени жизни составного ядра (см. разд. 4). Однако применение этих методов к изучению реакций с тяжелыми ионами еще не дало информативных результатов, поэтому они не описываются подробно.

В настоящем обзоре не будут рассматриваться методы, относящиеся к интервалу сравнительно больших значений времени жизни, такие, как, например, метод зарядового пунжера [23], кроме того, подробно описанные не прямые методы, например метод флуктуаций Эриксона [24], или методы, не нашедшие пока практического применения, например метод резонансного перехода [25]. Не рассматриваются также фундаментальные теоретические подходы к описанию длительности как наблюдаемой величины в квантовой механике. Теоретические положения можно почерпнуть в оригинальных работах [26—31] и в недавнем обзоре теоретических работ [32].

В настоящем обзоре подробно изложены результаты использования метода, основанного на эффекте теней, в применении к ядерным

реакциям с тяжелыми ионами (см. разд. 1—3), оценки длительности реакций с тяжелыми ионами в диапазоне 10^{-21} — 10^{-19} с на основе измерений спектров, угловых распределений и угловых корреляций частиц, а также результаты новых экспериментов по определению времени жизни двойных ядерных систем (см. разд. 4). Почти все приведенные результаты не обсуждались в других обзорах по описанию времени протекания ядерных реакций.

1. ЭФФЕКТ ТЕНЕЙ НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Прохождение заряженных частиц через монокристаллы вдоль кристаллографических осей или плоскостей сопровождается целой гаммой явлений, имеющих общую причину — установление периодической траектории движения частицы под действием упорядоченного потенциала последовательности атомов [33]. Одним из основных является эффект теней [34], состоящий в уменьшении выхода частиц — продуктов ядерных реакций вдоль кристаллографических направлений. Структура теневой картины в пространственном распределении частиц, выходящих из монокристаллической мишени, отражает геометрическую симметрию кристалла. Интенсивность эффекта теней показывает степень совершенства монокристалла, точнее, вклад частиц, испущенных несмещенными из узлов решетки атомами. Угловая ширина и форма теневых минимумов определяются особенностями потенциала взаимодействия заряженной частицы с элементарными рядами и плоскостями решетки.

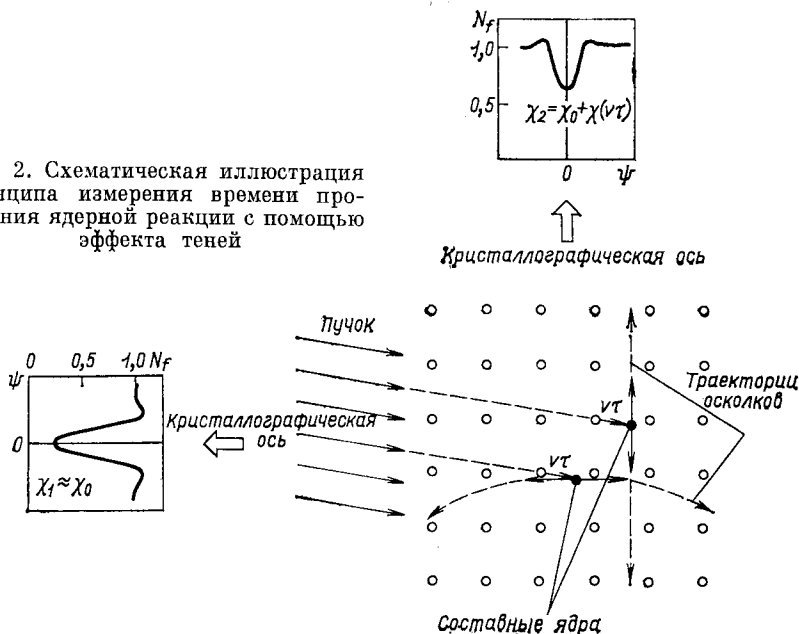
Исследование эффекта теней при взаимодействии тяжелых ионов с монокристаллами проводится в ЛЯР ОИЯИ, начиная с 1970 г. Первые эксперименты завершились наблюдением эффекта на пучке тяжелых ионов и оценкой времени протекания реакции деления. Эти результаты включены в обзор [35]. В настоящей статье описано развитие исследований за последние годы (1980—1985 гг.). Цель работы состоит в измерении времени протекания ядерных реакций с тяжелыми ионами в диапазоне 10^{-18} — 10^{-16} с, в получении сведений об особенностях взаимодействия тяжелых частиц с кристаллами и в определении повреждающего воздействия ионов на монокристаллы. Перечисленный круг вопросов достаточно широк, но он обусловлен требованием однозначности получаемых результатов. Ведущее значение придается измерению длительности ядерных реакций.

Принцип действия метода, основанного на эффекте теней, иллюстрируется рис. 2. При использовании монокристаллической мишени в угловом распределении продуктов реакций фиксируются теневые минимумы двух идентичных кристаллографических осей, составляющих различные углы θ с пучком. Относительный выход частиц в минимуме χ для каждой из осей определяется нормальной составляющей смещения излучающего ядра $v_{\perp} \tau = v \tau \sin \theta$. Поэтому измерение разности $\Delta \chi = \chi_2 - \chi_1$ для осей, составляющих углы θ_2 и θ_1 с пучком, позволяет найти величину $v \tau$, т. е. при известной скорости излучающего ядра v определить длительность реакции τ . Измеримый интервал $v \tau$ составляет от $5 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-8}$ см, ему соответствует

диапазон времени от 10^{-16} до 10^{-14} с для реакций с нейтронами и протонами и от 10^{-18} до 10^{-16} с для реакций с тяжелыми ионами. Эти границы задаются амплитудой тепловых колебаний атомов при малых смещениях и исчезновением самого эффекта теней при очень больших смещениях.

Реально выход в теновом минимуме определяется не только смещением ядер за время протекания реакции. Наблюдаемое значение

Рис. 2. Схематическая иллюстрация принципа измерения времени протекания ядерной реакции с помощью эффекта теней



$\chi_{\text{эксп}}$ содержит несколько компонентов, в том числе связанные с исходным несовершенством кристалла и деканализированием на тепловых колебаниях атомов χ_0 и с радиационным повреждением при облучении $\chi_{\text{рад}}$:

$$1 - \chi_{\text{эксп}} = \prod_{i=0}^{n_1} (1 - \chi_i). \quad (1)$$

Поэтому в эксперименте важно, с одной стороны, изучать влияние различных факторов на выход χ , а с другой, измерения временного компонента выхода χ_τ производить разностным методом. В схеме, показанной на рис. 2, это предусмотрено; выход χ_1 является по смыслу эталонной величиной, включающей вклад всех факторов в полной мере, кроме χ_τ , который уменьшен из-за движения ядра отдачи под небольшим углом к кристаллографической оси. В такой постановке опыта наблюдение даже небольшой величины $\Delta\chi$ можно с достаточной достоверностью отнести к влиянию времени протекания реакции.

Пример пространственной картины эффекта теней, т. е. фотография стеклянного трекового детектора осколков деления, испущенных монокристаллом UO_2 , приведен на рис. 3. При большой плотности треков осколков поверхность стекла становится матовой и теневое распределение можно наблюдать визуально. Под действием облучения тяжелыми ионами монокристаллическая структура постепенно повреждается и теневая картина становится менее четкой, выход

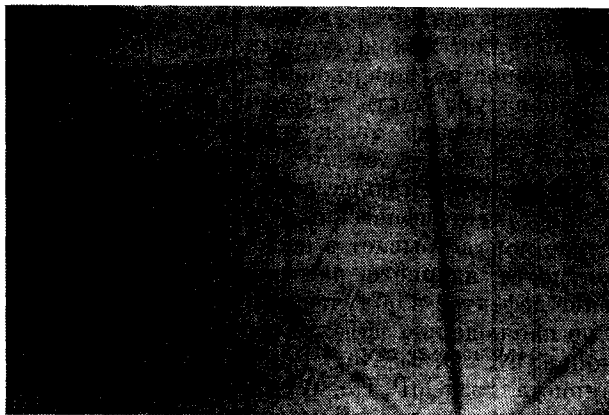


Рис. 3. Фотография теневой картины, зафиксированной стеклянным трековым детектором осколков деления

в минимуме χ для всех направлений возрастает. Таким образом, при выполнении количественных измерений длительности реакций необходимо исследовать повреждающую способность различных тяжелых ионов и установить систематические закономерности изменения этой величины.

Повреждающее воздействие ядерных частиц на монокристаллы обусловлено выбиванием атомов из узлов кристаллической решетки. При малых энергиях частиц главным является процесс столкновения нейтральных атомов, при очень больших энергиях основным источником выбитых атомов становятся неупругие ядерные и адронные взаимодействия, а в области средних энергий ионов 0,5—10 МэВ/нуклон, рассматриваемых здесь, наибольший вклад дает упругое ядерное рассеяние частиц *. Поэтому следует ожидать корреляцию повреждающей способности иона с сечением ядерного рассеяния на атоме монокристалла. Нельзя исключить также зависимость радиационной стойкости монокристалла от особенностей зонного спектра того или иного монокристалла. В результате экспериментального исследования повреждающего воздействия тяжелых ионов на монокристаллы металлов и полупроводников установлено, что в результате появления смещенных атомов кристаллическая решетка становится несовер-

* Имеется в виду рассеяние на ядрах, не приводящее к их возбуждению, включая резерфордовское.

шенной, кроме того, в ней возникают механические напряжения и несколько увеличивается постоянная решетки [36]. При достаточно высокой интенсивности тяжелых ионов, воздействующих на полупроводник, можно наблюдать образование трещин в области наибольшего градиента потока частиц, изъязвление поверхности типа радиационного травления и даже образование кратера в точке попадания пучка ионов. В случае сравнительно небольшого потока частиц, около $10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ и меньше, разрушения поверхности не наблюдается. Происходит постепенное накопление дефектов в облучаемом объеме монокристалла, при некоторых условиях возможно сглаживание микронеровностей поверхности. Далее установлено, что при комнатной температуре часть дефектов рекомбинирует в процессе облучения, а увеличение температуры монокристалла приводит к эффективному тепловому отжигу дефектов, повышающему допустимую дозу частиц в 100 и более раз [37]. При совпадении направляющего пучка с кристаллографической осью или плоскостью повреждающее воздействие ионов убывает в несколько раз в результате уменьшения вероятности ядерного рассеяния каналирующих частиц.

Накопление дефектов в облучаемом монокристалле изучено в экспериментах по наблюдению эффекта теней в ядерных реакциях и при рассеянии ионов ^{14}N , ^{16}O , $^{20,22}\text{Ne}$, ^{31}P и ^{40}Ag с энергией 0,6—8 МэВ/нуклон на монокристаллах GaP, Ge, W, UO_2 [38]. Выход в теневом минимуме χ служит количественной мерой степени повреждения монокристалла под действием дозы частиц I . Несложной обработкой по методике [39] функцию $\chi(I)$ можно преобразовать в зависимость средней концентрации точечных дефектов $n_D(I)$ от дозы для приповерхностной области (микронной толщины) облученного монокристалла. Эксперименты выполнены при относительно небольшой интенсивности пучка ($\approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$), что исключало нагрев монокристалла, а также разрушение его поверхности. Диаметр пучка 1 мм. Пучок направлялся на монокристаллы в направлении, не совпадавшем с кристаллографическим выделенным направлением. В качестве примера на рис. 4 приведены результаты исследования повреждающего воздействия тяжелых ионов на монокристалл Ge. Видно, что выход в минимуме, равный для необлученного монокристалла χ_0 , увеличивается с ростом дозы, возрастает и концентрация дефектов $n_D(I)$. Чтобы характеризовать количественно повреждающую способность ионов, введем величину повреждающей дозы $I_{0,2}$. Ей отвечает увеличение выхода в минимуме за счет радиационного повреждения до $\chi_{\text{рад}} = 0,2$, где $\chi_{\text{рад}}$ определяется из условия $1 - \chi_{\text{рад}} = (1 - \chi_{\text{экс}})(1 - \chi_0)^{-1}$.

Повреждающая доза ионов $I_{0,2}$ должна быть обратно пропорциональна произведению сечения ядерного рассеяния на среднюю энергию отдачи, т. е. параметру $\kappa = Z_1^2 Z_2^2 A_1 A_2^{-1} E^{-1}$ в простейшем приближении. Поэтому произведение $\kappa I_{0,2}$ можно рассматривать как инвариант по отношению к изменению Z , A и E взаимодействующих атомов. На рис. 5 показана зависимость $\kappa I_{0,2}$ от средней глубины $\langle d \rangle$ выхода частиц из монокристалла, взятой в единицах полного пробега частиц R . Видно, что $\kappa I_{0,2}$ регулярно убывает с ростом $\langle d \rangle$ в соответствии с обычными закономерностями ухудшения эффекта

теней за счет деканалирования при прохождении слоя поврежденного монокристалла. Кроме того, выявляется зависимость радиационной стойкости от особенностей структуры монокристалла. Заметное различие повреждающей дозы для монокристаллов GaP и Ge, имеющих близкие свойства, объясняется поведением концентрации свободных носителей заряда в процессе облучения. Следовательно, изменение состояния электронной подсистемы кристалла также влияет на взаимодействие заряженных частиц с решеткой. Вообще степень

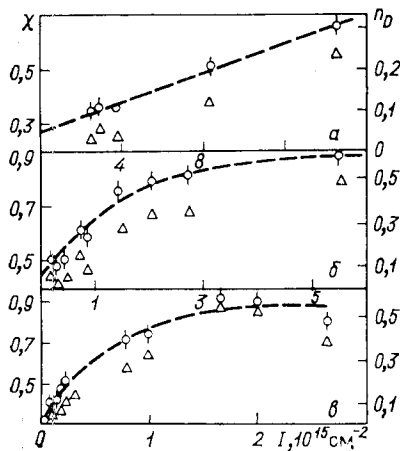


Рис. 4. Зависимости величин χ (○) и n_D (△), измеренных [38] для кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ Ge от дозы I : а — α -ионов ^{20}Ne с энергией 104 МэВ; б — ^{20}Ne — 12 МэВ; в — ^{40}Ar — 24 МэВ

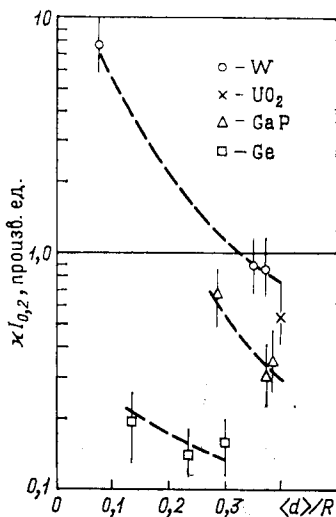


Рис. 5. Систематика [38] повреждающей дозы тяжелых ионов при взаимодействии с монокристаллами

воздействия дозы частиц на те или иные свойства монокристалла различна. Например, монокристалл GaP под действием облучения меняет цвет, степень его почернения достигает насыщения при относительно небольшой дозе, когда кристаллическая решетка еще остается в основном неразрушенной. Эксперименты по наблюдению эффекта теней дают сведения конкретно о степени совершенства решетки, а не о каких-либо его макроскопических характеристиках. Рисунок 5 можно рассматривать как систематику дозы тяжелых ионов, вызывающей заметное повреждение решетки монокристаллов.

Форма и угловая ширина теневых минимумов определяются потенциалом взаимодействия частицы с атомным рядом или плоскостью. В экспериментах на пучках протонов и α -частиц накоплен материал, достаточный для определения формы атомных потенциалов. Особенность тяжелых ионов состоит в том, что при описании взаимодействия тяжелой частицы с атомом решетки нельзя пренебрегать явлением

отдачи, которое уменьшает угол рассеяния частицы в лабораторной системе. Следовательно, при увеличении отношения A_1/A_2 массы частицы и атома решетки эффективный атомный потенциал убывает пропорционально $(1 + A_1/A_2)^{-2}$, а критический угол — пропорционально $(1 + A_1/A_2)^{-1}$. Так должно быть в том случае, если частица рассеивается на каждом атоме в отдельности, как на несвязанном.

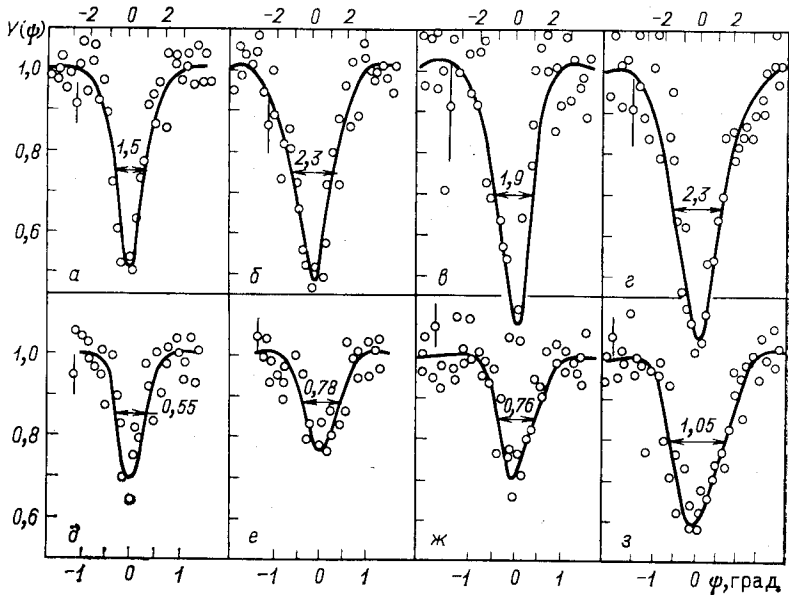


Рис. 6. Профиль осевых $\langle 111 \rangle$ (а — г) и плоскостных (110) (д — з) теневых минимумов [40] при регистрации:

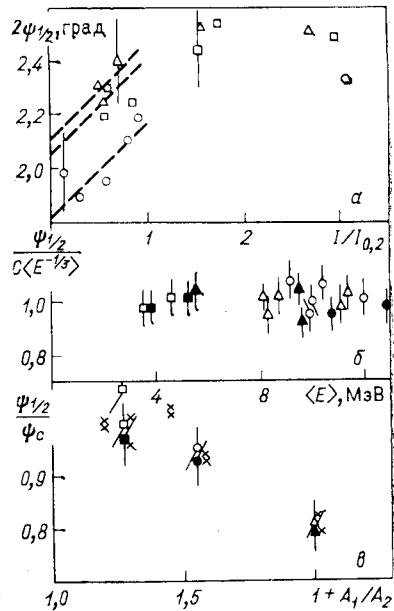
а — рассеянных на монокристалле GaP ионов ^{14}N под углом 125° к пучку; б — Ge, ^{20}Ne 130° ; в — Ge, ^{40}Ar , 71° ; г — Ge, ядер отдачи Ge, 68° ; д — GaP, ^{14}N , 115° ; е — Ge, ^{20}Ne ; 119° ; ж — Ge, ^{40}Ar , 73° ; з — Ge, ядер отдачи Ge, 74° .

Если же существенное значение имеет взаимодействие частицы с решеткой, как целым, типа эффекта Мессбауэра, то зависимость критического угла от A_1/A_2 должна ослабляться или исчезать совсем. Поэтому, изучая зависимость угловой полуширины $\psi_{1/2}$ теневых минимумов от A_1/A_2 , можно установить долю взаимодействий мессбауэровского типа при прохождении частицы через монокристалл.

На рис. 6 для примера показана форма осевых и плоскостных теневых минимумов, зафиксированных [40] при взаимодействии ядер ^{14}N с монокристаллом GaP, а также ^{20}Ne , ^{40}Ar и Ge с монокристаллом Ge. На рис. 7 дана зависимость $\psi_{1/2}$ от дозы ионов, энергии частиц и фактора $1 + A_1/A_2$. Выявление зависимости $\psi_{1/2}$ от A_1/A_2 требует учета изменения $\psi_{1/2}$ с энергией ионов E и их атомным номером Z_1 . Поэтому на рис. 7, в величины $\psi_{1/2}$ даны в отношении к величине ψ_c ,

Рис. 7. Зависимость угловой полуширины $\psi_{1/2}$ теневых минимумов от дозы ионов (а), энергии (б) и массового числа частиц (в) [40]:

для осевых теней точки относятся к взаимодействию с монокристаллом Ge ядер: ^{20}Ne (\square), ^{40}Ar (\circ), Ge (Δ). Соответствующие плоскостные минимумы представлены зачерненными точками, крестики — результаты для монокристалла GaP



равной:

$$\psi_c = \frac{a}{E^{1/3}} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{d}}, \quad (2)$$

где a — нормирующая константа; d — межатомное расстояние в ряду. Точки на рис. 7, в показывают хорошее соответствие результатов для монокристаллов GaP и Ge, видно убывание угловой полуширины с ростом массового числа частицы. Однако эта зависимость оказалась менее сильной, чем ожидалось в простом приближении $\psi_{1/2} \sim (1 + A_1/A_2)^{-1}$.

Следовательно, часть взаимодействий происходит как бинарное рассеяние, а часть — как коллективное взаимодействие мессбауэровского типа. Установление этого факта, а также зависимость повреждающей способности иона от состояния электронной подсистемы кристалла (см. выше) показывают неправомочность пренебрежения электронными связями между атомами при рассмотрении взаимодействия заряженных частиц с атомами в кристалле.

Важная особенность движения тяжелого иона в твердой среде состоит в его частой перезарядке, что должно привести к дополнительному разбросу поперечной энергии при движении частицы вдоль выделенного кристаллографического направления. Эта особенность еще требует проведения экспериментальных исследований, хотя уже установлена [41, 42] резонансная перезарядка тяжелых ионов на частоте, соответствующей периоду пролета межатомного расстояния в кристаллографической оси.

2. ВРЕМЯ ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

Формирование осколков как процесс, развивающийся во времени. Делящееся ядро в лабораторной системе движется с определенной скоростью, поэтому временная задержка трансформируется в смещение S по нормали к атомному ряду в кристалле. Величина S определяет интенсивность эффекта теней и, следовательно, может быть измерена. Рассмотрение динамики развития процесса во времени показывает, что смещение S содержит несколько компонентов:

$$S = S_1 + S_2 + S_\tau + S_{\text{вт}}. \quad (3)$$

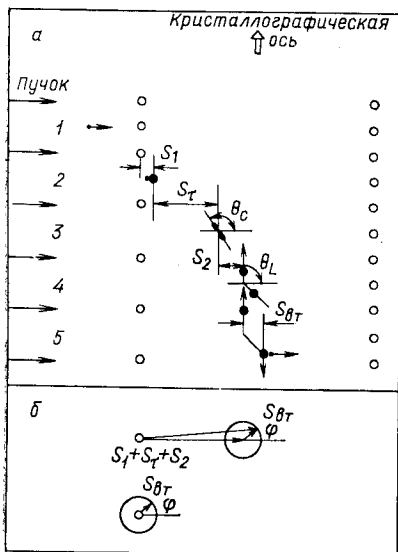


Рис. 8. Схема формирования добавочных смещений (а) (цифрами 1–5 отмечены последовательные фазы развития процесса во времени) и сложение векторов $S_{\delta\tau}$ и $S_1 + S_2 + S_{\delta\tau}$ (б)

Формирование смещений S_i иллюстрируется рис. 8, а, каждое из них возникает на определенной стадии, последовательность которых пронумерована на рис. 8, а от 1 до 5. Величина $S_{\tau} = v_{\tau} \tau$ имеет основной физический смысл, она возникает за счет времени жизни составной системы от момента соприкосновения взаимодействующих ядер до разрыва осколков. Другие компоненты имеют побочное значение, однако следует проанализировать их вклад в полное смещение. Смещение

S_1 возникает еще до соприкосновения сталкивающихся ядер за счет действия кулоновского поля. Для лобового столкновения в нерелятивистском случае

$$S_1 = R \frac{A_1 \sin \theta_L}{A_1 + A_2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{B}{E}} + \frac{B}{E} \ln \frac{2 \sqrt{R_{\infty}}}{\sqrt{R} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{B}{E}} \right)} \right], \quad (4)$$

где R — сумма радиусов ядер; B — барьер ядерного взаимодействия; R_{∞} — параметр экранирования, равный по порядку величины $10^{-9} - 10^{-8}$ см, θ_L — угол между направлениями кристаллографической оси и пучка. Расчет по формуле (4) показывает, что $S_1 \approx 10^{-12}$ см, т. е. много меньше смещения, которое можно заметить с помощью эффекта теней.

Смещение S_2 происходит в результате движения центра массы делящейся системы за время ускорения осколков в кулоновском поле и может быть вычислено по формуле

$$S_2 = \frac{R_0}{2} \sin(\theta_c - \theta_L) \left[1 + \ln \frac{2 \sqrt{R_{\infty}}}{\sqrt{R_0}} \right], \quad (5)$$

где R_0 — расстояние между центрами заряда осколков деления в точке разрыва; θ_c и θ_L — их углы вылета в с.ц.м. и л.с. относительно пучка. S_2 имеет тот же порядок, что и S_1 . Например, для реакции $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, f)$ сумма $S_1 + S_2 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ см, т. е. пренебрежимо мала.

Смещение $S_{\delta\tau}$ возникает за счет изменения направления движения осколка в результате отдачи при испускании вторичных частиц. Если осколок начинает двигаться вдоль кристаллографической оси только после испускания вторичной частицы, то это означает, что он перед этим получил добавочное смещение от оси $S_{\delta\tau}$. Величину

$S_{\text{вт}}$ можно оценить по формуле

$$S_{\text{вт}} = v_2^L \tau_2 \sin \bar{\theta}, \quad (6)$$

где v_2^L — скорость осколка в л.с.; τ_2 — время жизни по отношению к испусканию вторичных частиц; $\bar{\theta}$ — средний угол отклонения осколка в этом процессе. Если предположить, что осколок испускает независимо пять нейтронов с энергией 3 МэВ каждый и средним временем $\tau_2 \approx 10^{-17}$ с, то можно получить значение $S_{\text{вт}} \approx 3 \cdot 10^{-10}$ см. При испускании одной α -частицы с $E = 25$ МэВ и $\tau_2 \approx 10^{-18}$ с возникает смещение $S_{\text{вт}} \approx 10^{-10}$ см, т. е. значение $S_{\text{вт}}$ меньше или около амплитуды тепловых колебаний атомов в решетке. Направление вектора $S_{\text{вт}}$ может составлять произвольный угол φ с вектором суммы других компонентов смещения, поэтому их сложение производится по формуле

$$S^2 = (S_1 + S_2 + S_\tau)^2 + S_{\text{вт}}^2 + 2S_{\text{вт}} (S_1 + S_2 + S_\tau) \cos \varphi. \quad (7)$$

На рис. 8, б показано сложение этих векторов в двух случаях, когда направление пучка перпендикулярно кристаллографической оси ($S_1 + S_2 + S_\tau > S_{\text{вт}}$) и когда пучок направлен вдоль оси ($S_1 + S_2 + S_\tau \approx 0$). Видно, что в последнем случае $S_{\text{вт}}$ является основным компонентом смещения, однако небольшим, так как его значение сравнимо с амплитудой тепловых колебаний атомов. Отметим существенное ограничение на использование приведенных формул. Оценка $S_{\text{вт}}$ по формуле (6) справедлива только при выполнении условия $v_2^L \tau_2 \leq d$. При весьма больших значениях $v_2^L \tau_2$, отвечающих, например, испусканию последнего нейтрона продуктом с малой остаточной энергией возбуждения ($\tau_2 \sim 10^{-16} \div 10^{-15}$ с), формально можно было бы получить значения $S_{\text{вт}} \sim 10^{-8}$ см. В этом случае, однако, формула (6) перестает быть справедливой, так как осколок деления уже успеет миновать несколько десятков атомов вдоль оси и будет отклонен их полем. Иными словами, теневой минимум сформируется прежде, чем будет испущена вторичная частица. При этом отклонение осколка на небольшой угол $\bar{\theta} \approx 0,5^\circ$ окажет воздействие на теневой минимум не большее, чем угловое разрешение опыта, если оно равно около $0,5^\circ$. Таким образом, испускание вторичных частиц на начальном участке траектории осколка ($v_2^L \tau_2 \leq d$) можно учесть расчетом по формулам (6), (7), а роль частиц, испущенных позже ($v_2^L \tau_2 > d$), состоит в некотором размытии углов добавочно к угловому разрешению опыта.

Соотношение перехода от измеренных величин к длительности реакции. Существенное значение для определения длительности ядерных реакций с помощью эффекта теней имеет выбор правильных соотношений перехода от измеренных параметров теневого минимума к смещению $v_\perp \tau$. В [43] приведена формула, связывающая наблюдаемую величину выхода в минимуме χ со средним смещением:

$$\chi = \frac{2D(v_\perp \tau)^2}{r_0^2} \left[1 - \left(1 + \frac{r_c}{v_\perp \tau} + \frac{r_c^2}{2v_\perp^2 \tau^2} \right) e^{-\frac{r_c}{v_\perp \tau}} \right] + e^{-\frac{r_c}{v_\perp \tau}}, \quad (8)$$

где r_0 связан с плотностью упаковки атомов в данном кристаллографическом направлении $\pi r_0^2 = (Nd)^{-1}$; N — число атомов в единице объема монокристалла. Параметры D и r_c могут варьироваться. Основное предположение, принятое при выводе формулы (8), состоит в обрезании действия потенциала атомного ряда на расстоянии r_c .

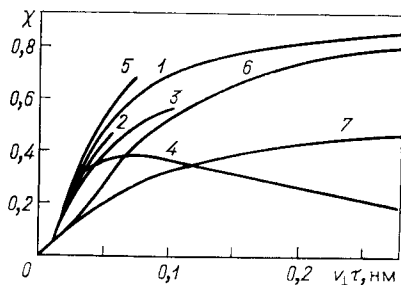


Рис. 9. Соотношения перехода, вычисленные для взаимодействия осколков с осью $\langle 111 \rangle$ UO_2 (кривые 1—4) и протонов с энергией 4 МэВ с осью $\langle 110 \rangle$ Ge (5—7) методом численного моделирования в работах [44] — кривые 2, 3, [45] — 5, [37] — 7, а также расчетом по формуле (8) при выборе параметра $r_c = 5a_{\text{ТФ}}$ — кривые 1, 4; $r_c = 4,5 a_{\text{ТФ}}$ — 6. Кривая 4 показывает разность $\Delta\chi$ (вт) = $\chi_{91^\circ} - \chi_{181^\circ}$. Направление движения ядра отдачи близко к плоскости (110) [44], к оси $\langle 112 \rangle$ [37] и не фиксировано [45]

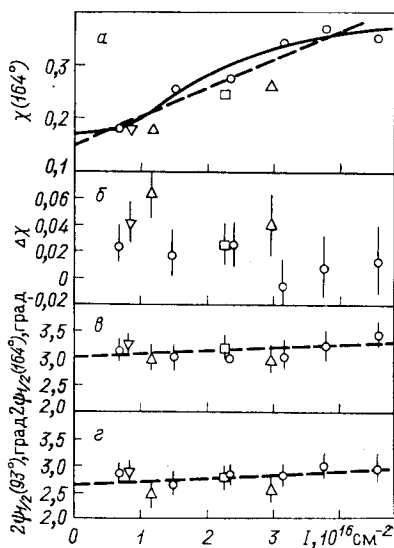


Рис. 10. Измеренные [50] для реакции $^{16}\text{O} + \text{W}$ зависимости $\chi_{\text{эксп}}(164^\circ)$, $\Delta\chi$ и угловых ширины $\psi_{1/2}$ осевых $\langle 111 \rangle$ теневых минимумов от дозы: \circ — энергия ионов 131; \square — 114; ∇ — 104; Δ — 95 МэВ

Подобным образом получают выражения для расчета объема или площади осевой или плоскостной тени.

К настоящему времени выполнены расчеты по численному моделированию теневого минимума в статистической, диффузионной модели или методом Монте-Карло. Установлена зависимость функций $\chi(v_{\perp}\tau)$ от направления движения ядер отдачи относительно плоскостей, от глубины выхода частиц из монокристалла и возможно также от степени радиационного повреждения его. В большинстве реальных экспериментов направление движения ядер отдачи не совпадает ни с одной кристаллографической плоскостью; эта геометрия выбирается намеренно с целью избежать каналирования пучка. Кроме того, в условиях эксперимента происходит усреднение по толщине слоя порядка нескольких тысяч ангстрем и больше и по интервалу повреждающей дозы пучка от нуля до значения, соответствующего небольшому или умеренному повреждению структуры монокристалла. При таких реальных условиях зависимости функции $\chi(v_{\perp}\tau)$ от пере-

численных параметров эффективно усредняются и результирующая функция $\chi(v_{\perp}, \tau)$ оказывается не столь сильно отличающейся от расчета в простой модели по формуле (8). На рис. 9 приведены результаты теоретических расчетов [37, 44, 45] функций $\chi(v_{\perp}, \tau)$ для направлений $\langle 110 \rangle$ Ge и $\langle 111 \rangle$ UO₂. Они сравниваются с вычисленными по формуле (8) при выборе параметров $D = 2,5$, $r_c = (4 \div 6) a_{TF}$, где a_{TF} — параметр экранирования Томаса — Ферми. Видно, что аналитическая формула дает результаты, средние между различными вариантами численного моделирования. Это обстоятельство наряду с удобствами использования аналитического выражения дает основание для применения формулы (8) в качестве соотношения перехода. В тех случаях, когда это специально не оговорено, будем предполагать, что смещение S содержит только основной компонент S_{τ} .

Время протекания реакции деления ядер вольфрама и тантала тяжелыми ионами. Выполнено несколько экспериментов по определению длительности реакции деления ядер тантала и вольфрама тяжелыми ионами ¹²C, ¹⁶O, ²²Ne, ³¹P [46—50]. Типичный эксперимент будет описан на примере исследования реакции ¹⁶O + W [50]. Толстая монокристаллическая мишень металлического вольфрама (естественного изотопного состава) облучалась на циклотроне У-300 ОИЯИ пучком ионов ¹⁶O с энергией 136 МэВ. Пучок ограничивался коллиматором и имел диаметр 1 мм; понижение энергии пучка осуществлялось алюминиевыми поглотителями. Плоскость монокристалла совпадала с кристаллографической плоскостью (110). Две оси $\langle 111 \rangle$ и $\langle 11\bar{1} \rangle$ составляли углы 93° и 164° с пучком ионов, который направлялся под углом около 5° к плоскости (110).

Осколки деления фиксировались стеклянными трековыми детекторами. Просмотр стекол позволял определить профиль теневых минимумов, найти их основные параметры $\psi_{1/2}$ и χ . На рис. 10 даны результаты измерений в зависимости от дозы ионов. На рис. 11 выход в минимуме $\chi(164^\circ)$ и разность $\Delta\chi = \chi(93^\circ) - \chi(164^\circ)$ представлены в зависимости от энергии ионов. Крестиками и темными точками показаны результаты теоретического описания (в двух вариантах), его краткая характеристика приведена в следующем разделе. Видно, что разность $\Delta\chi$ не равна нулю и довольно регулярно убывает с ростом энергии частиц. Такое поведение соответствует влиянию времени жизни делящегося ядра τ на величину χ_{τ} , так как τ должно убывать с ростом энергии возбуждения ядра согласно ста-

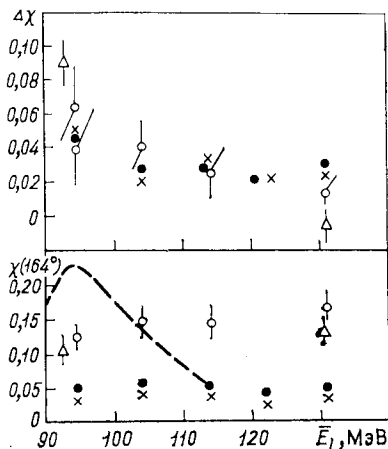


Рис. 11. Выход в минимуме (за вычетом вклада $\chi_{рад}$) и разность $\Delta\chi$ в зависимости от энергии ионов ¹⁶O: \odot —[50]; Δ —[46]; штриховая линия — [48]

тистической модели. В случае вылета осколков под углом 164° к пучку выход в минимуме χ (164°), очевидно, мало изменен временем жизни системы, т. е. χ_τ в этом случае составляет небольшую долю наблюдаемого значения. Это ясно из рассмотрения зависимости χ (164°) от энергии ионов: вместо убывания, связанного с уменьшением τ , наблюдается довольно слабое возрастание χ (164°) с ростом E_L . По-видимому, значение χ (164°) определяется, главным образом, методическими причинами, в частности деканализированием осколков на слое конечной толщины. По результатам рис. 11 нетрудно найти среднюю временную длительность реакции деления $\bar{\tau} \approx 10^{-17}$ с. Более точный анализ требует учета многоступенчатого процесса распада составного ядра, т. е. рассмотрения нескольких ветвей деления после испускания нейтронов. Такой анализ сделан в следующем разделе. Здесь существенно отметить, что непосредственно из эксперимента выявляется разность $\Delta\chi$, которая хотя и невелика по абсолютной величине, но достаточно однозначно относится к влиянию времени протекания реакции ($\bar{\tau} \approx 10^{-17}$ с) на теневой минимум. Такой результат не полностью соответствует выводам работ [48, 49]; в них сообщено о наблюдении довольно большого вклада (около 20%) долгоживущего компонента деления с $\tau \gtrsim 10^{-16}$ с. Долгоживущий компонент получен авторами [48, 49] на основе наблюдения различия выходов χ для осколков деления и упругорассеянных ионов и из убывания величин χ с ростом энергии возбуждения делящегося ядра. В наших экспериментах не удалось подтвердить убывание χ_{164° (E_L) ни для реакции $^{16}\text{O} + \text{W}$, ни для реакции $^{22}\text{Ne} + \text{W}$ [51]. Различие χ для осколков и упругорассеянных ионов может объясняться влиянием причин, не связанных с временем жизни составного ядра. Долгоживущая ветвь деления обнаружена [51] только для реакции $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, ее вклад около 5% сечения деления отвечает событиям деления после реакций с неполной передачей импульса.

Длительность реакций деления ядер урана ионами ^3He и ^4He .

В работе [52] были сделаны измерения для реакций деления ядер ^{238}U ионами ^{12}C , ^{18}O , ^{22}Ne , в дальнейшем, однако, выяснилось, что заметный вклад в измеренные значения $\Delta\chi$ могут вносить ветви деления после реакций неупругого взаимодействия сталкивающихся ядер. Поэтому были выполнены эксперименты на пучках ионов $^3,^4\text{He}$; в реакциях с этими частицами при энергии < 10 МэВ/нуклон вклад деления после процессов с неполной передачей импульса ниже, чем в реакциях с тяжелыми ионами. Изучены реакции $^3,^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ [53, 54], а также $^4\text{He} + ^{235,238}\text{U}$ [55] и $^2\text{H} + ^{235}\text{U}$ [56].

Эксперименты описаны на примере реакций $^3,^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ [54]. В качестве мишени использован монокристалл UO_2 , теневые минимумы зафиксированы для пары кристаллографических осей $\langle 110 \rangle$ и $\langle 101 \rangle$, ориентированных под углами 88 и 147° к пучку. Облучения проводились на пучках циклотрона У-200 ЛЯР ОИЯИ в диапазоне энергий 23—35 МэВ ионов ^4He и 25—47 МэВ ионов ^3He .

Основные результаты приведены на рис. 12 в виде зависимостей величин $\Delta\chi$ и χ_τ (147°) от энергии возбуждения составного ядра E^* . Для понимания измеренных значений выполнен расчет по статисти-

ческой модели. Время жизни составного ядра вычисляли с использованием температуры ядра по модели ферми-газа при выборе параметров по экспериментальным [57, 58] значениям τ для реакций $^1_0n + ^{235,238}\text{U}$. На основе эмпирического материала по вероятности деления изотопов плутония (рис. 13) рассчитан вклад ветвей деления после испускания различного числа нейтронов. Затем вычислены

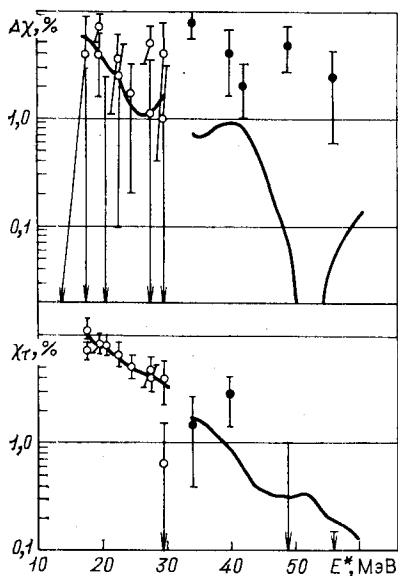


Рис. 12. Сравнение результатов измерения $\Delta\chi$ и χ_τ (147°) с расчетом: \circ — реакция $^4\text{He} + ^{238}\text{U}$; \bullet — $^3\text{He} + ^{238}\text{U}$ [54]

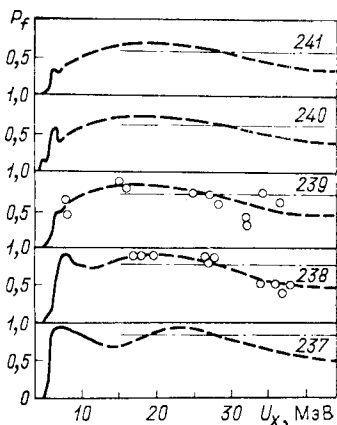


Рис. 13. Вероятность деления изотопов плутония: штриховая линия — интерполяция по экспериментальным результатам; остальные значения — литературные данные, компилированные в [54]

измеряемые величины χ_τ (147°) и $\Delta\chi$. Использовано соотношение перехода [формула (8)]. Учтено изменение анизотропии углового распределения осколков деления при увеличении числа испущенных нейтронов. По данным рис. 12 видно, что временная компонента χ_τ (147°) хорошо описывается расчетом, вместе с тем наблюдается нарастающее с ростом E^* расхождение для величины $\Delta\chi$. Это означает, что время жизни составного ядра убывает с энергией возбуждения не столь сильно, как в расчете по модели ферми-газа. Такой вывод не противоречит результатам, полученным в реакциях на монокристалле W.

В работах [55, 56] измеренные величины χ для реакций $^{235,238}\text{U}$ (^4He , f) и ^{235}U (^2H , f) обработаны с целью извлечения величин τ для конкретных нуклидов, образующихся в возбужденном состоянии при каскадном испускании нейтронов. В табл. 1 для примера даны полученные [55] значения τ для ядра ^{240}Pu . Результаты оказа-

Таблица 1. Зависимость времени жизни ядра ^{240}Pu от средней энергии возбуждения, полученная в реакции $^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ [55]

E_L , МэВ	E^* , МэВ	τ , 10^{-16} с
24,7	6,0	$5,2_{-2,3}^{+8,3}$
25,2	6,2	$8,9_{-4,0}^{+8,0}$
26,5	6,8	$5,3_{-1,8}^{+4,8}$
27,2	7,2	$3,4_{-1,7}^{+1,7}$
28,1	7,8	$2,7_{-0,9}^{+1,6}$
28,8	8,5	$1,6_{-1,8}^{+0,8}$
29,6	9,2	$< 1,1$

лись не сильно отличающимися от прямых измерений τ для реакций $^{235,238}\text{U}(n, f)$ [57, 58] в области энергии возбуждения на несколько мегаэлектрон-вольт выше энергии связи нейтрона B_n .

3. СИСТЕМАТИКА ЯДЕРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Описание времени протекания реакция деления. В статистическом подходе время жизни возбужденного ядра определяется отношением плотности уровней в начальном и конечном состояниях распада. Плотность уровней зависит от энергии возбуждения, массового числа и углового момента ядра $\rho(E^*, A, l)$ и связана с ядерной температурой $T(E^*, A, l)$. При описании времени протекания реакции деления зависимость $T(E^*)$ можно параметризовать и из условия согласования расчета и эксперимента определить численные значения параметров, характеризующих поведение температуры на исследуемом интервале энергии возбуждения. Реализация такой схемы вычислений требует создания математической модели, которая могла бы воспроизвести распад возбужденного ядра как многоступенчатый процесс. Временное распределение событий ветви деления после испускания x нейтронов имеет вид

$$N_x(t) = \frac{N_0}{\tau_x} \sum_{h=0}^x C_{xh} e^{-\frac{t}{\tau_h}}, \quad (9)$$

где τ_h — время жизни ядра на k -й ступени распада; C_{xh} — коэффициенты закона последовательного радиоактивного распада.

Полный выход в теновом минимуме может быть представлен в виде суммы вкладов от ветвей деления $\chi = \sum_{x=0}^m \chi_{xn} = \sum_{x=0}^m P_x \chi_{xf}(A_x)$, а парциальный выход χ_x вычисляется [59] по формуле

$$\chi_x = \frac{1}{(v_{\perp} \tau_x)} \sum_{h=0}^x C_{xh} \times \\ \times \left\{ \frac{2D(v_{\perp} \tau_h)^3}{r_0^2} \left[1 - \left(1 + \frac{r_c}{v_{\perp} \tau_h} + \frac{r_c^2}{2v_{\perp}^2 \tau_h^2} \right) e^{-\frac{r_c}{v_{\perp} \tau_h}} \right] + v_{\perp} \tau_h e^{-\frac{r_c}{v_{\perp} \tau_h}} \right\}. \quad (10)$$

Формула (10) получена с использованием формулы (8) в качестве соотношения перехода. Недостатком формулы (10) является отсутствие учета распределения остаточной энергии возбуждения U_x после испускания x нейтронов, спектр U_x заменяется средним значением. В [53] даны формулы, учитывающие спектральное распределение энергии возбуждения остаточного ядра dW/dU_x и зависимость вероятности деления P_f от U_x :

$$\chi_{xn} = \left(\sum_{x=0}^m P_{xnf} \right)^{-1} \int_0^{E^* - \Sigma_x} f(U_x) \chi(U_x) \frac{dW}{dU_x} P_f(U_x) dU_x; \quad (11)$$

$$P_{xnf} = \int_0^{E^* - \Sigma_x} P_f(U_x) \frac{dW}{dU_x} dU_x. \quad (12)$$

В формулах использованы следующие обозначения: $\Sigma_x = \sum_{i=1}^x B_{ni}$ — сумма энергий связи x нейтронов; P_x — нормированная к полному сечению деления вероятность ветви x ; P_{xnf} — абсолютная вероятность ветви деления после испускания x нейтронов; f — функция, учитывающая зависимость угловой анизотропии A от U_x ; $\chi(U_x)$ вычисляется по формуле (8). Распределение dW/dU_x рассчитано по формуле [60]

$$\frac{dW}{dU_x} = \frac{(E^* - \Sigma_x - U_x)^{2x-1} \left(1 - \sum_{i=0}^{x-1} P_{in} \right)}{I \left(\frac{E^* - \Sigma_x}{T}, 2x \right) T^{2x} (2x-1)! \prod_{i=0} \left(1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \right)_i} e^{-\frac{E^* - \Sigma_x - U_x}{T}}, \quad (13)$$

где $I(z, m)$ — неполная гамма-функция; T — средняя температура, характеризующая ветвь x . Формула (10) проще, ее удобнее применять в том случае, когда дисперсия распределения dW/dU_x много меньше энергии $\bar{U}_x - B_n$; в случае, если они сравнимы, предпочтительно использовать формулу (11).

Численный расчет для реакций $^3, ^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ сделан [54] по формуле (11), результаты приведены на рис. 12. Использована температура ядра по модели ферми-газа, при этом получено удовлетворительное описание экспериментальных значений $\Delta\chi$ и χ_τ в области энергий возбуждения составного ядра 18—30 МэВ. Для реакции $^{16}\text{O} + \text{W}$ решена [50] задача описания временной длительности в широком диапазоне энергии возбуждения за счет выбора температуры ядра. Использованы оба варианта формул (10) и (11) с целью проверки погрешности расчета. При описании результатов значения вероятности деления взяты на основе известного эмпирического материала. Спиновое распределение сечения деления $\sigma_l P_f(l)$ в этой реакции оказывается довольно узким с максимумом при значениях l , довольно близких к максимальному l_m . Поэтому имеется возможность заметить физические величины, зависящие от l , средними по спиновому

распределению с не очень большой погрешностью. Были вычислены средние значения энергии вращения и вероятности деления для ансамбля делящихся ядер:

$$\langle E_{вр} \rangle = \frac{\hbar^2}{2J} \sigma_f^{-1} \sum_{l=0}^{l_m} l(l+1) \sigma_l P_f(l); \tag{14}$$

$$\langle P_f \rangle = \sigma_f^{-1} \sum_{l=0}^{l_m} \sigma_l P_f^2(l), \tag{15}$$

где J считался равным моменту инерции твердого шара; $\sigma_l \sim 2l + 1$. Вероятность событий, когда ядро испускает x нейтронов, а затем

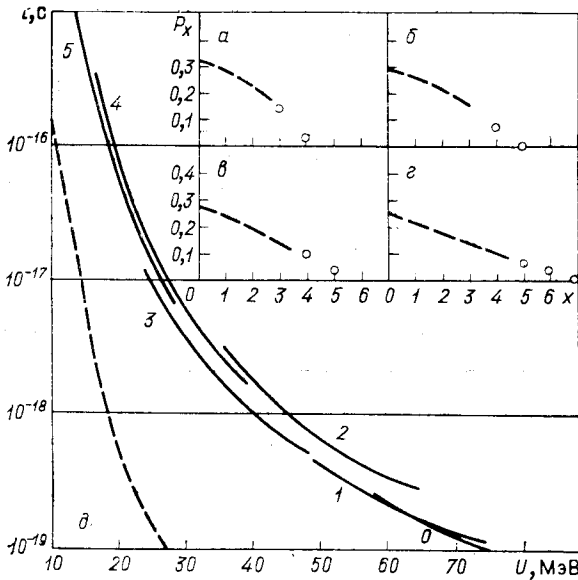


Рис. 14. Результаты расчета, характеризующие распад ядра ^{200}Pb , образованного в реакции $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$:

Распределение числа испущенных до деления нейтронов $P_x(x)$ при энергии 95 МэВ (а); 104 МэВ (б); 114 МэВ (в); 131 МэВ (г); δ — зависимость времени жизни τ от средней тепловой энергии возбуждения U после испускания x нейтронов. Числа x даны на рисунке [50]. Штриховая линия — расчет по модели ферми-газа

делится, $G_{xf} = P_x \langle P_f \rangle$, где P_x — распределение числа испущенных до деления нейтронов. Из вероятности G_{xf} нетрудно найти абсолютную вероятность деления P_{xf} для x -й ветви, так как

$$G_{xf} = P_{xf} \prod_{h=0}^{x-1} (1 - P_{hf}).$$

В расчете, как обычно, предполагалось, что время жизни возбужденного ядра $\tau = \hbar \Gamma_T^{-1}$, где полная ширина $\Gamma_T = \Gamma_n (1 - P_f)^{-1}$.

Нейтронная ширина Γ_n вычислялась по формуле статистической модели, плотность уровней $\rho(E^* - \langle E_{вр} \rangle - \Delta)$ параметризовалась на основе выбора температуры в виде $T = C_t \left(\frac{U}{A}\right)^m$, где U — тепловая энергия возбуждения. Для описания результатов варьировались величины P_x и параметры C_t и m . Достигнутое согласие расчета с экспериментом показано на рис. 11; темные точки и крестики относятся к двум вариантам формул: (10) и (11). Видно, что различие между ними невелико, в обоих случаях достигается неплохое описание экспериментальных зависимостей $\Delta\chi(E_L)$ и $\chi_\tau(E_L)$. Различие χ_τ и χ (164°) по абсолютной величине связано с методическим компонентом выхода χ , который не учтен в расчете.

Удовлетворительное воспроизведение результатов эксперимента расчетом достигнуто за счет выбора параметров функции ядерной температуры в виде $T = 1,94 (U/A)^{1,3}$, а также определенных значений P_x . На рис. 14 показана полученная в расчете зависимость времени жизни ядер от тепловой энергии возбуждения при распаде составного ядра ^{200}Pb , даны также полученные распределения P_x для четырех значений энергии. Функции $P_x(x)$ оказались не противоречащими результатам экспериментального определения для близких ядер, имеющимся в литературе. Время жизни ядер довольно резко убывает с ростом энергии возбуждения, однако не столь резко, как при использовании модели ферми-газа для температуры ядра.

Описание спектров нейтронов, испускаемых возбужденными ядрами. Спектры нейтронов могут дать сведения о зависимости ядерной температуры от энергии возбуждения. Однако получение достоверной информации требует отбора тех реакций, в которых вклад неравновесных механизмов испускания нейтронов мал по сравнению с выходом нейтронов распада составного ядра. Выделение равновесного компонента спектра делается на основе кинематической проверки испускания нейтронов источником, движущимся со скоростью составного ядра, а также на основе анализа формы спектра. При этом необходимо использовать адекватную математическую модель, в частности требуется корректный учет каскадного состава наблюдаемых нейтронных спектров. В [61] получены рекуррентные формулы для спектра нейтронов $(x+1)$ -го поколения $n_{x+1}(\epsilon)$ и распределения W_{x+1} ядер по энергии возбуждения U_{x+1} после испускания $(x+1)$ -го нейтрона с учетом понижения энергии в результате испускания γ -квантов на каждой ступени каскада:

$$n_1(\epsilon) = C_1(E^*) N_1^n(\epsilon, E^*) + \int_{B_{n_1} + \epsilon}^{E^*} C_1(U_\gamma) W^\gamma(U_\gamma) N_1(\epsilon, U_\gamma) dU_\gamma; \quad (16)$$

$$W_1(U_1) = C_1(E^*) N_1^n(E^* - B_{n_1} - U_1, E^*) + \int_{B_{n_1} + U_1}^{E^*} C_1(U_\gamma) W^\gamma(U_\gamma) N_1^n(U_\gamma - B_{n_1} - U_1, U_\gamma) dU_\gamma; \quad (17)$$

$$n_{x+1}(\varepsilon) = \int_{B_{nx+1}+\varepsilon}^{E^*-\Sigma_x} [C_{x+1}(U_x) N_{x+1}^n(\varepsilon, U_x) + \\ + \int_{B_{nx+1}+\varepsilon}^{U_x} C_{x+1}(U_\gamma) W^\gamma(U_\gamma) N_{x+1}^n(\varepsilon, U_\gamma) dU_\gamma] W_x(U_x) dU_x; \quad (18)$$

$$W_{x+1}(U_{x+1}) = \int_{B_{nx+1}+U_{x+1}}^{E^*-\Sigma_x} [C_{x+1}(U_x) N_{x+1}^n(U_x - B_{nx+1} - U_{x+1}, U_x) + \\ + \int_{B_{nx+1}+U_{x+1}}^{U_x} C_{x+1}(U_\gamma) W^\gamma(U_\gamma) N_{x+1}^n(U_\gamma - B_{nx+1} - U_{x+1}, U_\gamma) dU_\gamma] \times \\ \times W_x(U_x) dU_x, \quad (19)$$

где $B_{n,x}$ — энергия связи x -го нейтрона; $W^\gamma(U_\gamma)$ — распределение энергии возбуждения после испускания γ -квантов на каждой ступени нейтронного каскада. Функция $W^\gamma(U_\gamma)$ вычисляется по рекуррентным формулам, в принципе подобным (19), для γ -каскада. Нормирующая функция C и форма спектра $N^n(\varepsilon, E^*)$ нейтронов, испускаемых ядром с фиксированной энергией возбуждения E^* , вычисляются по формулам

$$C_{x+1}(U_x, A-x) = \\ = \frac{[1-P_f(U_x)] \Gamma_n(U_x)}{\Gamma_n(U_x) + \Gamma_\gamma(U_x)} \left[\int_0^{U_x - B_{nx+1}} N_{x+1}^n(\varepsilon, U_x) d\varepsilon \right]^{-1}; \quad (20)$$

$$N^n(\varepsilon, E^*) = \begin{cases} \rho_A^{-1}(E^* - \Delta_A) \varepsilon \rho_{A-1}(E^* - B_n - \varepsilon - \Delta_{A-1}) \\ \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq E^* - B_n - \Delta_{A-1}; \\ \rho_A^{-1}(E^* - \Delta_A) \varepsilon \rho_{\text{кол}}(A-1) \\ \text{при } E^* - B_n - \Delta_{A-1} < \varepsilon \leq E^* - B_n, \end{cases} \quad (21)$$

где Δ — энергия спаривания; $\rho_{\text{кол}}$ — средняя плотность коллективных состояний ядра в области $E^* \leq \Delta$.

В [61] кроме приведенных формул содержится анализ значений температуры, полученных из обработки нейтронных спектров. В частности, исследована возможность описания спектров скоростей нейтронов, испущенных продуктами неупругого взаимодействия ядер ^{86}Kr (1,02 ГэВ) + ^{168}Er [62]. В последней реакции регистрации совпадений нейтронов с парой фрагментов позволяет выделить почти в чистом виде спектры нейтронов, испускаемых каждым фрагментом в отдельности. При фиксации глубоконеупругих продуктов удается зарегистрировать нейтроны, испускаемые ядрами, возбужденными до энергии 200—300 МэВ. На рис. 15 показано достигнутое описание спектрально-угловых распределений нейтронов. Интересно отметить,

что удовлетворительное соответствие расчета и эксперимента достигается в предположении, что нейтроны испускаются фрагментами,

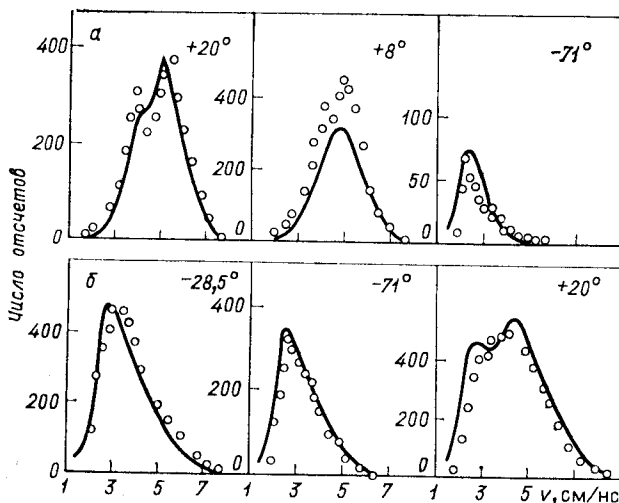


Рис. 15. Сравнение измеренных [62] спектров скоростей (точки) с расчетом (линии) [61] для взаимодействия ^{86}Kr (1,02 ГэВ) + ^{166}Er в зависимости от направления испускания нейтронов для квазиупругих реакций ($E^* \leq 112$ МэВ) (а) и для глубоконеупругих столкновений ($342 \leq E^* \leq 472$ МэВ) (б)

полностью ускорившимися в кулоновском поле. Время ускорения фрагментов до скорости, составляющей 95% максимальной в с. ц. м., оценивается равным $0,8 \cdot 10^{-20}$ с для глубоконеупругого случая. Следовательно, большинство нейтронов испускается через $\tau > 10^{-20}$ с после столкновения. Эта оценка τ представляет интерес, так как относится к ядрам, возбужденным до энергии более 200 МэВ.

Анализ нейтронных спектров, полученных во многих работах, позволил построить [61] систематику половины средней энергии нейтрона или ядерной температуры, показанную на рис. 16. Видно, что, несмотря на большое разнообразие включенных в анализ экспериментальных результатов, разброс точек является умеренным,

по ним можно провести полуэмпирическую зависимость вида $T = 2,22 (U/A)^{1/3}$. Эта функция $T(U)$ находится в удовлетворительном

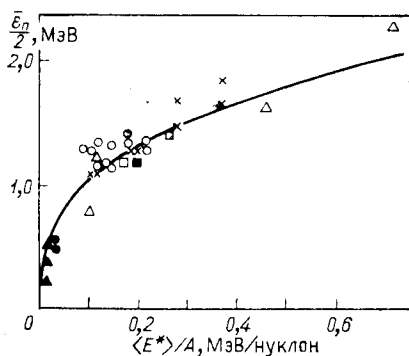


Рис. 16. Систематика [61] половины средней кинетической энергии нейтрона $\bar{\epsilon}_n/2 = T$ в зависимости от удельной тепловой энергии возбуждения на нуклон. Литература в [61]

соответствии с функцией, полученной ранее при описании длительности реакций деления $^{16}\text{O} + \text{W}$ [50] и $^1_0\text{n} + ^{235,238}\text{U}$ [63]. Таким образом, удается устранить существенное разногласие между величинами T , получаемыми из анализа времени протекания реакций и из спектра нейтронов.

Асимптотическое поведение температуры ядра при высокой энергии возбуждения. Точный вид термодинамического уравнения состояния ядра априорно неизвестен. Используется аналогия с газом не взаимодействующих ферми-частиц $U \sim T^2$ на основе того, что спин нуклонов равен $1/2$. Для вырожденного бозе-газа $U \sim T^{5/2}$ в качестве бозонов могут рассматриваться α -кластеры, пары нуклонов и фононы возбуждений. Кроме того, известно, что термодинамическое уравнение состояния существенно зависит от характера и силы взаимодействия между частицами внутри системы. Например, кристалл, состоящий из молекул в виде одномерной длинной цепи, характеризуется формулой $U \sim T^2$; для того же вещества изомерная форма молекул в виде двумерных плоскостных образований приводит к $U \sim T^3$, а для трехмерных молекул — к $U \sim T^4$. Ясно, что детали структуры внутриядерного взаимодействия нуклонов могут привести к существенному изменению термодинамических характеристик ядра по сравнению с простейшей моделью вырожденного газа не взаимодействующих ферми-частиц.

Асимптотическое поведение температуры и других термодинамических функций можно получить на основе рассмотрения удельной теплоемкости ядра:

$$c = A^{-1} \partial U / \partial T, \quad (22)$$

для которой имеет место [64] классический предел $c_{\text{lim}} = 3$ яд. ед. = $3 \text{ МэВ} / (\text{МэВ} \cdot \text{нуклон}) = 5,97 \text{ кал} / (\text{г} \cdot \text{град})$, равный теплоемкости простых твердых тел при немалой температуре. Этому пределу для конденсированной системы отвечает физическая ситуация, когда число возбужденных степеней свободы равно полному числу и не увеличивается с ростом энергии. Для ядра также можно установить некоторую энергию $U_{\text{кр}}$, при которой теплоемкость достигнет максимального значения $c = c_{\text{lim}}$. Будем предполагать, что кварковая структура нуклона не изменяет спектр возбужденных состояний ядра; тогда полное число степеней свободы ядра равно $3A - 3$ и $c_{\text{lim}} \approx 3$ яд. ед. При использовании полученного выше соотношения между температурой и энергией $T = 2,22 (U/A)^{1/3}$ условие $c = c_{\text{lim}}$ приводит к значениям $U_{\text{кр}} = 670 \text{ МэВ}$, $T_{\text{кр}} = 3,33 \text{ МэВ}$ для ядра ^{200}Pb (в качестве примера). В области $U > U_{\text{кр}}$ теплоемкость постоянна и температура становится линейной функцией энергии:

$$T = T_{\text{кр}} + (U - U_{\text{кр}}) / (3A - 3). \quad (23)$$

Энтропия ядра в области $U > U_{\text{кр}}$ логарифмически растет, а плотность уровней пропорциональна степенной функции от $U - U_{\text{кр}}$:

$$\rho(U) = \left[1 + \frac{U - U_{\text{кр}}}{(3A - 3) T_{\text{кр}}} \right]^{3A - 3} \rho(U_{\text{кр}}). \quad (24)$$

Полученное значение $U_{кр} = 670$ МэВ значительно меньше полной энергии связи ядра, равной 1580 МэВ, т. е. предельное значение теплоемкости достигается при температуре, соответствующей связанному состоянию. Это положение аналогично известному для конденсированных сред. Следовательно, основные свойства ядерной материи, такие, как несжимаемость и насыщение ядерных сил, ведущие к представлениям о ядре как о капле конденсированного вещества, дополняются характером поведения термодинамических параметров. В случае температуры ядра, взятой по модели ферми-газа $T = = 3,16 (U/A)^{1/2}$, подобные оценки приводят к $U_{кр} = 4500$ МэВ для ^{200}Pb . Значит, модель ферми-газа описывает ядро как систему, похожую на электронный газ в металле, для которого $U_{кр}$ могло бы быть достигнуто только при температуре, соответствующей несвязанному состоянию. Неясно, близка ли такая модель к действительным свойствам ядерного вещества.

Значения плотности уровней и температуры ядра в области высокой энергии U должны изменяться за счет ограничений, связанных с конечным числом одночастичных уровней в потенциальной яме среднего поля. Эти изменения становятся существенными при значениях температуры, приближающихся к энергии связи нуклона. Отметим, однако, что при высокой энергии бомбардирующих частиц (на нуклон) наиболее вероятным становится испускание частиц за счет быстрых и предравновесных процессов. Такому механизму реакции отвечают другие параметры температуры при статистическом описании. Сделанная здесь оценка температуры относится к высоко-возбужденному составному ядру, она может быть полезна при анализе равновесной (медленной) компоненты спектров частиц, выпускаемых под действием ядер средней и высокой энергии. Недавно зафиксированы [65] процессы с полной передачей импульса (типа составного ядра) при взаимодействии ядер ^{12}C (60 МэВ/нуклон) с Au и U.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ И ЕЕ ДЛИТЕЛЬНОСТЬ

Оценка длительности ядерной реакции на основе углового распределения продуктов. Для определения длительности ядерных реакций в области $\tau < 10^{-18}$ с применение эффекта теней затруднено, поэтому возникает надобность в использовании каких-либо других методов. При некоторых условиях распад составного ядра может иметь длительность в диапазоне $10^{-20} - 10^{-19}$ с, такими же временами могут характеризоваться и реакции неупругого взаимодействия, протекающие через стадию образования двойной ядерной системы. Для оценки длительности реакции можно использовать метод, основанный на сравнении ее с периодом вращения ядра. Тяжелый ион вносит в систему значительный угловой момент и энергию возбуждения, что способствует выполнению условий квазиклассического описания реакций. Время одного оборота системы можно вычислить по формуле

$$T_{вр} = \frac{4,14J}{I+1/2} 10^{-21} \text{ с}, \quad (25)$$

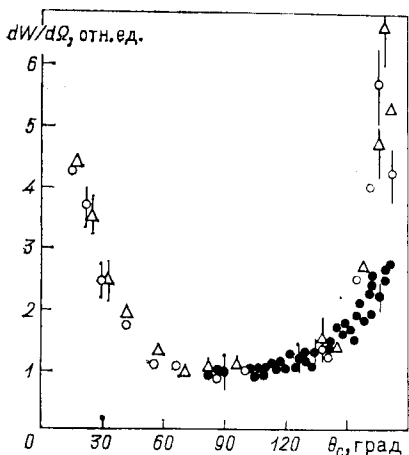


Рис. 17. Угловые распределения симметричных фрагментов, измеренные в реакциях $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ [70] и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ [71]:

○ — продукты с $Z = 47$, △ — $Z = 54$ в первой реакции, ● — осколки деления во второй реакции

где J — момент инерции системы (в МэВ^{-1}); l — угловой момент (в единицах \hbar). Для тяжелой ядерной системы изменению $l = 10 \div 100 \hbar$ отвечает интервал $T_{\text{вр}} = 10^{-19} \div 10^{-20}$ с.

Если время жизни ядерной системы больше периода вращения, то угловое распределение продуктов ее распада симметрично относительно 90° в с.ц.м., если же $\tau < T_{\text{вр}}$, то неизбежно возникнет вперед-назад асимметрия вылета продуктов реакции. В применении к делению ядер тяжелыми ионами возможность оценки длительности путем сравнения с периодом вращения делящейся системы предлагалась в [66]. Недавно подобным способом получено [67] время протекания реакции деления $\tau \approx 10^{-20}$ с в системе $^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$ при энергии ионов ^{208}Pb , равной 5,9 МэВ/нуклон. В этой реакции наблюдается вперед-назад асимметрия вылета осколков, причем тяжелый осколок направлен преимущественно вперед, а легкий — назад. Отсюда найдено, что деление происходит после поворота системы на угол около 120° . В последнее время, однако, появились [68] неточные оценки длительности деления путем сравнения ее с недостаточно определенным временем установления статистического равновесия по угловым степеням свободы. Это рассмотрение основано на неточном предположении, что угловое распределение вида $\sin^{-1} \theta$ соответствует делению неравновесной системы. Как хорошо известно [69], распределение $\sin^{-1} \theta$ возникает при выполнении двух условий: 1) деление происходит в плоскости, строго перпендикулярной угловому моменту системы; 2) перед делением система делает несколько оборотов так, что осколки распределены в плоскости равномерно. Второе условие не позволяет говорить о наблюдении быстрого деления на основе углового распределения, приближающегося к виду $\sin^{-1} \theta$. Быстрое (прямое) деление могло бы приводить к угловому распределению осколков с максимумами типа известного для квазиупругих прямых реакций с тяжелыми ионами. Однако такое угловое распределение для осколков деления не наблюдалось (по литературе).

В реакции ^{50}Ti (250 МэВ) + ^{208}Pb измерены [70] угловые распределения осколков с $Z = 47$ и 54 , не обнаружено различие вперед-назад асимметрии вылета легкого и тяжелого осколков. На рис. 17 эти угловые распределения сравниваются с полученными [71] для реакции ^{22}Ne (125 МэВ) + ^{238}U . Составные ядра в этих реакциях близки по атомному номеру $Z = 104$ и 102 , по угловому моменту

$\bar{l} = 20 \div 25 \hbar$, а энергия возбуждения в первой реакции значительно меньше, чем во второй: 32 и 60 МэВ соответственно. Это различие частично объясняет наблюдаемое различие анизотропии. Поэтому можно считать, что вид углового распределения не дает явных указаний на существенное различие механизма деления в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ и $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$. По формуле (25) с учетом симметричного относительно 90° углового распределения можно оценить время протекания реакций $\tau > 10^{-19}$ с.

Недавно сделаны [72] оценки τ по угловому распределению продуктов для реакций взаимодействия ионов ^{238}U (6 МэВ/нуклон) с ядрами от ^{48}Ti до ^{89}Y и получены значения от 10 до $3 \cdot 10^{-21}$ с соответственно. Для более легких мишеней приведена нижняя граница τ , например, $\tau > 1,5 \cdot 10^{-20}$ с для реакции деления $^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$.

При исследовании реакции ^3He (90 МэВ) + Ag авторы [73] наблюдали испускание легких ядер с $Z = 3 \div 9$, причем угловое распределение продуктов имело максимум в задней полусфере в области $\theta = 180^\circ$. Зависимость сечения образования продуктов от Z позволяет идентифицировать их как продукты распада составного ядра [73], а угловое распределение дает возможность оценить время распада ядра $\tau > 10^{-20}$ с.

Полученные оценки длительности ядерных реакций в диапазоне $\tau \sim 10^{-21} \div 10^{-19}$ с дают возможность построить систематику величин τ в зависимости от параметра, характеризующего распад составного ядра в статистическом подходе. Цель состоит в сравнении величин, полученных разными методами, и выявлении реакций, имеющих, возможно, нестатистический механизм. Систематика представлена на рис. 18; в нее включены результаты измерений с помощью метода, основанного на эффекте теней [37, 44, 50, 54], с помощью метода рентгеновского излучения K -вакансий [6—8], а также оценки длительности по угловому распределению продуктов, измеренному в работах [67, 70, 72], и по спектру нейтронов [61], испущенных продуктами глубоконеупругих реакций в системе ^{86}Kr (1,02 ГэВ) + ^{166}Er [62]. В качестве систематизирующего параметра использована статистическая по смыслу величина $P = -\ln \sum_i \exp(-B_i/T)$,

где B_i — энергия активации канала распада составного ядра. Величины B_i считались равными B_f , \bar{B}_n , $\bar{B}_p + 0,6V_c$ для основных каналов распада — деления, испускания нейтронов и протонов. Усреднение B_n и B_p сделано по четности числа нейтронов и протонов для учета зависимости плотности уровней от энергии спаривания. Кулоновский барьер протона V_c взят с фактором 0,6 в связи с его высокой проницаемостью. На рис. 18 приведено также предельно малое значение τ при $P = 0$, соответствующее времени столкновения тяжелых ядер [21]. Значения температуры ядер вычислены в двух вариантах: по систематике работы [61] $T = 2,22 (U/A)^{1/3}$ (рис. 18, а) и по модели ферми-газа $T = 3,16 (U/A)^{1/2}$ (рис. 18, б). По данным рис. 18 видно, что имеющиеся результаты измерений и пределы, основанные на экспериментальных данных, хорошо укладываются на общую зависимость $\tau(P)$. Следовательно, подтверждается распад составного ядра

для большинства включенных в систематику реакций. Кроме того, видно, что статистический расчет при использовании температуры по систематике [61] дает значения, близкие к измеренным значениям, в широком интервале изменения температуры и соответственно параметра P . Вместе с тем в модели ферми-газа значения τ почти на два порядка меньше, чем измеренные, при немалой энергии возбуждения $U > 20$ МэВ.

Систематика, данная на рис. 18, содержит точки, полученные методом характеристического $K - X$ -излучения составного атома

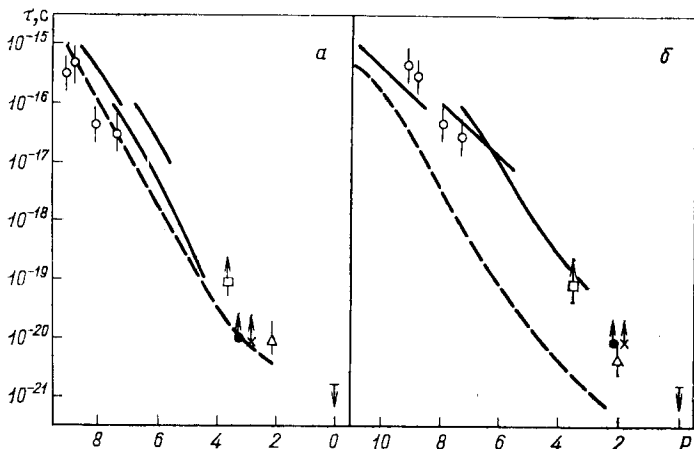


Рис. 18. Систематика [71] измеренных значений τ в зависимости от параметра P при выборе температуры по систематике рис. 16 (а) и по модели ферми-газа (б): сплошные линии — результаты измерений [44, 50, 54]; точки: \circ — [6—8, 37]; \square — [70]; \times — [61, 62]; \bullet — [73]; \triangle — [67]; \downarrow — [21]; пунктир — результаты расчета

[5—9], поэтому целесообразно сказать несколько слов об этом методе. Время распада составного ядра сопоставляется с периодом заселения K -вакансии составного атома, образовавшейся в реакции поглощения падающей частицы. Метод практически применен для реакции неупругого рассеяния протонов. Для выделения процесса регистрируются совпадения рассеянных протонов с рентгеновским излучением. Измеренная интенсивность $K - X$ -линии составного атома позволяет определить время жизни возбужденного ядра τ_c с помощью формулы [7]:

$$N_{CN} = N_p I \omega_k \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_k} \frac{\Omega_x}{4\pi}, \quad (26)$$

где I — вероятность образования вакансий; N_{CN} и N_p — интенсивности $K - X$ -излучения составного атома и продуктов реакции; ω_k — флуоресцентный выход характеристического излучения; Ω_x — эффективность детектора рентгеновского излучения; τ_k — среднее время жизни K -вакансии. В последние годы было предложено использовать этот метод для реакций с тяжелыми ионами (например [7, 67]),

однако результаты пока не получены. Это объясняется, вероятно, достаточно высоким фоном γ -квантов в рентгеновском диапазоне, излучающихся при распаде продуктов взаимодействия сложных ядер.

Систематика времени распада возбужденных ядер, вообще говоря, должна включать данные о легких ядрах. Однако время жизни изолированных резонансов, которые обычно наблюдаются в легких ядрах в связи с небольшой плотностью уровней, определяется не статистическими факторами, а матричным элементом основного перехода на уровень конечного ядра. Поэтому эти данные не включены в систематику рис. 18. Экспериментальные результаты такого типа имеются в литературе, они получены главным образом методом теней [74—78], а также измерением функций возбуждения и отношения выходов ядерных реакций [79, 80]. Известен также метод резонансного поглощения частиц и γ -квантов [81, 82], в котором ширина резонанса определяется по выходу реакции при известном энергетическом разрешении пучка.

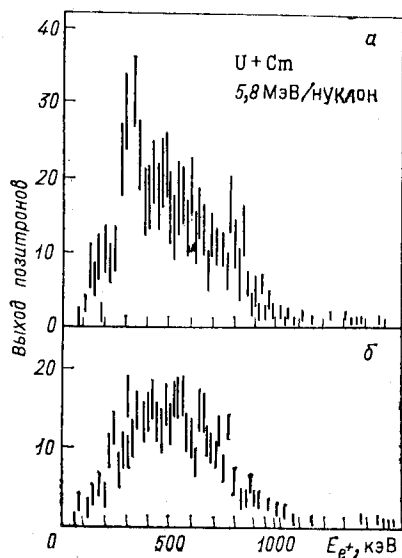
Эксперименты по определению времени жизни двойных ядерных систем. В последние годы появилось несколько работ, в которых сделаны попытки определить время жизни двойных ядерных систем (квазимолекул). В частности использовано угловое распределение продуктов [83, 84]. Для реакций $^{197}\text{Au} (^{22}\text{Ne}, ^{24}\text{Na})$ [83] и $\text{Ag} (^{40}\text{Ar}, \text{O})$ [84] обнаружено угловое распределение с максимумом в задней полусфере на углах, близких к 180° . Это означает, что время протекания реакции сравнимо с периодом вращения системы, отсюда можно оценить значения $\tau > 8 \cdot 10^{-21}$ с и $\tau > 3 \cdot 10^{-21}$ с для первой и второй реакций соответственно. К этим случаям также примыкает наблюдение максимума в задней полусфере для упругого рассеяния $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ [85, 86], которому отвечает $\tau > 2 \cdot 10^{-21}$ с.

Хорошо известны наблюдения осциллирующей структуры углового распределения и функции возбуждения при взаимодействии двух легких ядер, например [87, 88], интерпретируемые как квазимолекулярные состояния составной системы. Общий вид угловых распределений (исключая осцилляции) оказывается довольно симметричным относительно 90° , поэтому можно сделать оценку времени жизни квазимолекулы $\tau > 5 \cdot 10^{-21}$ с, которая не противоречит определению τ по ширине квазимолекулярных резонансов [88] $\Gamma < 100$ кэВ, $\tau = \hbar/\Gamma > 6 \cdot 10^{-21}$ с.

Угловая корреляция продуктов взаимодействия тяжелых ядер также использована для оценки длительности реакции. Измерена [18, 89] угловая корреляция осколков тройного деления при взаимодействии ионов ^{129}Xe , ^{84}Kr (12,5 МэВ/нуклон) с ядрами ^{122}Sn и ^{166}Er соответственно. В этих реакциях три фрагмента образуются в результате двух последовательных актов двойного деления. Оказалось, что тяжелый осколок после первой стадии реакции испытывает новое деление через интервал времени $\tau \approx 3 \cdot 10^{-21}$ с. За это время осколки первого акта деления не успевают разойтись на значительное расстояние, так что второе деление происходит под действием внешнего поля дополнительного осколка. Здесь не будут рассматриваться рабо-

ты по методу интерференции частиц [14, 15], в которых также измеряются спектрально-угловые корреляции продуктов. Однако этот метод в последние годы получил развитие, главным образом, для оценки размера области взаимодействия релятивистских частиц с ядрами.

В последние годы появилось несколько работ, в которых сделаны попытки определить время жизни самых тяжелых двойных ядерных систем. На ускорителе в Дармштадте осуществляется [90] программа исследований по квантовой электродинамике в условиях сверхсильных полей с использованием ускоренных ионов тяжелых элементов Pb, U. Удалось обнаружить образование позитронов в столкновениях тяжелых атомов, подробно изучаются спектры δ -электронов, γ -квантов и парной конверсии γ -квантов, сопровождающих взаимодействие таких ядер, как $U + Cm$. Основной задачей является доказательство спонтанного рождения позитронов в сверхкритическом поле квазиатома с суммарным атомным номером $Z_1 + Z_2$, образующегося при сближении двух тяжелых атомов Z_1 и Z_2 . Описание структуры и динамики образования сверхкритических атомных систем не соответствует основной теме данного обзора. Поэтому работы по исследованию атомных столкновений очень тяжелых ионов рассматриваются здесь только в аспекте возможности определения длительности ядерного взаимодействия. Если за счет ядерных сил два тяжелых атома, типа $U + Cm$, удерживаются вместе время, большее, чем время пролета, то интенсивность спонтанного излучения позитронов возрастает, а их спектр приобретает линейчатую структуру, отражающую уровни составного атома. Энергетическая ширина линий в спектре позитронов определяется временем жизни системы, т. е. длительностью ядерного взаимодей-



ствия. На рис. 19 показан спектр позитронов, образующихся в столкновениях $^{238}U + ^{246}Cm$ при энергии ионов 5,8 МэВ/нуклон. Хорошо выявляется линия $E_{e^+} \approx 330$ кэВ, имеющая небольшую ширину. Авторы [90] делают вывод о том, что при столкновении ядер U и Cm в некотором диапазоне прицельного параметра образуется двойная система (квазимолекула) с временем жизни, которое определено по формуле $\tau = h/\Gamma \approx 10^{-19}$ с. В серии экспериментов сделан ряд прове-

Рис. 19. Спектр позитронов в реакции $^{238}U + ^{246}Cm$ [90], записанный в совпадении с продуктом неупругого взаимодействия, вылетающим в интервале углов рассеяния $27,5 \leq \theta \leq 40^\circ$ (а) и $\theta < 27,5^\circ$ (б)

рок, включающий измерения функции возбуждения для линейчатой компоненты спектра, зависимости интенсивности линии от угла вылета продуктов ядерного взаимодействия, угловой корреляции и доплеровского расширения позитронной линии. Эти проверки дали результат, удовлетворяющий интерпретации на основе образования ядерной квазимолекулы. Однако в последнее время линия $E_{e^+} \approx \approx 330$ кэВ наблюдается [91] также при взаимодействии $\text{Th} + \text{Ta}$, что не соответствует ожидаемой зависимости энергии позитронов и их выхода от заряда составного атома $Z_1 + Z_2$. Интересно отметить также, что линейчатый спектр позитронов, соответствующий образованию квазимолекулы, наблюдается только в довольно узком диапазоне энергии падающих частиц при фиксации продуктов умеренно неупругого взаимодействия сталкивающихся ядер. Повышение энергии ионов и регистрация совпадений позитронов с осколками дает сплошной спектр позитронов, которому отвечает время жизни ядерной системы, близкое к времени столкновения $\tau \leq 10^{-21}$ с [21]. При теоретическом описании результатов сделаны расчеты потенциала взаимодействия тяжелых ядер, обнаружены минимумы потенциала (карманы), отвечающие конфигурации двух соприкасающихся ядер [90].

В работах [22, 90] сообщено о поиске интерференционной структуры в спектре δ -электронов, сопровождающих столкновение тяжелых ионов. Это еще один пример использования «атомных часов» для определения длительности ядерного процесса. Амплитуда волновой функции δ -электронов содержит два компонента, соответствующие испусканию электронов при сближении ионов и при их разлете. В случае, если имеется сдвиг по фазе, связанный с временем жизни ядерной системы τ , когерентное сложение амплитуд дает периодическую осцилляцию формы спектра электронов на энергетическом интервале, который связан с временем задержки τ . Для реакции $\text{I} + \text{Pb}$ при энергии ионов 500 МэВ интерференционная структура спектра не обнаружена [22], следовательно время ядерного взаимодействия не превышает времени столкновения. Вместе с тем в системе $\text{I} + \text{Au}$ при регистрации совпадений δ -электронов с продуктами неупругого ядерного взаимодействия удалось наблюдать [90] структуру, отвечающую времени жизни системы около 10^{-20} с.

Метод δ -электронной спектроскопии в принципе подобен методу, основанному на интерференции тормозного излучения [10—13]. В последнем случае интерференционная структура также связана с испусканием тормозных квантов при сближении и разлете взаимодействующих ядер. Интерференция тормозного излучения успешно наблюдается для упругого рассеяния $^{12}\text{C}(p, p)$ вблизи резонансов функции возбуждения при $E_p < 2$ МэВ и оценено их время жизни в области около $2 \cdot 10^{-20}$ с. При регистрации совпадений тормозных квантов с «упругорассеянным» протоном в спектре γ -излучения наблюдается интерференционная структура в области энергии квантов, отвечающей резонансной энергии совпадающих протонов. Слово упругорассеянный взято в кавычки в связи с тем, что излучение тормозных квантов само по себе означает неупругость процесса,

а «упруго» означает отсутствие остаточной энергии возбуждения ядра мишени. Не исключено, что в будущем метод тормозного излучения найдет применение и для реакций с тяжелыми ионами. Попытки изменить спектр γ -квантов, сопровождающих взаимодействие очень тяжелых атомов, сообщены в [90], однако этот спектр содержит, вообще говоря, все виды γ -излучения, возникающего в столкновениях, что затрудняет наблюдение интерференции тормозного излучения.

Время жизни квазимолекулы, состоящей из двух легких ядер $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, определялось в эксперименте [92] с помощью эффекта теней. Как уже говорилось, для взаимодействия легких ядер установлены характерные структуры, объясняемые образованием и распадом квазимолекулы, и получен нижний предел времени жизни $\tau > 5 \cdot 10^{-21}$ с. С помощью эффекта теней можно дать прямую экспериментальную оценку τ . Тонкий монокристалл алмаза облучали ионами ^{16}O с энергией 120 МэВ. Под углом 16° к пучку ионов наблюдался теневой минимум $\langle 110 \rangle$ и зафиксировано его изменение при переходе от упругорассеянных ионов к продуктам неупругого взаимодействия. Для ядер с $Z = 6 \div 9$ найдена временная задержка испускания вплоть до $3 \cdot 10^{-18}$ с. Нижний предел чувствительности метода теней в данном случае уменьшен до значений $\tau \approx 5 \cdot 10^{-19}$ с, что связано с высокой скоростью центра инерции в данной реакции. Несмотря на успешное измерение длительности реакции τ , время жизни квазимолекулы $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ установить не удастся. Это связано с тем, что наблюдаемая временная задержка относится, главным образом, к вторичному процессу распада возбужденного продукта, образованного на первой стадии реакции. В данном случае смещение точки излучения частицы из кристаллографической оси за счет вторичного распада $S_{\text{вт}}$ (см. разд. 2) оказывается немалым из-за участия в реакции легких ядер, массовое число которых сопоставимо с массой вторичных частиц, например, ^{16}O и ^4He . Таким образом, работа [92], представляющая несомненный интерес в методическом отношении, не вносит ясности в вопрос о времени жизни ядерной квазимолекулы $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Согласно принятым представлениям, глубоконеупругие реакции взаимодействия сложных ядер проходят через стадию образования двойной ядерной системы. Продукты реакции имеют широкий спектр значений Z , A и кинетической энергии. Их угловое распределение, обычно бесструктурное, охватывает широкий диапазон угла. При регистрации этих продуктов достаточно сложно достичь выделения определенного выходного канала реакции. Несмотря на отсутствие фиксации квантовых чисел системы, авторам [93] удалось наблюдать флуктуации сечения глубоконеупругих реакций в системе $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ при энергии ионов в диапазоне 120—127 МэВ. Корреляционный анализ функций возбуждения позволил определить интервал когерентности и оценить время протекания реакции $\tau = (1 \div 4) \times 10^{-21}$ с для продуктов с разными Z . Этот пример интересен не только в смысле получения конкретного результата, важно отметить наблюдение флуктуаций сечения (типа эриксоновских) для реакций, не связанных с составным ядром, и при отсутствии точной

Таблица 2. Эксперименты по обнаружению долгоживущей двойной ядерной системы

Реакция	Энергия, МэВ/нуклон	Результат измерений	Длительность, с	Интерпретация	Литература
$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, ^{248}Cm	5,8—6,2	Спектр позитронов в совпадении с продуктом неупругого взаимодействия	$\approx 10^{-19}$	Ядерная квазимолекула	[90]
$^{127}\text{I} + ^{197}\text{Au}$	—	Спектр δ -электронов, сопровождающих неупругое ядерное взаимодействие	$\approx 10^{-20}$	То же	[90]
$^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe}$	5,9	Угловое распределение фрагментов	$\approx 10^{-20}$	Распад составного ядра или двойной системы	[67]
$^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$	5,5	Угловое распределение продуктов с $Z=9; 11$	$> 8 \cdot 10^{-21}$	Распад двойной системы	[83]
^{218}Ra	$E^* = 1 \div 3$ МэВ	Схема возбужденных уровней	$10^{-12} - 10^{-9}$	α -Кластерная ветвь возбужденных уровней	[95]
$^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$	5,1	Эффект теней для мишенеподобного продукта	$\approx 10^{-17}$	Ядерная квазимолекула	[94]
$^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$	8,4	Угловое распределение ядер с $Z = 3 \div 9$	$\approx 3 \cdot 10^{-21}$	Распад двойной системы	[84]
$^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	4,3	Резонансы функции возбуждения	$> 6 \cdot 10^{-21}$	Ядерная квазимолекула	[88]
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	2,0—3,5	Угловое распределение упругого рассеяния	$\approx 2 \cdot 10^{-21}$	Когерентная суперпозиция амплитуд	[85]

Реакция	Энергия, МэВ/нуклон	Результат измерений	Длительность, с	Интерпретация	Литература
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	7,5	Эффект теней для неупругих продуктов с $Z = 6 \div 9$	$\approx 10^{-18}$	Время распада возбужденных продуктов	[92]
$^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$	4,4	Флуктуации сечения	$(1 - 4) \cdot 10^{-21}$	Распад двойной системы	[93]

фиксации конечного продукта. Это означает расширение возможностей метода для более широкого класса реакций.

В [94] сообщено о наблюдении с помощью эффекта теней долгоживущей ($\tau \approx 10^{-17}$ с) двойной ядерной системы в реакции неупругого взаимодействия ядер $^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$. Необычно большое время протекания реакции приводит к необходимости детального анализа эксперимента. В настоящее время проводится работа по проверке возможностей объяснения наблюдаемых эффектов за счет особенностей прохождения продуктов ядерных реакций в монокристаллической мишени.

Таким образом, работы по определению длительности реакций неупругого взаимодействия сложных ядер находятся в стадии прогресса. Полной определенности в вопросах об условиях образования и времени жизни ядерных квазимолекул еще не достигнуто, поэтому целесообразно представить список экспериментов, в которых получена информация (табл. 2). Кроме уже упомянутых работ представляет интерес наблюдение [95] α -кластерной ветви возбуждений в ^{218}Ra . Оказывается, что квазимолекула, состоящая из α -частицы и ядра ^{214}Rn имеет время жизни в интервале $10^{-12} - 10^{-9}$ с и распадается переходом на уровни составного ядра ^{218}Ra . Здесь ядерные квазимолекулы смыкаются с другим физическим явлением — с кластерным распадом тяжелых ядер из основного состояния [96—101]. В последние годы этот эффект установлен для нескольких α -радиоактивных ядер тяжелее свинца, испускающих в некоторой доле случаев ядра ^{14}C и ^{24}Ne . Следовательно, даже основное состояние тяжелых ядер содержит примесь волновой функции квазимолекулярной системы. Конечно, эта примесь мала и вероятность такой ветви распада соответственно низка, однако в принципе она существует и зафиксирована экспериментально.

Вопрос об образовании и распаде короткоживущих двойных ядерных систем при взаимодействии сложных ядер тесно связан с различными особенностями этих реакций. Настоящая статья не имеет цели подробного описания особенностей неупругих взаимодействий ядер. По этой теме недавно опубликован подробный обзор данных [102], в котором также даны оценки длительности глубоко неупругих реакций на основе угловых и энергетических распределений продуктов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обзор выполненных в последние годы работ показывает успешное развитие новых методов измерения времени протекания ядерных реакций, а также расширение области применения известных методов. Вместе с прогрессом методов происходит развитие представлений о ядерных процессах. Выявляются новые, ранее не обсуждавшиеся особенности. Среди них можно отметить результаты, показывающие, что время распада составного ядра при большой энергии возбуждения значительно выше теоретических значений. Кроме того, заслуживают внимания попытки экспериментального определения времени жизни двойных ядерных систем (квазимолекул). Вообще широкий спектр реакций с тяжелыми ионами представляет большое поле для исследования длительности ядерных процессов. Эта задача будет актуальной и в будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nolan P.J., Sharpey-Schafer J.F.— Rep. Progr. Phys., 1979, v. 42, p. 1—86.
2. Alexander T.K., Forster J.S.— Adv. Nucl. Phys., 1978, v. 10, p. 197—331.
3. In: Proc. Conf. on Correlations of Particles Emitted in Nucl. Reactions. Rev. Mod. Phys., 1967, v. 37, p. 327—533.
4. Schwarzschild A.Z., Warburton E.K.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1968, v. 18, p. 265—290.
5. Гурело П.— В кн.: Прямые процессы в ядерных реакциях. М.: Атомиздат, 1965, с. 134—136.
6. Hardy J.C., Macdonald J.A., Schmeing H.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 133—136.
7. Chemin J.F., Andziamonje S., Roturier J.e.a.— Nucl. Phys., 1979, v. A331, p. 407—428.
8. Röhl S., Hoppenau S., Dost M. Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1300—1303.
9. Blair J.S., Dyer P., Snover K.A.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1712—1715.
10. Eisberg R.M., Yennie D.R., Wilkinson D.R.— Nucl. Phys., 1960, v. 18, p. 338—345.
11. Maroni C., Massa I., Vanini G.— Nucl. Phys., 1976, v. A273, p. 429—444.
12. Trail C.C., Lesser P.M.S., Bond A.H.e.a.— Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 2131—2134; Lesser P.M., Trail C.C., Perng C.C.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 308—311.
13. Taketani H., Adachi M., Endo N.e.a.— Phys. Lett., 1982, v. B113, p. 11—15.
14. Hunbury-Brown R., Twiss R.Q.— Nature, 1956, v. 177, p. 27—29.
15. Подгорецкий М. И., Хрусталева О. А.— УФН, 1963, т. 81, с. 217—247.
16. Lang J., Müller R., Wölfl W.e.a.— Nucl. Phys., 1966, v. 88, p. 576—592.
17. Fox R.— Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 311—318.
18. Glässel P., von Harrach D., Grodzins L.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1089—1093.
19. Ciocchetti G., Molinari A., Malvano R.— Nuovo cimento, 1963, v. 29, p. 1262—1274.
20. Soff G., Reinhard J., Müller B.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1981—1984.
21. Backe H., Senger P., Bonin W.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1838—1844.
22. Güttner F., Koenig W., Martin B.e.a.— Z. Phys., 1982, v. A304, p. 207—219.
23. Habs D., Metag V., Specht H.J.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 387—389.

24. Erikson T., Mayer-Kuckuk T.— *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1966, v. 16, p. 183—206.
25. Temmer G.M.— *Phys. Lett.*, 1962, v. 1, p. 10—12.
26. Крылов Н. С., Фок В. А.— *ЖЭТФ*, 1947, т. 17, с. 93—107.
27. Мандельштам Л. И., Тамм В. А.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1945, т. 9, с. 122—128.
28. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 658 с.
29. Porter C.E., Thomas R.G.— *Phys. Rev.*, 1956, v. 104, p. 483—491.
30. Ohmura T. *Suppl. of Progr. Theor. Phys.*, 1964, v. 12, no 29, p. 108—134; Yoshida Sh.— *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1974, v. 24, p. 1—33.
31. Lyuboshitz V.— *Phys. Lett.*, 1977, v. B72, p. 41—44.
32. Ольховский В. С.— *ЭЧАЯ*, 1984, т. 15, с. 289—329.
33. Линдхард Й.— *УФН*, 1969, т. 99, с. 249—296.
34. Тулинов А. Ф.— *ДАН СССР*, 1965, т. 162, с. 546—548.
35. Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф.— *ЭЧАЯ*, 1973, т. 4, с. 456—511.
36. Ашерон К., Бугров В. Н., Карамян С. А. и др.— В кн.: Тр. XIII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами М.: Изд. МГУ, 1984, с. 87—91.
37. Gibson W.M., Maruyama M., Hashimoto Y.e.a.— *Nucl. Phys.*, 1979, v. A317, p. 313—334.
38. Бугров В. Н., Карамян С. А. Препринт ОИЯИ P14-84-731, Дубна, 1984, 11 с.
39. Ziegler J.P.— *J. Appl. Phys.*, 1972, v. 43, p. 2973—2981.
40. Бугров В. Н., Джолос Л. В., Егошин И. Н. и др.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1985, т. 49, с. 855—860.
41. Ожороков В. В.— *Письма в ЖЭТФ*, 1965, т. 2, с. 175—179.
42. Moak C.D., Datz S., Crawford O.H.e.a.— *Phys. Rev.*, 1979, v. A19, p. 977—993.
43. Gibson W.M., Nielsen K.O.— *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 24, p. 114—117.
44. Воротников П. Е., Груша О.В., Еремин Н. В. и др.— *ЯФ*, 1982, т. 36, с. 1073—1082.
45. Fuschini E., Malaguti F., Maroni S.e.a.— *Nuovo cimento*, 1972, v. A10, p. 177—188.
46. Карамян С. А., Оганесян Ю. Ц., Нормуратов Ф.— *ЯФ*, 1971, т. 14, с. 499—506.
47. Каманин В. В., Карамян С. А., Нормуратов Ф. и др.— *ЯФ*, 1972, т. 16, с. 447—453.
48. Andersen J.U., Laegsgaard E., Nielsen K.O.e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 1539—1542.
49. Forster J.S., Mitchell I.V., Andersen J.U. e.a.— В кн.: Тр. XII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд. МГУ, 1983, с. 56—70.
50. Бугров В. Н., Карамян С. А.— *ЯФ*, 1984, т. 40, с. 857—866.
51. Бугров В. Н., Карамян С. А.— *ЯФ*, 1982, т. 35, с. 558—566.
52. Бугров В. Н., Каманин В. В., Карамян С. А. и др.— *ЯФ*, 1977, т. 25, с. 713—722.
53. Бугров В. Н., Каманин В.В., Карамян С. А.— *ЯФ*, 1981, т. 33, с. 611—619.
54. Бугров В. Н., Карамян С. А.— *ЯФ*, 1981, т. 34, с. 577—586.
55. Grusha O.V., Kordyukevich V.O., Melikov Yu.V.e.a.— *Nucl. Phys.*, 1984, v. A429, p. 313—329.
56. Chechenin N.G., Melikov Yu.V., Syutkina L.N.e.a.— *Nucl. Instrum. and Methods*, 1980, v. 170, p. 145—149.
57. Vorotnikov P.E., Gurtovenko Yu.F., Kisina K.H.e.a.— *Nucl. Phys.*, 1977, v. A281, p. 295—309.
58. Andersen J.U., Nielsen K.O., Skak-Nielsen J.e.a.— *Nucl. Phys.*, 1975, v. A241, p. 317—331.
59. Каманин В. В., Карамян С. А.— *ЯФ*, 1977, т. 26, с. 1166—1175.
60. Карамян С. А. Сообщение ОИЯИ P4-11339. Дубна, 1978. 15 с.

61. Карамян С. А.— ЯФ, 1984, т. 40, с. 347—356.
62. Tserruya I., Breskin A., Chechik R.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 16—19.
63. Карамян С. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 2208—2211.
64. Карамян С. А.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 740—746.
65. Galin J., Oeschler H., Song S.e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1787—1790.
66. Карамян С. А. Изучение деления возбужденных компаунд-ядер, образующихся в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами. Автореф. дис. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. ОИЯИ 7-4448, Дубна, 1969, 20 с.
67. Bock R., Chu Y.T., Dakowski M.e.a.— Nucl. Phys., 1982, v. A388, p. 334—380.
68. Ramamurty V.S., Kapoor S.S.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 178—181.
69. Хашперн И. Деление ядер. М.: Физматгиз, 1962, 154 с.
70. Lützenkirchen K., Kratz J.V., Dörr L.e.a.— GSI Scientific Report, 1983, Darmstadt, 1984, p. 25.
71. Карамян С. А., Бугров В. Н., Спиридонов Н. И. Препринт ОИЯИ P7-85-267, Дубна, 1985, 11 с.
72. Töke J., Bock R., Dai G.X. e.a.— Nucl. Phys., 1985, v. A 440, p. 327—365.
73. Sobotka L.G., Padgett M.L., Wozniak G.J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 2187—2190.
74. Nakayama H., Ishii M., Hisatake X. e.a.— Nucl. Phys., 1973, v. A208, p. 545—556.
75. Alexander R.B., Andersen J.U., Prasad K.G.— Nucl. Phys., 1977, v. A279, p. 278—292.
76. Fuschini E., Malaguti F., Uguzzoni A.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 1332—1334.
77. Von Otto G., Zschau E., Al-Khafaje A.— Ann. der Phys., 1981, 7, Bd 38, S. 298—304.
78. Еремин Н. В., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, v. 45, с. 1886—1888.
79. Aizenberg-Selove F.— Nucl. Phys., 1985, v. A433, p. 1—157.
80. Endt P.M., van der Leun C.— Nucl. Phys., 1978, v. A310, p. 1—751.
81. Alexander T.K., Häusser O., McDonald A.B. e.a.— Nucl. Phys., 1972, v. A179, p. 477—488.
82. Bakkum E.L., Bouknegt P.C., van der Leun C.— Nucl. Phys., 1985, v. A441, p. 209—220.
83. Łoziński E.— Nucl. Phys., 1965, v. 64, p. 321—335.
84. Vaz L.G., Logan D., Alexander J.M. e.a.— Z. Phys., 1983, v. A311, p. 89—98.
85. Braun—Munzinger P., Berkovitz G.M., Gai M. e.a.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 1010—1022.
86. Cramer J.C., De Vries R.M., Goldenberg D.A. e.a.— Phys. Rev., 1978, v. C14, p. 2158—2161.
87. Betts R.R., DiCenzo S.B., Petersen J.F.— Phys. Lett, 1981, v. 100B, p. 117—120.
88. Bromley D.A.— In.: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Bologna, Tip. Comp., 1983, v. 2, p. 3—44.
89. Von Harrach D., Glässel P., Grodzins L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1093—1097.
90. Grainer W.— In.: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Bologna, Tip. Comp. 1983, v. 2, p. 635—687.
91. Bokemeyer H., Folger H., Grein H. e.a.— GSI Scientific Report, 1984. Darmstadt, 1985, p. 177, 178.
92. Gomez del Campo J., Shapira D., Biggerstaff J.A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 451—454.
93. De Rosa A., Inghima G., Russo V. e.a.— Phys. Lett., 1985, v. 160B, p. 239—242.
94. Карамян С. А.— Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 196—198.
95. Gai M., Ennis J.F., Ruseev M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 646—649.

96. Сэндулеску А., Поенару Д. Н., Грайнер В.— ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 1334—1368.
97. Rose H.J., Jones G.A.— Nature, 1984, v. 307, p. 245—247.
98. Александров Д. В., Беляцкий А. Ф., Глухов Ю. А. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 152—154.
99. Сэндулеску А., Замятнин Ю. С., Лебедев И. А. и др.— Краткие сообщения ОИЯИ, № 5—84, с. 5—7.
100. Gales S., Hourani E., Hussonois M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 759—762.
101. Price P.B., Stevenson J.D., Barwick W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 297—299.
102. Shröder W.U., Huizenga J.R. Treatise on Heavy—Ion Science, N.Y., Plenum, 1984, v. 2, p. 115—726.