

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

В. Г. Недорезов,

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ю. Н. Рачюк

Харьковский физико-технический институт АН УССР, Харьков

Дан обзор по фото- и электроделению ядер в области энергий от порога рождения π -мезонов до нескольких мегаэлектрон-вольт. Обсуждаются также данные по сечениям фото- и электроделения ядер в районе гигантских резонансов и области, соответствующей кваздейтронному механизму фотопоглощения. Описан метод виртуальных фотонов, используемый для обработки экспериментальных данных, в борновском приближении искаженных волн и в плоскостном приближении с учетом размеров ядра. Анализируются данные по энергетическим, массовым и угловым распределениям осколков фото- и электроделения ядер в широком интервале энергий возбуждения. Систематизированы данные о зависимости делимости ядер с $Z \leq 83$ от параметра Z^2/A . Обсуждаются механизмы фото- и электроделения ядер в области промежуточных энергий.

A review on photon- and electron induced fission of nuclei over energy region from the pion threshold to some GeV is given. The fission cross-sections data for giant resonances and quasideuteron photoabsorption region are also discussed. The virtual photon method in term of DWBA and taking into account the nuclear size effects PWBA approximation is described. The mass, energy and angular distributions of photo- and electrofission fragments in wide excitation energy region are analysed. Photo- and electrofission mechanisms for intermediate energies are discussed. The Z^2/A -dependence of fissility for $Z \leq 83$ nuclei is studied.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования деления ядер при энергиях возбуждения, значительно превышающих барьер деления ядер-актиноидов, интенсивно развиваются в последние годы. Интерес к ним обусловлен, главным образом, возможностью получения информации о фундаментальных свойствах ядра, проявляющихся в каскадных мезон-нуклонных и нуклон-нуклонных процессах, делении и фрагментации относительно легких ядер, образовании гиперядер и т. д. Исследование ядерных реакций, и в частности деления ядер, служит в данном случае инструментом для решения задач, стоящих перед физикой высоких энергий. Среди них можно отметить вопросы о связи обменных токов с проблемой кварковых мешков, проявляющиеся при изучении процессов электрорасщепления дейтрона или кваздейтрона, измерении квадрупольного момента Δ (1232)-изобары в фото- и электророждении пионов и др. Вместе с тем здесь имеются возможности получения новой

информации о влиянии ядерной среды на характер элементарных процессов. Наглядным примером в этом отношении могут служить различия, наблюдаемые в сечениях полного фоторасщепления на свободных дейтронах и квазидейтронах в ядре, в сечениях фоторождения пионов на нуклонах и ядрах и т. д.

Следует отметить, что развитие ядерной физики высоких энергий стимулировалось и необходимостью решения важных практических задач, связанных с изучением радиационной стойкости материалов, созданием интенсивных источников нейтронов, развитием радиационной биологии, медицины и т. д.

Среди исследований по ядерной физике высоких энергий важное место занимают работы, в которых для возбуждения ядер используются электроны, позитроны и γ -кванты. В значительной степени это связано с тем, что электромагнитные взаимодействия ядер, как правило, могут быть описаны в рамках более простых моделей, чем нуклон-ядерные столкновения, поэтому интерпретация данных в первом случае оказывается более простой.

В настоящем обзоре мы ограничимся в основном областью энергий электронов и γ -квантов, которую сейчас принято называть промежуточной [1], а именно от порога рождения μ -мезонов до нескольких гигаэлектрон-вольт. Вместе с тем будут затронуты данные о фото- и электроделении ядер и при малых энергиях, необходимые для описания наблюдаемых эффектов в рассматриваемой области. Следует отметить, что в реакциях под действием тормозных γ -квантов и электронов высоких энергий важную роль играют процессы с малой передачей импульса, приводящие к малым энергиям возбуждения ядра. Это связано с тем, что спектр тормозных и виртуальных фотонов является непрерывным.

Первые экспериментальные данные по делению ядер под действием электронов появились в конце 60-х годов, однако долгое время основное внимание было уделено работам по изучению фото-ядерных реакций, в том числе фотоделения ядер. К настоящему времени опубликовано несколько обзоров [2—4], в которых систематизированы результаты исследований фото- и электроделения ядер при промежуточных энергиях. Однако они не охватывают большого количества данных, главным образом по электроделению ядер, опубликованных в последние годы.

Интересно отметить, что если развитие фотоядерных исследований шло по традиционному пути в сторону все более высоких энергий, то первые работы по электроделению были начаты при энергиях выше 100 МэВ [5—7].

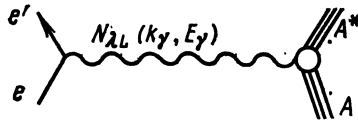
1. ОСОБЕННОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ФОТОНАМИ, ЭЛЕКТРОНАМИ И ПОЗИТРОНАМИ. МЕТОД ВИРТУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ

На процесс деления ядер в области промежуточных и высоких энергий оказывает влияние весь предшествующий делению механизм возбуждения ядра. Поэтому экспериментальные данные

о сечениях деления, угловых и энергетических распределениях осколков используются не только для изучения самого деления (измерение высоты барьера, плотности уровней в седловой точке и т. д.), но и получения информации о параметрах исходного взаимодействия (энергиях возбуждения, числе каскадных нуклонов и др.). Особенно наглядной эта особенность деления ядер при высоких энергиях возбуждения проявляется в случае ядер с $Z \geq 90$, у которых делимость при $E_\gamma \geq 20$ МэВ становится близкой к единице, что позволило, измерив сечение фотоделения, получить данные по полным сечениям фотопоглощения [8]. Вместе с тем использование частиц высоких энергий позволило вовлечь в орбиту физики деления практически всю периодическую таблицу элементов, что предоставило новые возможности для проверки различных моделей ядра и механизмов деления.

Основная сложность изучения фото- и электроядерных реакций заключается в том, что спектр тормозных и виртуальных фотонов является непрерывным, поэтому в измеряемый экспериментально выход реакции вносят вклад процессы, происходящие во всем диапазоне энергий — от порога до верхней границы спектра $[(E_e - m_e)$, где E_e и m_e — полная энергия и масса покоя электрона (позитрона)]. Работы по созданию и использованию пучков моноэнергетических фотонов еще только начинаются (в области промежуточных энергий), и их вклад в изучение фотоделения ядер пока очень мал (см. ниже).

Согласно методу виртуальных фотонов [9] взаимодействие электрона с ядром можно представить в виде простой диаграммы:



Гамильтониан взаимодействия кроме чисто электромагнитной вершины $[\hat{A}_\nu(k_\nu, E_\nu)$ — меллеровский потенциал для рассеиваемого электрона] включает в себя матричный элемент оператора тока $J_\nu(k_\nu, E_\nu)$ для системы $A \rightarrow A^*$:

$$H(k_\nu, E_\nu) = \sum_\nu \hat{A}_\nu(k_\nu, E_\nu) J_\nu(k_\nu, E_\nu), \quad (1)$$

где k_ν — переданный импульс; E_ν — переданная энергия.

Сечение электроделения σ_{ef} и выход фотоделения на эквивалентный γ -квант σ_{Qf} связаны с сечением фотоделения $\sigma_{\gamma f}$ следующими соотношениями:

$$\sigma_{ef}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e - m_e} N_{\lambda L}(E_e, E_\nu) \sigma_{\gamma f}(E_\nu) dE_\nu / E_\nu; \quad (2)$$

$$\sigma_{Qf}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e - m_e} N(E_e, E_\gamma) \sigma_{\gamma f}(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma. \quad (3)$$

Здесь $N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma)$ — спектр виртуальных фотонов, зависящий в общем случае от мультипольности взаимодействия L , а также от массы ядра A , его заряда и радиуса; λ — электрический или магнитный переход. Сечение фотоделения представлено в виде разложения по мультиполям:

$$\sigma_{\gamma f}(E_\gamma) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\lambda L}(E_\gamma). \quad (4)$$

Виртуальные фотоны имеют как поперечную, так и продольную поляризацию, поэтому суммирование в (2) для электрических мультиполей начинается с нуля, а не с единицы, как в (3) для фотонов.

Типичные схемы экспериментов по изучению фото- и электро-

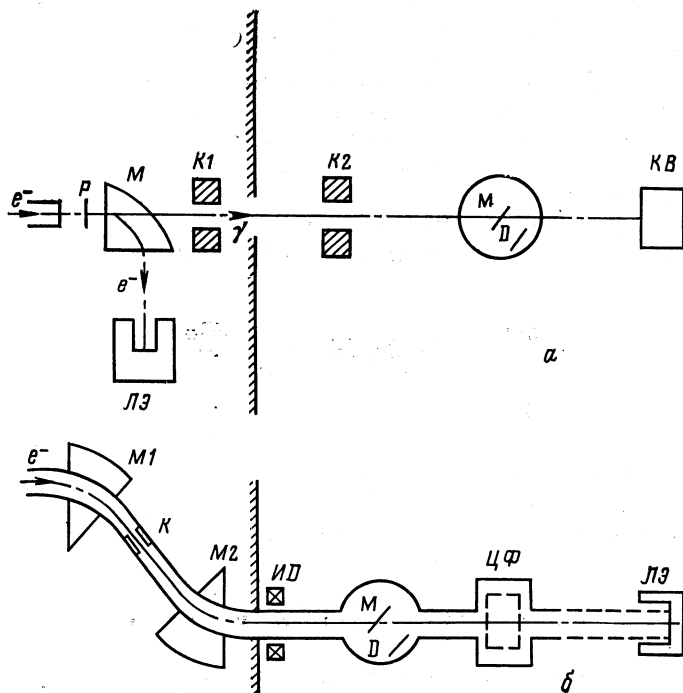


Рис. 1. Типичные схемы экспериментов по изучению ядерных реакций под действием фотонов (а) и электронов (б):

M_1, M_2 — анализирующие; M — очищающий магниты; K, K_1, K_2 — коллиматоры; $ИД$ — датчик интенсивности пучка (магнитоиндукционный, вторичной эмиссии и др.); M — исследуемая мишень; D — детектор продуктов реакции (осколков деления); $ЦФ$ — цилиндр Фарадея (показан пунктиром, так как при измерениях обычно убирается из пучка); P — радиатор; $Кв$ — квантометр, $ЛЭ$ — ловушка электронов

ядерных реакций в области промежуточных энергий показаны на рис. 1.

Следует отметить, что при использовании тормозного γ -излучения спектр $N(E_e, E_\gamma)$ может быть измерен экспериментально. Этот спектр определяется условиями формирования фотонного пучка и не зависит от исследуемого ядра. Спектр же виртуальных фотонов определяется свойствами ядра-мишени и характером исследуемой реакции. Поэтому анализ результатов по электроделению, которые являются более информативными, чем данные по фотоделению, оказывается значительно более сложным.

С методической точки зрения использование электронов (виртуальные фотоны) имеет ряд определенных преимуществ по сравнению с реальными тормозными фотонами. При работе с пучком фотонов коллиматорами вырезается только часть тормозного излучения, образующегося в радиаторе, и вследствие зависимости сечения многократного рассеяния электронов от энергии интенсивность и спектральный состав тормозного пучка, падающего на исследуемую мишень, могут сильно меняться с изменением энергии электронов и зависеть от качества проводки пучка в ускорителе. Облучение мишени непосредственно электронами позволяет иметь постоянный, практически не зависящий от энергии электронов поток виртуальных фотонов. При использовании пучка электронов проще решаются вопросы фокусировки и мониторингования пучка.

Вместе с тем следует отметить, что сечение реакций под действием электронов примерно на два порядка ниже, чем фотоядерных реакций, поэтому к электронному пучку предъявляются более высокие требования в отношении различных фонов, главным образом γ -квантов и нейтронов. Формировка e -пучка должна осуществляться таким образом, чтобы было сведено к минимуму сопутствующее γ -излучение, возникающее на коллиматорах, стенках камеры и т. д. Для этого используется параллельный перенос электронного пучка, камера рассеяния непосредственно соединяется с вакуумным электропроводом ускорителя. Кроме того, рассеяние электронов на мишени приводит к значительным радиационным фонам, затрудняющим работу детектирующей аппаратуры.

В связи с этим в настоящее время большое внимание уделяется созданию пучков квазимоноэнергетических и меченых фотонов. Однако интенсивности пучков, полученных методом аннигиляции ускоренных позитронов, так же как и пучков меченых фотонов, пока остаются очень низкими и требуют использования толстых мишеней. Поэтому к настоящему времени такие пучки применяются, главным образом, для изучения фотонейтронных реакций, при этом лишь недавно такие исследования продвинулись в область энергий выше гигантского резонанса до порога рождения π -мезонов [10]. Данные о делении ядер при этом получены обработкой выходов фотонейтронов. Прямые измерения сечения фотоделения ^{238}U на квазимоноэнергетических фотонах путем регистрации оскол-

ков деления проводились (при $E_\gamma = 11,5$ МэВ) в [11]. Для области промежуточных энергий имеются результаты исследования сечения деления ^{238}U с помощью квазимоноэнергетического γ -излучения от кристалла алмаза [12].

2. СПЕКТР ТОРМОЗНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ

Спектр тормозного излучения из тонкой мишени, когда ионизационными потерями электронов можно пренебречь, рассчитан Шиффом [13] и многократно описан в литературе, посвященной

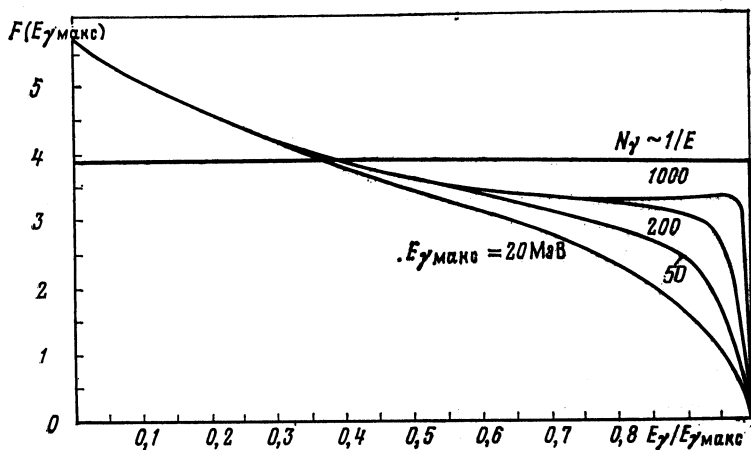


Рис. 2. Поток тормозного γ -излучения для различных $E_{\gamma, \text{макс}}$

расчету сечений из кривых выхода в результате решения интегральных уравнений (2). Среди многочисленных методов расчета сечений можно отметить метод Пенфольда — Лейсса [14], Кука [15], Тисса [16]. При энергиях γ -квантов выше 100 МэВ спектр Шиффа становится близок по форме к $N \sim 1/E$, и уравнение (2) легко решается аналитически:

$$\sigma_{\gamma f}(E_\gamma) = d\sigma_{Qf}(E_e)/d \ln E_e. \quad (5)$$

На рис. 2 показаны потоки γ -излучения $F = \int N(E_e, E_\gamma) dE_\gamma$ для разных E_e , из которых видно, что с ростом E_e распределение F становится ближе к прямоугольному. Анализ погрешности расчета сечений $\sigma_{\gamma f}$ из кривых выхода приведен в работе [17], в которой показано, что с погрешностью 10—15% при энергиях выше 100 МэВ может быть использована формула (5).

Спектр виртуальных фотонов в отличие от спектра тормозного излучения не может быть непосредственно измерен в эксперименте, и его расчет представляет довольно сложную задачу. Спектр вир-

туальных фотонов определяется процессами неупругого рассеяния электронов и в плосковолновом приближении (PWBA) для бесконечно тяжелого ядра имеет вид [9]

$$N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma) = N_{\lambda L}^t(E_e, E_\gamma) + N_{\lambda L}^l(E_e, E_\gamma), \quad (6)$$

где $N_{\lambda L}^t$ и $N_{\lambda L}^l$ — слагаемые спектра с поперечной и продольной поляризацией фотонов соответственно:

$$N_{\lambda L}^t(E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{4\pi} \int_{(p_e - p_{e'})^2}^{(p_e + p_{e'})^2} \frac{[(p_e - p_{e'})^2 - k_\gamma^2] [k_\gamma^2 - (p_e - p_{e'})^2 + 2k_\gamma^2 (k_\gamma^2 - E_\gamma)^2]}{(k_\gamma^2 - E_\gamma^2)^2} \times \\ \times \left(\frac{k_\gamma}{E_\gamma}\right)^{2L} \frac{B(\lambda L, k_\gamma)}{B(\lambda L, E_\gamma)} d(k_\gamma^2); \quad (7)$$

$$N_{\lambda L}^l(E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{(p_e - p_{e'})^2}^{(p_e + p_{e'})^2} \frac{L}{(L+1)p_e^2} \times \\ \times \frac{(p_e + p_{e'})^2 - k_\gamma^2}{k_\gamma^2} \left(\frac{k_\gamma}{E_\gamma}\right)^{2L-2} \frac{B(CL, k_\gamma)}{B(\lambda L, E_\gamma)} d(k_\gamma^2), \quad (8)$$

где p_e и $p_{e'}$ — импульсы начального и рассеянного электронов; $k_\gamma = p_e - p_{e'}$; $E_\gamma = E_e - E_{e'}$; B — структурные функции, о которых будет сказано ниже.

В длинноволновом приближении ($k_\gamma R \ll 1$, где R — радиус ядра), когда ядро можно считать точечным, структурные функции становятся константой и уравнение (6) интегрируется аналитически. Спектры виртуальных фотонов для точечного ядра неоднократно рассчитывались для электрических и магнитных переходов любой мультипольности [17, 18]. В удобной форме выражения для этих спектров приведены в работе Барбера [18]:

$$N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{E_\gamma} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \right)^2 \right] \ln \frac{2E_e(E_e - m_e)}{m_e E_\gamma} - C_L \right\}. \quad (9)$$

где α — постоянная тонкой структуры; $C_L = 2(E_e - E_\gamma)/E_e$ при $\lambda L = E1$ (электрический дипольный переход), $C_L = 0$ при $\lambda L = M1$, $C_L = -\frac{8}{3} [(E_e - E_\gamma)/E_e]^2$ при $\lambda L = E2$. Видно, что различие в спектрах, определяемое мультипольностью взаимодействия, уменьшается с увеличением энергии электронов.

Плосковолновое приближение нельзя считать удовлетворительным, поскольку оно не отражает зависимости интенсивности виртуальных фотонов от заряда ядра, не учитывает искажения волновой функции электрона в кулоновском поле ядер. Впервые проблема кулоновских поправок к спектру виртуальных фотонов была рассмотрена в [19—21]. Наиболее корректное выражение было получено Гаргаро и Онлеем [21] методом искаженных волн (DWBA) в результате разложения волновых функций электрона и пози-

трона по базисным дираковским кулоновским функциям. Заряд ядра считался точечным. Полученный спектр имеет вид:

$$N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{p_e^2 k_\gamma^4}{2L+1} \Sigma S(L) (2J_1+1) (2J_2+1) \times \\ \times \left| C \left(J_1 J_2 \lambda L, -\frac{1}{2} \frac{1}{2} \right) R^2(K, L, K_\gamma) \right|^2, \quad (10)$$

где $S(L)$ — оператор, обеспечивающий выполнение правил отбора электрических и магнитных мультиполей; R — интеграл из произведения радиальных решений дираковского кулоновского уравнения и радиальной части электромагнитной функции Грина; C — коэффициенты Клебша — Гордана

Выражение (10) является довольно сложным для проведения численных расчетов. Методы проведения таких расчетов и их результаты описаны в [22, 23]. Согласно работе [22] выражения для спектра виртуальных фотонов для $E1$ -перехода можно представить в виде:

$$N_{E1}^-(E_e, E_\gamma, Z) = N_{E1}^{PW}(E_e, E_\gamma) + \\ + E_\gamma [1,29 \cdot 10^{-5} \exp(1,245Z^{1/3} - 0,052E_e)] E'_e/E_e \quad (11)$$

для электронов и

$$N_{E1}^+(E_e, E_\gamma, Z) = N_{E1}^{PW}(E_e, E_\gamma) - \\ - 3 \cdot 10^{-5} \exp(0,675Z^{1/3} - 0,06135E_e) E'_e \quad (12)$$

для позитронов. Здесь N_{E1}^{PW} — спектр виртуальных фотонов для $E1$ -перехода в плосковолновом приближении, $E_e, E'_e \gg m_e, E'_e > 0,405 \exp(0,206Z^{1/2})$.

Поскольку электроны притягиваются ядром, а позитроны отталкиваются, амплитуда волновой функции электрона вблизи ядра больше амплитуды волновой функции позитрона при той же энергии. Так как все остальные аспекты взаимодействия электрона и позитрона с ядром одинаковы, число виртуальных фотонов, связанных с рассеянием электрона ядром, выше, чем в случае позитронов.

Первое борновское приближение с искаженными волнами вполне пригодно для интерпретации экспериментальных данных, относящихся к области гигантского резонанса, если ограничиться погрешностью около 10% (для самых тяжелых ядер). Как видно из формул (11), (12), кулоновские поправки резко убывают с ростом E_e и уменьшением Z . При энергиях $E_e \geq 100$ МэВ их значение не превышает 1—2%.

Для получения более высокой точности в расчетах спектров виртуальных фотонов необходимо принимать во внимание структуру ядра. Поправки первого порядка, учитывающие размер ядра, впервые были рассмотрены Барбером [24] на основе разложения волновой функции электрона по степеням $(k_\gamma R)$. В работе

Шоттера [25] для учета структуры ядра использовалась обобщенная модель Хелма [26, 27], хорошо зарекомендовавшая себя при описании неупругого рассеяния электронов. В этих расчетах не учитывалось взаимодействие ядерного магнитного момента с электрическим полем электрона, т. е. магнитные переходы не рассматривались. Согласно обобщенной модели Хелма отношение структурных функций [см. уравнение (6)] имеет вид:

$$\frac{B(E\lambda, k_\gamma)}{B(E\lambda, E_\gamma)} = \left(\frac{E_\gamma}{k_\gamma}\right)^{2(L+1)} \frac{j_L^2(k_\gamma R)}{j_L^2(E_\gamma R)} \exp[-g^2(k_\gamma^2 - E_\gamma^2)];$$

$$\frac{B(C\lambda, k_\gamma)}{B(E\lambda, E_\gamma)} = \left(\frac{E_\gamma}{k_\gamma}\right)^{2L} \frac{j_L^2(k_\gamma R)}{j_L^2(E_\gamma R)} \exp[-g^2(k_\gamma^2 - E_\gamma^2)]. \quad (13)$$

Здесь j — функция Бесселя; g — параметр, характеризующий толщину поверхностного слоя ядра, которая в расчетах Шоттера принималась равной 0 и 1 фм.

Основной проблемой использования этих уравнений для области промежуточных энергий является то, что входящие в них формфакторы дают расходимости уже при энергиях E_γ выше 120 МэВ. Чтобы сгладить дифракционные минимумы в формфакторе, в [28] квадраты сферической функции Бесселя заменялись следующими выражениями:

$$j_L(k_\gamma R) \rightarrow \frac{j_L(k_\gamma + \epsilon, R) + j_L(k_\gamma - \epsilon, R)}{2};$$

$$j_L(E_j, R) \rightarrow \frac{j_L(E_j + \epsilon, R) + j_L(E_j - \epsilon, R)}{2}. \quad (14)$$

Значение ϵ выбиралось равным 0,1, что в случае ядер с $A \sim 240$ соответствует усреднению по энергии на интервале около 2 МэВ. Эта процедура незначительно искажает энергетическую зависимость формфактора и позволяет избежать расходимости.

Проиллюстрируем сказанное выше конкретными примерами. На рис. 3 представлены спектры виртуальных фотонов для $E1$ -возбуждения, вычисленные в плосковолновом борновском приближении и с учетом кулоновских поправок для электронов и позитронов с энергией 20 МэВ для точечного ядра ($Z = 92$). Как видно из рис. 4, кулоновские поправки к спектру виртуальных фотонов уменьшаются с увеличением энергии электронов (позитронов) и при $E_e \geq 100$ МэВ становятся пренебрежимо малыми. Влияние учета проникновения волновой функции электронов в ядро (учет размеров ядра) показано на рис. 5, на котором изображены спектры виртуальных фотонов для $E1$ - и $E2$ -возбуждений, вычисленные для точечного ядра (сплошные кривые) и для ядра конечных размеров (пунктир) с массой $A = 238$. Видно, что учет формфактора существенно снижает интенсивность спектра виртуальных фотонов, особенно для $E2$ -возбуждения. Несмотря на это, интенсивность квадрупольной компоненты в спектре существенно выше, чем дипольной.

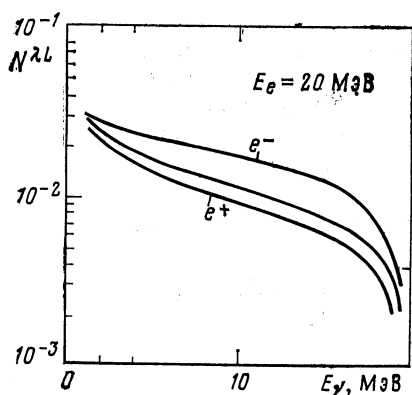


Рис. 3. Спектр виртуальных фотонов для $E1$ -излучения для электронов (позитронов) с энергией 20 МэВ, рассчитанный согласно соотношениям (11) и (12) для $Z = 92$. Средняя кривая получена без учета кулоновских эффектов

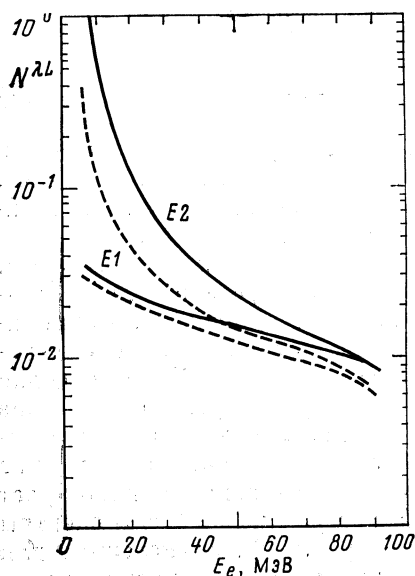


Рис. 5. Спектры виртуальных фотонов для $E1$ - и $E2$ -излучения без учета (сплошные линии) и с учетом (пунктир) размеров ядра, рассчитанные согласно соотношениям (7) и (13) для электронов с энергией 100 МэВ, без учета кулоновских эффектов, для ядра урана

Вопрос о том, какой формфактор нужно учитывать в каждом конкретном случае, до настоящего времени остается открытым.

Расчеты спектров для описания (γ, d) -реакции были выполнены Бете и Пайерлсом [29], при этом учитывались только $E1$ -переходы. Электророжение π -мезонов на свободных нуклонах анализирова-

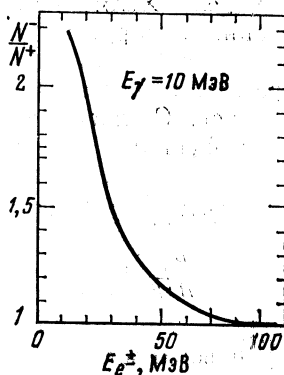


Рис. 4. Отношение числа виртуальных фотонов с энергией 10 МэВ, полученных при рассеянии электронов (N_{E1}) и позитронов (N_{E1}^{+}) с начальной энергией 100 МэВ на ядре урана

На основании изложенного можно сделать общий вывод: при энергии электронов ниже 100 МэВ при вычислении спектров виртуальных фотонов необходимо учитывать кулоновские поправки; при более высоких энергиях важнее учесть размеры ядра. При этом следует иметь в виду, что взаимодействие электрона с ядром может быть связано с квазиэлектронным или однонуклонным механизмом.

лось Далитцем и Иенни [9] (рассматривались $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -взаимодействия и учитывалось влияние размера нуклона на величину $N_{\lambda L}$).

3. ФОТОДЕЛЕНИЕ. ВЫХОДЫ И СЕЧЕНИЯ

При измерениях на тормозном пучке γ -квантов выход фотоядерной реакции нормируется к потоку энергии γ -излучения, прошедшего через образец и регистрируемого с помощью ионизационных камер или квантометров. Таким образом,

$$\sigma_Q = \frac{E_e \int_0^{E_e - m_e} N(E_e, E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e - m_e} N(E_e, E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (15)$$

Здесь $N(E_e, E_\gamma) dE_\gamma$ — число тормозных фотонов в интервале энергий $[E_\gamma, (E_\gamma + dE_\gamma)]$; $E_e - m_e = E_{\gamma \text{ макс}}$ — максимальная граница спектра тормозного излучения. Сечение $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ определяется из σ_Q методами, указанными выше.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по сечениям фотоделения при промежуточных энергиях можно разбить на две области: $Z \geq 90$ и $Z \leq 83$.

В области промежуточных энергий выход фотоделения на эквивалентный γ -квант σ_{Qt} для ядер из области $Z \geq 90$ измерен для ^{232}Th [30—39], ^{235}U [37], ^{238}U [30—40], а также изотопов ^{241}Am и ^{243}Am [8]; данные по относительным выходам имеются также для ^{236}U , ^{237}Np , ^{239}Pu [40]. Больше всего работ было выполнено с ^{238}U (рис. 6). Обращает на себя внимание большой разброс значений выхода, полученных в разных лабораториях. Расхождение, характерное фактором 2, можно, в частности, объяснить наличием вариаций в форме тормозного спектра при малых энергиях и вследствие этого различным вкладом гигантского резонанса в общий выход. При энергиях $E_{\gamma \text{ макс}} = 100$ МэВ вклад от $E1$ -резонанса в выход фотоделения составляет около 80%, для $E_{\gamma \text{ макс}} = 1000$ МэВ достигает примерно 50% [8].

Для более высоких энергий данные о выходе фотоделения имеются лишь для ^{232}Th и ^{238}U до $E_{\gamma \text{ макс}} \simeq 6$ ГэВ (рис. 7). Характерной чертой энергетической зависимости выхода, как видно из рис. 7, является монотонный рост σ_{Qf} с увеличением $E_{\gamma \text{ макс}}$.

Для средних ядер ($Z \leq 83$) значения выходов, полученные в разных лабораториях, в пределах погрешности согласуются между собой, как это видно на примере ядер Bi и Pd (рис. 8). У ядер с $Z \leq 83$ порог реакции фотоделения лежит выше гигантского дипольного резонанса, и это в значительной степени определяет более высокую точность измерений, несмотря на относительно малые сечения в этой области энергий.

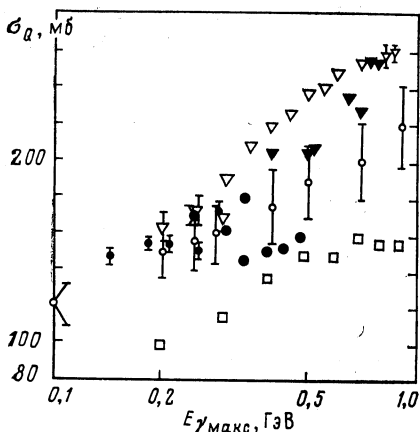


Рис. 6. Выход реакции фотоделения ^{238}U в зависимости от верхней границы тормозного спектра: \square — [30], \bullet — [35], ∇ — [31], \blacktriangledown — [32], \circ — [36]

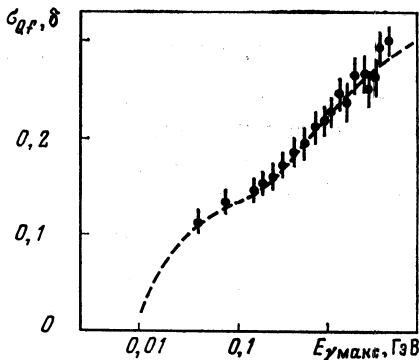


Рис. 7. Выход фотоделения ^{238}U в диапазоне $E_{\gamma\text{макс}}$ от приблизительно 0,1 до 7 ГэВ [36]

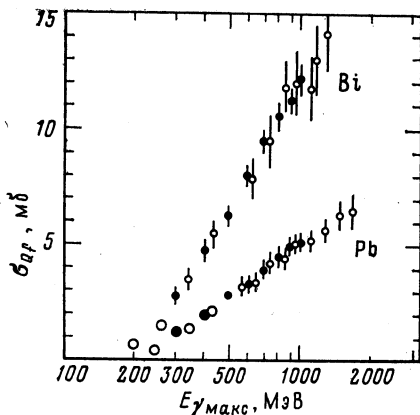


Рис. 8. Выход фотоделения Bi и Pb \circ — [60], \bullet — [59]

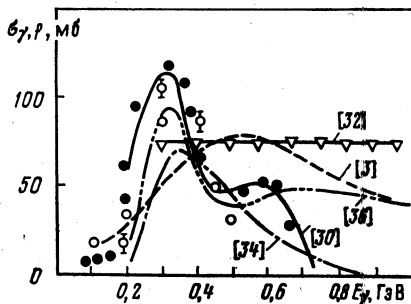


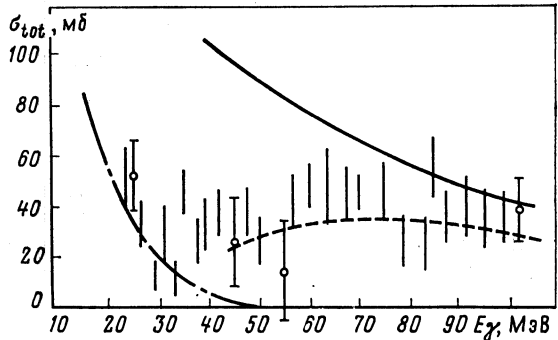
Рис. 9. Сечение фотоделения ^{238}U в зависимости от энергии фотонов: \bullet — [11]; ∇ — [32]; \circ — расчет по каскадной модели [1]

Энергетическая зависимость сечений фотоделения. Расчет сечений $\sigma_{\gamma f}(E_{\gamma})$ из кривых выхода для ядер с $Z \geq 90$ проводился разными авторами, главным образом для ядра ^{238}U [30—36], рис. 9. Почти все решения имеют резонансный характер [30, 31, 33—36], в [30, 33—36] установлены два максимума при $E_{\gamma} = 300$ и 600 МэВ, и лишь [32] сечение постоянно.

Недавно опубликована работа [11], в которой сечение фотоделения ^{238}U определялось на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при пропускании электронов через монокристалл алмаза. Эти данные также показаны на рис. 9. Ход энергетической зависимости сечений практически не отличается от большинства кривых, полученных на тормозном пучке, и абсолютные значения сечений также в среднем совпадают.

Наименее изученной областью энергий в фотоделении ядер является область приблизительно от 20 МэВ до порога рождения π -мезонов. Несколько точек с довольно большими погрешностями получены для ^{241}Am и ^{243}Am (рис. 10) в [8, 28]. На рис. 10 приведены

Рис. 10. Сечения фотоделения, усредненные для ядер ^{241}Am и ^{243}Am [8, 28]: тонкими вертикальными линиями показаны — сечения полного фотопоглощения, полученные в [10] для Pb, умноженные на $(\frac{NZ}{A})_{\text{Am}} / (\frac{NZ}{A})_{\text{Pb}}$; сплошная кривая — расчет по квазидейтронной модели; пунктир — с учетом принципа Паули; штрихпунктир — хвост E1-гигантского резонанса [расчет по формуле (16)]



также данные измерений полных сечений фотопоглощения для свинца [10], полученные на квазимоноэнергетических фотонах, с поправкой на NZ/A в соответствии с правилом сумм. Лишь при энергиях ниже 20 МэВ, в области гигантского дипольного резонанса, сечения фотоделения $\sigma_{\nu f}$ и полного фотопоглощения σ_{tot} можно считать известными с достаточно хорошей точностью. Наиболее надежные данные получены на пучках квазимоноэнергетических фотонов для ^{238}U и ^{237}Np [42] и в работах [43] для ^{238}U и ^{239}Pu (рис. 11).

Наблюдаемую в эксперименте энергетическую зависимость сечений фотоделения в области энергий от 10 до 1000 МэВ можно качественно объяснить в рамках принятых в настоящее время представлений о механизме взаимодействия фотонов с ядрами и деления ядер. На рис. 12 показаны кривые σ_{tot} и σ_f для ^{238}U , рассчитанные в соответствии с этими представлениями (см. ниже).

В области дипольного гигантского резонанса сечение $\sigma_{\nu f}$ представляется в виде суммы двух лоренцевых кривых:

$$\sigma_{\nu f} = D_f \sigma_{\text{tot}} = D_f \left[\frac{\sigma_{\parallel}}{\left(\frac{\omega^2 - \omega_{\parallel}^2}{\omega \Gamma_{\parallel}} \right)^2 + 1} + \frac{\sigma_{\perp}}{\left(\frac{\omega^2 - \omega_{\perp}^2}{\omega \Gamma_{\perp}} \right)^2 + 1} \right]. \quad (16)$$

Здесь ω_{\parallel} , ω_{\perp} — частоты; σ_{\parallel} , σ_{\perp} — амплитуды; Γ_{\parallel} , Γ_{\perp} — полуширины продольного и поперечного резонансов; D_f — делимость ядра. Соотношения типа (16), подтвержденные экспериментально для широкой области ядер, следуют практически из всех существующих моделей дипольного гигантского резонанса и носят общий характер [44].

Сечения, соответствующие поглощению фотонов с более высокой, чем E_1 , мультипольностью, составляют малую часть в полном сечении ($\sim 3\%$) и поэтому практически не учитываются. Некоторые данные о квадрупольной компоненте, полученные из анализа сечений электроделения, обсуждаются ниже.

В области энергий до порога рождения мезонов, начиная с $E_{\gamma} \sim 50$ МэВ, сечения фотопоглощения удовлетворительно описываются с помощью модифицированной модели Левинжера [45] [квазидейтронный (qd) механизм фотопоглощения]:

$$\sigma_{\text{tot}} \equiv \sigma_{qd} = L \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d} e^{-S/E_{\gamma}}, \quad (17)$$

где L — константа Левинжера, вычисленная в [46, 47] ($L \sim 10$ для $A \sim 240$); $\sigma_{\gamma d}$ — сечение фоторасщепления свободного дейтрона [48]; $S = 60$ МэВ — параметр, введенный для учета подавления сечения согласно принципу Паули при малых переданных импульсах (ниже границы Ферми). Учет принципа Паули приводит к тому, что из резко спадающей экспоненты сечение становится близким к константе, равной приблизительно 30 мб (см. рис. 10).

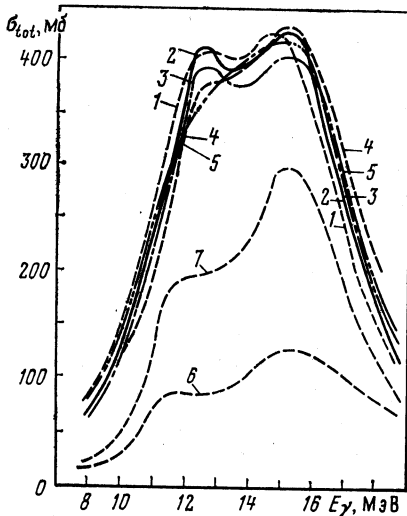


Рис. 11. Сечения полного поглощения γ -квантов ядрами:

1 — ^{235}U ; 2 — ^{238}U [42]; 3 — ^{238}U [43]; 4 — ^{237}Np [42]; 5 — ^{239}Pu [43]

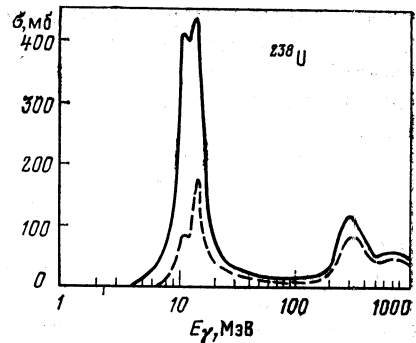


Рис. 12. Энергетическая зависимость полного адронного сечения фотопоглощения ^{238}U (сплошная кривая) и сечения фотоделения (пунктир), рассчитанные по формулам (16) — (18)

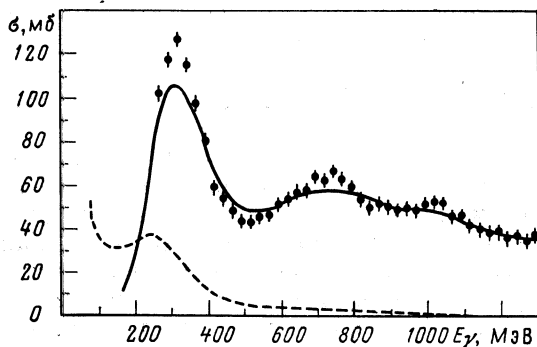


Рис. 13. Полное адронное сечение фотопоглощения $\sigma_{\gamma p}$ [49], умноженное на $A = 241$ (точки), усредненное по импульсному распределению нуклонов в ядре (сплошная кривая). Пунктир — сечение, рассчитанное по кваздейтронной модели

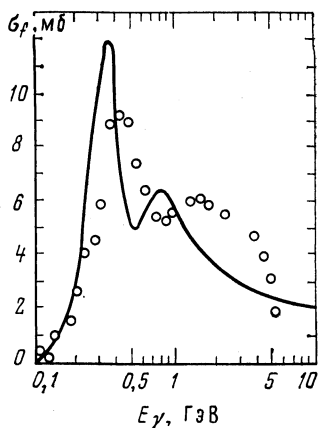


Рис. 14. Сечение фотodelения ядер висмута. Точки получены при решении уравнения (3) с использованием выходов, приведенных в [36]. Кривая — см. текст.

Недавно хорошее согласие расчетов σ_{qd} с экспериментом получено в работе Лаже [1, с. 275] на основе модели, учитывающей обменную часть сечения $\sigma_{\gamma d}$. При этом константа L , определенная из сравнения теории с экспериментом, оказалась равной $L = 11 \pm 2$ как для легких, так и тяжелых ядер. Уточнение вопроса о значении $L(A)$, очевидно, представляет большой интерес как с теоретической, так и экспериментальной точки зрения.

При энергиях выше порога рождения мезонов сечение σ_{tot} обычно полагают равным сумме сечений фоторождения пионов на нуклонах ядра (усредненным по импульсному распределению нуклонов в ядре):

$$\sigma_{tot} = A\bar{\sigma}_{\gamma p}. \quad (18)$$

На рис. 13 показаны экспериментальные точки [49], по которым проведена сглаженная кривая $A\bar{\sigma}_{\gamma p}$. Пунктиром нанесено также сечение σ_{qd} , рассчитанное по кваздейтронной модели [45].

Аналогичная приведенной на рис. 12 зависимость сечений фотodelения от энергии фотонов имеет место и для других ядер с той разницей, что для ядер с $Z \leq 83$ пик, соответствующий делению в дипольном гигантском резонансе, отсутствует. Сплошная кривая на рис. 14 для ядра ^{209}Bi получена согласно соотношению (3) со средней (по всему приведенному энергетическому интервалу) делимостью $\bar{D}_f = 0,11$.

Делимости и абсолютные значения сечений. Если форма кривых сечений фотопоглощения и близких к ним сечений фотodelения (для

тяжелых ядер) удовлетворительно описывается в широкой области энергий — от порога деления до 1000 МэВ, то зависимость делимости от энергии возбуждения хорошо изучена лишь в области E_1 -гигантского резонанса. Как показано, для ряда ядер с $Z \geq 90$ делимости хорошо описываются соотношением:

$$D_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \frac{\Gamma'_f}{\Gamma'_n + \Gamma'_f} + \dots, \quad (19)$$

где отношение нейтронных Γ_n и делительных Γ_f ширин ($\Gamma_{n,f}$, $\Gamma'_{n,f}$ — ширины для исходного ядра и ядра, образующегося после вылета нейтрона) остается постоянным до энергий возбуждения порядка 40 МэВ [50]. Делимости скачками возрастают по мере того, как энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона с остаточным ядром. В случае трансурановых ядер, обладающих высокой начальной делимостью [при E_γ ниже порога реакции (γ, nf)] уже при $E_\gamma \geq 20$ МэВ, т. е. после вылета двух-трех нейтронов, делимости становятся практически равными единице, но для ^{238}U ($\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \sim 0,20$) и ядер с еще меньшим Z^2/A продолжают слабо расти. При энергиях $E_\gamma > 100$ МэВ делению ядер предшествует внутриядерный каскад и статистическая модель [формула (19)] становится неприменимой.

Расчеты средних энергий возбуждения по каскадной модели проводились в [51, 52]. Согласно этим расчетам среднее число каскадных нейтронов ($\Delta n_n \sim 3$) и протонов ($\Delta n_p \sim 1,5$) слабо зависит от энергии γ -квантов в области $100 < E_\gamma < 1000$ МэВ для ядер с $Z \geq 90$. Экспериментально влияние внутриядерного каскада на процесс деления ядер изучено слабо. Вероятно, в случае ядер с низким барьером деления вылет небольшого количества каскадных протонов практически не меняет делимости и она остается близкой к единице. Для ядер ^{238}U , ^{232}Th и более легких вылет даже одного протона может привести к заметному уменьшению делимости. Экспериментальные данные по делимости ядер с $Z \geq 90$ в области промежуточных энергий приведены в [40] (для ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am) (см. также обзоры [2—4]).

Предполагая, что сечения фотodelения ядер ^{241}Am и ^{243}Am совпадают с полными сечениями фотопоглощения в области энергий выше порога рождения пионов, авторы работы [8] получили неожиданный результат: σ_{tot} приблизительно в 1,5 раза превышает сумму сечений фоторождения пионов на нуклонах ($A\sigma_{\gamma p}$). (Погрешность в измерении интегрального сечения составляла около 15%.) Других данных по полным сечениям фотопоглощения для тяжелых ядер в этой области энергий пока нет.

Следует отметить, что принятые значения $\sigma_{\text{tot}} = A\bar{\sigma}_{\gamma p}$ несомненно являются лишь оценочными, так как при этом пренебрегают интерференционными эффектами, корреляцией нуклонов на малых расстояниях и др., которые при переходе к тяжелым ядрам могут

начать играть заметную роль. Не исключено, что некоторая часть квазидейтронного сечения σ_{qd} или сечения расщепления более тяжелых кластеров может добавляться к полному сечению. Открытым остается вопрос о вкладе процесса фрагментации в сечение фоторасщепления тяжелых ядер.

Экспериментальные данные по σ_{tot} для более легких ядер также крайне недостаточны. Согласно [53] значения σ_{tot} в области P_{33} -резонанса для ядер Al, Ni, Mo, W на 30% превышают теоретические. Эти данные получены из опытов по рассеянию электронов экстраполяцией измеряемого сечения неупругого рассеяния в нулевую точку

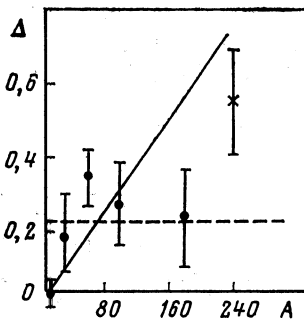


Рис. 15. Величина $\Delta = \frac{A\bar{\sigma}_{\gamma p} + C\bar{\sigma}_{\gamma\pi} - 1}{A\bar{\sigma}_{\gamma p}} - 1$, рассчитанная по модели, учитывающей вклад обменных мезонных токов [54]:

сплошная кривая соответствует $C \sim A^2$, пунктир — $C \sim A$. Экспериментальные точки ● — [53]; × — [8]

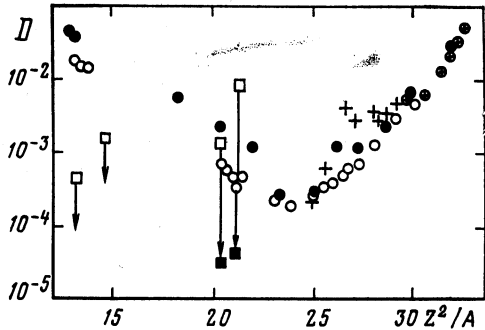


Рис. 16. Зависимость делимости от параметра Z^2/A , измеренная в опытах с γ -квантами (● — [30]), протонами (○ — [56]), α -частицами (+, □, ■ — [61, 62])

в зависимости от переданного импульса σ_{ee} ($q^2 \rightarrow 0$) и также требуют уточнения. Данные, полученные для самых легких ядер (Li, Be), показывают, что σ_{tot} составляет $\sim 80\%$ $A\bar{\sigma}_{\gamma p}$ (см., например, работы Аренса и др. в [1]).

Как отмечалось в [54], увеличение полного сечения фотопоглощения в области барионных резонансов может быть обусловлено вкладом обменных мезонных токов. При E_γ выше порога рождения пионов в полное сечение кроме члена $A\bar{\sigma}_{\gamma p}$ может входить добавка $C\bar{\sigma}_{\gamma\pi}$, где C характеризует количество π -мезонов в ядре, $\bar{\sigma}_{\gamma\pi}$ — сечение полного поглощения γ -квантов на π -мезонах ядра, усредненное по импульсному распределению пионов в ядре. Если предположить, что число обменных пионов пропорционально числу пар нуклонов в ядре [$C = A(A-1)/2$], то даже при сравнительно малых $\bar{\sigma}_{\gamma\pi} \sim 0,01 \bar{\sigma}_{\gamma p}$ обменные токи могут дать вклад $\sim 50\%$ для тяжелых ядер (рис. 15). Уточнение этого вопроса как с экспериментальной, так и теоретиче-

ской точки зрения представляется важным для понимания взаимодействия γ -квантов с ядрами в области энергий, соответствующих барионным резонансам.

Большой интерес представляет изучение делимости тяжелых и среднетяжелых ядер в зависимости от Z^2/A . Он вызван появлением работы Никса и Сасси [55], в которой был предсказан минимум делимости в зависимости от Z^2/A в районе $A \sim 108$ и экспериментальным обнаружением аномалии этой зависимости для ядер редкоземельных элементов [56, 57]. С методической точки зрения работы по измерению делимостей ядер с $Z \leq 83$, обладающих малыми сечениями фотоделения, довольно сложны.

Полученные к настоящему времени экспериментальные данные частично представлены на рис. 16. Из рисунка видно, что делимости, полученные в опытах с фотонами и протонами и α -частицами в области $Z^2/A \geq 25$, примерно одинаковы, но при $Z^2/A < 25$ довольно сильно различаются.

Анализируя методику, использовавшуюся для определения выхода фотоделения, нетрудно заметить ряд изъянов. Во-первых, в опытах [58, 59] применялись толстые мишени, их толщина превосходила пробег осколков. Детекторы, в данном случае стекла, располагались вплотную к поверхности мишени и, следовательно, облучались пучком. С уменьшением массы делящегося ядра уменьшается сечение фотоделения и уменьшается энергия осколков. В этой ситуации становится возможной наряду с осколками регистрация других продуктов ядерного взаимодействия — ядер отдачи, ядерных фрагментов и др. Поэтому наличие минимума в Z^2/A -зависимости делимости нельзя считать доказанным.

Обратимся теперь к области ядер редкоземельных элементов, ($Z^2/A = 25 \div 28$). В работах [56, 57] была обнаружена нерегулярность в зависимости делимости от Z^2/A , заключающаяся в большом значении сечения деления тяжелых редкоземельных элементов в сравнении с предсказаниями жидкокапельной и каскадно испарительной модели. Аномалия в делении ядер редкоземельных элементов, по-видимому, является отражением нерегулярности в величине барьеров деления, обусловленной деформацией этих ядер, т. е. в конечном итоге оболочечными эффектами, которые необходимо корректно учитывать в расчетах.

Таким образом, в исследовании Z^2/A -зависимости делимости можно указать две нерешенные проблемы: существование особенности в районе редкоземельных элементов (в [58, 59] эта аномалия замечена не была) и увеличение делимости с уменьшением параметра Z^2/A для ядер легче серебра. Здесь необходимо проведение дополнительных, более тщательных исследований.

До сих пор мы полагали, что делимость в области промежуточных энергий не зависит от энергии фотонов и приводили усредненные значения. Определению этой зависимости препятствует отсутствие надежных данных о полных сечениях ядерного фотопоглощения и

сечениях фотоделения. Недавно в опытах с квазимоноэнергетическими фотонами, полученными на кристалле алмаза, зависимость делимости от энергии фотонов была измерена для ядра ^{238}U [12], где было показано, что имеет место слабый рост делимости с увеличением энергии фотонов.

4. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ ФОТО- И ЭЛЕКТРОДЕЛЕНИЯ

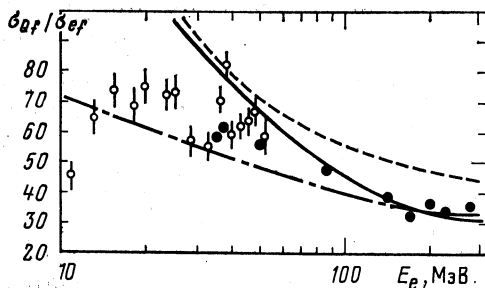
Выход фотоядерной реакции из мишени, бомбардируемой электронами, можно представить как сумму вкладов электро- и фотоядерной реакции:

$$Y(E_e, \Delta t) = \sigma_e + \sigma_Q \Delta t; \quad \Delta t = n_Q. \quad (20)$$

Здесь Δt — тормозной путь электрона, выраженный в радиационных единицах; n_Q — количество эквивалентных фотонов [формула (19)]

Рис. 17. Отношение выхода фотоделения к сечению электроделения ядра ^{238}U

○ — [30]; ● — [60]; сплошная кривая — расчет по формуле (22); пунктир — по обобщенной модели Желма с учетом структуры ядра [26, 27]



справедлива при малой в сравнении с радиационной единицей ($\Delta t \ll 1$) длине тормозного пути].

Обычно разделение вкладов фото- и электроядерной реакции осуществляется при измерениях выхода реакции в зависимости от толщины радиатора. В простейшем случае достаточно двух измерений: одно с радиатором, другое без него. Тогда имеет место соотношение:

$$\frac{\sigma_Q}{\sigma_e} = \frac{Y_1 - Y_2}{\Delta t Y_2}, \quad (21)$$

где Y_1 — выход реакции с радиатором; Y_2 — выход без радиатора. В соотношении (20) для простоты пренебрегается толщиной мишени.

На рис. 17 представлены имеющиеся экспериментальные данные об энергетической зависимости σ_{Qf}/σ_{ef} для реакции деления урана. Видно, что отношение σ_{Qf}/σ_{ef} медленно уменьшается с ростом энергии электрона от 75 при $E_e = 20$ МэВ до 35 при $E_e = 300$ МэВ. Две верхние кривые на рис. 17 получены в результате расчета по формулам (2) и (3); сплошная кривая — со спектром $N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma)$, расчи-

танным в плосковолновом приближении без учета структуры ядра, пунктир — по обобщенной модели Хелма (для $E1$ -возбуждения ядра). Следует отметить также наиболее часто употребляемую зависимость, выражающую связь между сечениями фото- и электроделения [3] (показана на рис. 17 штрихпунктиром):

$$\frac{\sigma_{Qf}}{\sigma_{ef}} = \frac{\pi}{2\alpha \ln E_e/m_e}, \quad \alpha = \frac{1}{137}. \quad (22)$$

Эта формула получена в предположении о $E1$ -механизме фотопоглощения и при условии, что эффективная энергия γ -квантов

$$E_\gamma^{\text{эфф}} = \frac{\int E_\gamma \sigma_{\gamma f}(E_\gamma) N(E_e, E_\gamma) dE_\gamma/E_\gamma}{\int \sigma_{\gamma f}(E_\gamma) N(E_e, E_\gamma) dE_\gamma/E_\gamma} \ll E_e. \quad (23)$$

Последнее условие означает, что вклад в измеряемый выход определяется, главным образом, процессами с малой передачей энергии по отношению к начальной энергии электрона.

5. ОТНОШЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ЭЛЕКТРОНАМИ И ПОЗИТРОНАМИ

Измерение отношений сечений реакции, индуцированных электронами (σ^-) и позитронами (σ^+), служит одним из основных способов экспериментальной проверки метода виртуальных фотонов. На рис. 18 показаны значения σ^-/σ^+ , полученные для реакции деления урана и тория [64, 75]. При $E_e \geq 100$ МэВ отношение σ^-/σ^+ близко к единице, что подтверждает сделанный ранее вывод о том, что влияние кулоновских эффектов на процесс взаимодействия электронов с ядром с ростом энергии становится незначительным.

Из рис. 18 также видно, что зависимость σ^-/σ^+ имеет периодический характер, на что обращали внимание авторы работы [64]. Осцилляции с периодом около 8 МэВ объяснялись следующим образом. Поскольку отношение σ^-/σ^+ зависит от мультипольности возбуждения, причем $\sigma(E2) > \sigma(E1)$, то наличие осцилляций свидетельствует о том, что с увеличением энергии электрона (позитрона) периодически меняется соотношение между вкладами $E1$ - и $E2$ -возбуждений в деление. В общем случае $E1$ -переход доминирует, но при малых энергиях возбуждения может преобладать квадрупольный переход. Это может произойти, если малая вероятность $E2$ -возбуждения компенсируется большей вероятностью деления через более низкий 2^+ -барьер деления в сравнении с барьером 1^- . Малую энергию возбуждения ядро может иметь не только вблизи порога деления, но и в точках, соответствующих испарению одного, двух и т. д. нейтронов.

Из рис. 18 видно, что отношения σ^-/σ^+ в среднем хорошо описываются расчетом, выполненным в рамках метода искаженных волн. Эта теория хорошо описывает также экспериментальные данные о зависимости σ^-/σ^+ от заряда ядра (рис. 19).

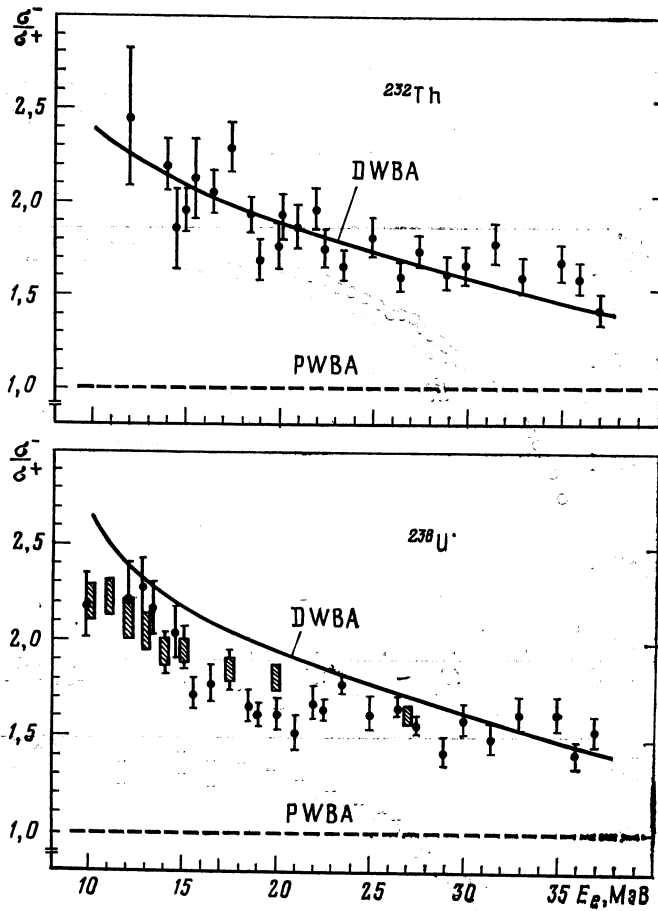
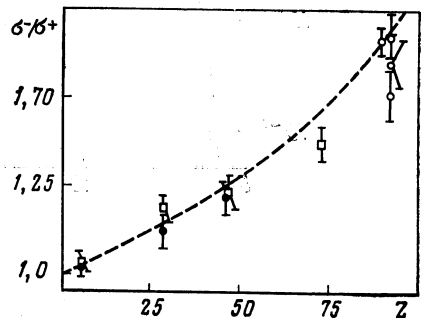


Рис. 18. Отношение сечений деления ядер ^{232}Th и ^{238}U электронами и позитронами [75]

Рис. 19. Зависимость σ^-/σ^+ от заряда ядра:

○ — [66], □ — [67], ● — [68]



6. СЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОДЕЛЕНИЯ

Энергетическая зависимость сечений электроделения близка к зависимости выхода реакции фотоделения от максимальной энергии тормозного спектра [в первом приближении отличается логарифмическим множителем $(\pi/2\alpha) \ln E_e/m_e$ (22)].

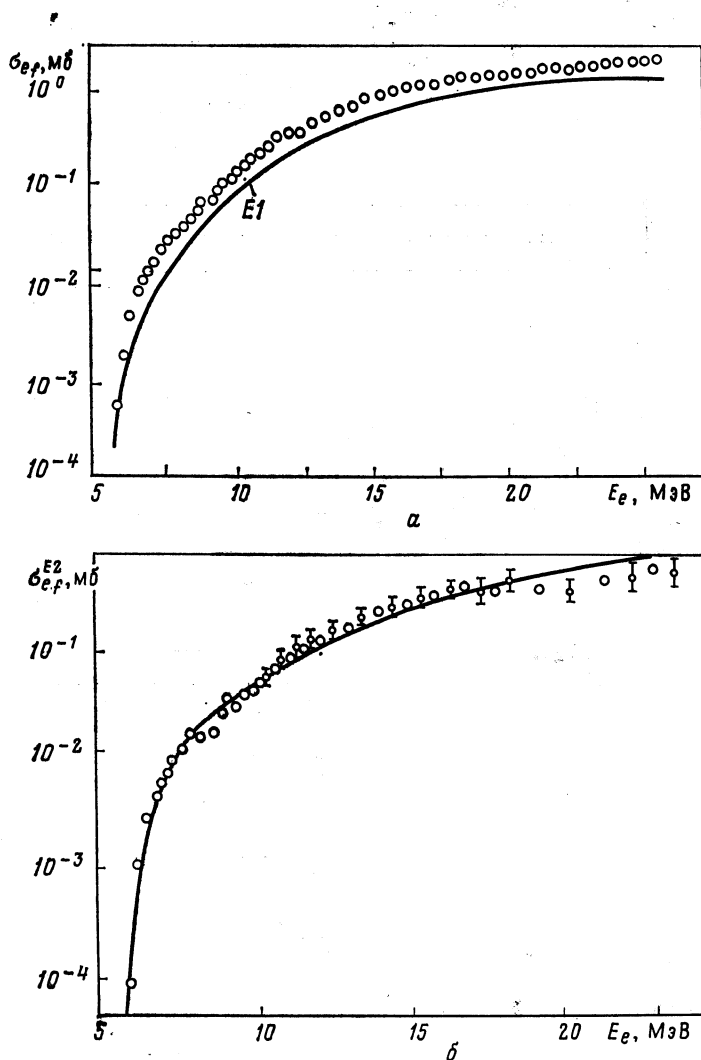


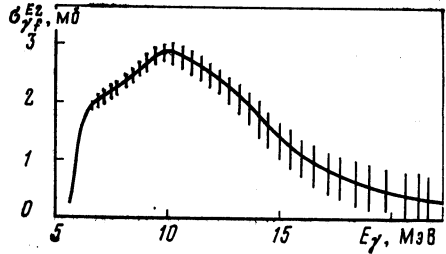
Рис. 20. Сечение электроделения ядра ^{238}U [кривая — расчет σ_{ef}^{E1} по формуле (2)]
(a) и $\sigma_{ef}^{E2} = \sigma_{ef}^{\text{exp}} - \sigma_{ef}^{E1}$ [70] (б)

В области малых энергий детальные исследования σ_{ef} проводились в работах Аррудо Нето и др. [69, 70]. На рис. 20 показано сечение электроделения ^{238}U и разность между измеренными экспериментальными точками и расчетной кривой:

$$\sigma_{ef}^{E2}(E_e) = \sigma_{ef}^{\text{exp}} - \sigma_{ef}^{E1}. \quad (24)$$

Расчет σ_{ef}^{E1} проводился по формуле (3), сечения фотоделения, соответствующие $E1$ -фотопоглощению, брались из [42], спектры виртуальных фотонов рассчитывались по методу искаженных волн.

Рис. 21. Сечение фотоделения ^{238}U в области изоскалярного квадрупольного резонанса [70]



Обработка кривой сечения электроделения, приведенной на рис. 20, дала возможность определить сечение $\sigma_{\nu f}^{E2}$ (рис. 21).

Аналогичные результаты были получены для ядер ^{234}U и ^{236}U . В таблице приведены данные о свойствах изоскалярного квадрупольного резонанса, полученные из реакций с α -частицами [71] и ядрами ^6Li [72], а также средние данные по делимостям этих ядер, взятые из [50]. Обращает на себя внимание расхождение данных по делимости, полученных в экспериментах с электронами и сильновзаимодействующими частицами. В работах [69, 70] утверждалось, что в случае $E2$ -возбуждения делимость оказывается выше, чем при $E1$ -возбуждении (см. таблицу).

Таблица. Данные об изоскалярном квадрупольном резонансе, полученные в разных ядерных реакциях для ядер с $Z \geq 92$

Реакция	Ядро	$E_{\text{рез}}$, МэВ	ΔE , МэВ	$D_f^* = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{tot}}}$	Литература
(e, f)	^{234}U	$8,2 \pm 0,4$	$4,8 \pm 1,0$	$0,70 \pm 0,15$	[65]
(e, f)	^{236}U	$8,9 \pm 0,4$	$4,7 \pm 1,0$	$0,60 \pm 0,10$	[69]
(e, f)	^{238}U	$8,3 \pm 0,4$	$5,0 \pm 1,0$	$0,40 \pm 0,10$	[70]
(e, e'f)	^{238}U	9,5		0,16	[74]
(α , α' f)	^{238}U	11	$4 \pm 0,5$	0,10	[71]
(^6Li , Li f)	^{238}U	10,5	7	0,20	[72]
(α , α' f)	^{238}U	10,6	$2,2 \pm 0,2$	$0,25 \pm 0,10$	[72]
(e, f)	^{238}U	Резонанс отсутствует			[75]

* Средняя делимость $\bar{D}_f = 0,41, 0,34, 0,20$ для ядер ^{234}U , ^{236}U и ^{238}U соответственно [50].

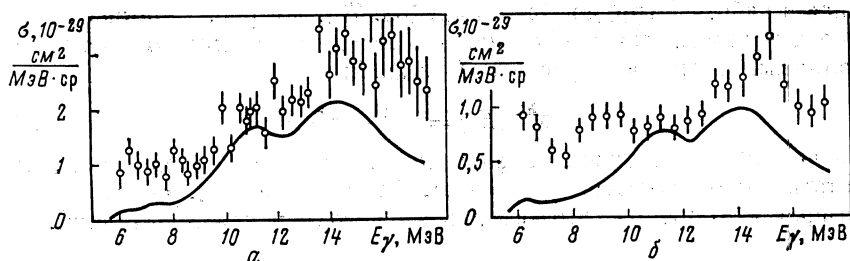


Рис. 22. Спектры совпадений продуктов реакции $^{238}\text{U}(e, e'f)$, измеренные при угле рассеяния $\theta_e = 40^\circ$, энергии электронов $E_e = 80,1$ МэВ (а) и $E_e = 117,7$ МэВ (б):

сплошными кривыми показан вклад $E1$ -гигантского резонанса; E_γ — энергия, переданная ядру виртуальным фотоном

Для проверки своих экспериментальных данных Аррудо Нето и др. в Станфорде [65] были проведены дополнительные опыты, в которых регистрировались совпадения рассеянных электронов с осколками деления и, таким образом, определялась энергия возбуждения ядра. Измерения проводились при энергии падающих электронов 80,1 и 117,7 МэВ при углах рассеяния 40° и углах вылета осколков $0-180^\circ$ (рис. 22). Результаты этих измерений подтвердили полученные ранее данные для ядра ^{238}U (рис. 23) [70].

Однако опубликованные позднее предварительные результаты новых измерений, выполненных в Станфорде другими авторами [74] по аналогичной методике (с регистрацией совпадений осколков деления с рассеянными электронами) дали значение вероятности распада изоскалярного квадрупольного резонанса для ядра ^{238}U , близкое к 16%. Впрочем, авторы работы [74] не считают пока свои данные окончательными.

Опубликованные недавно данные [75] противоречат результатам измерений бразильской группы. Как видно из рис. 24, взятого из работы [75], результаты этой работы вообще не дают основания сделать заключение о вкладе $E2$ -резонанса в фото- и электроделение ядер ^{238}U . Таким образом, вопрос о точности измерений абсолютных значений σ_{ef} остается главным и требуются новые эксперименты для изучения вклада $E2$ -возбуждения в процесс электроделения.

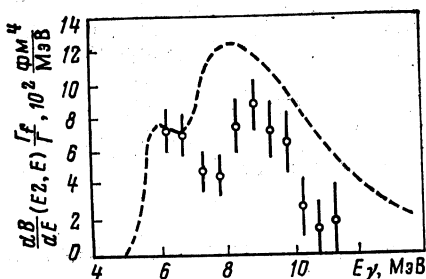


Рис. 23. Сечения фотоделения $\sigma_{E_2}^{E_2}$, полученные из [e, f — пунктир, и $e, e'f$ — точки] экспериментов [65] для ^{238}U

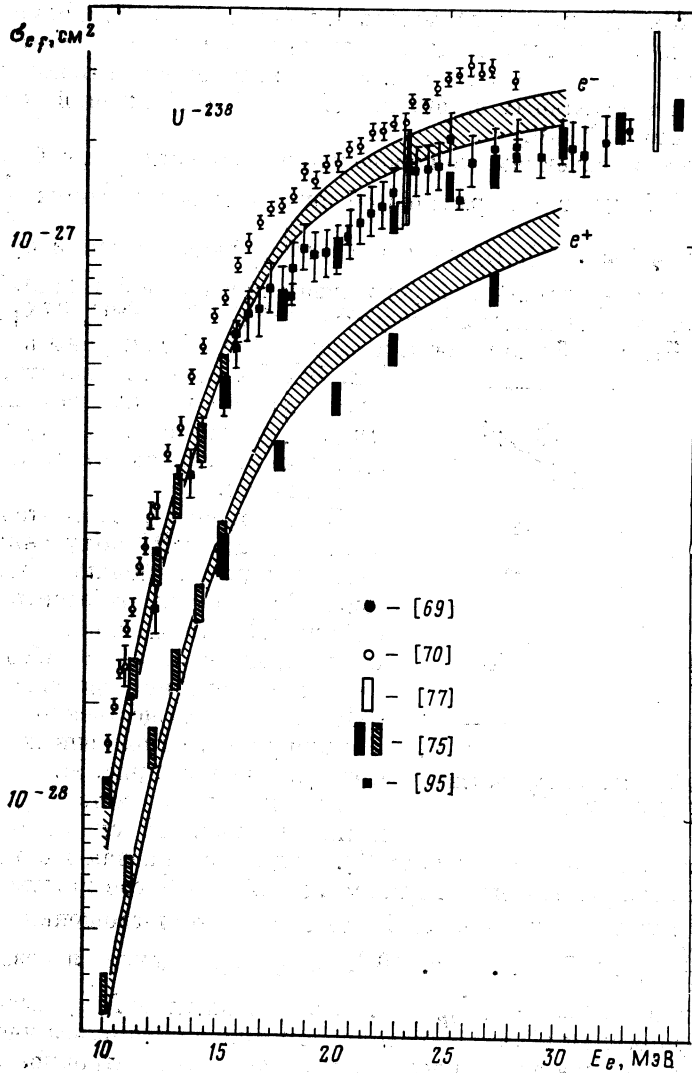


Рис. 24. Сечения электроделения, измеренные в различных работах для ядра ^{238}U

Следует отметить, что увеличение делимости ядра ^{238}U в области E_2 -резонанса наблюдалось в реакциях под действием μ -мезонов [76]. Возбуждение ядра в этом случае происходит преимущественно за счет перехода мюона между $3p$ - и $1s$ -оболочками, при этом энергия γ -кванта, захватываемого ядром в безрадиационном процессе, равна $9,44$ МэВ. Наличие мюона на орбите ядра сильно меняет барьер деле-

ния, поэтому данные, полученные в реакциях с электронами и мюонами, можно сравнить лишь качественно. Интересно отметить, что статистическая модель дает различную зависимость отношения нейтронных и делительных ширин для $E1$ - и $E2$ -возбуждений от энергии возбуждения [76, 50].

Данные по сечениям электроделения в области энергий от 20 до 120 МэВ [77] дают информацию об интегральных сечениях $\int \sigma_{\gamma f}^{E1} dE_{\gamma}$ и $\int \sigma_{\gamma f}^{E2} dE_{\gamma}$ (рис. 25). При оценке интегральных сечений предполагалось, что $E2$ -резонансы сосредоточены при $E_{\gamma} \sim 9$ и 22 МэВ.

Сечения электроделения ядер ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am в области энергий выше 100 МэВ измерены в работах [78, 79]. Данные для некоторых из этих ядер приведены на рис. 26. Видно, что для всех трансураниевых ядер сечения совпадают в пределах погрешности.

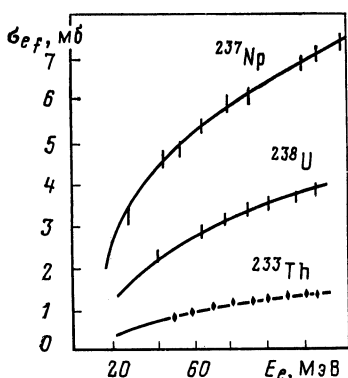


Рис. 25. Сечения электроделения по данным [77]

Из сравнения результатов измерения σ_{ef} для ^{238}U , полученных разными авторами, можно заключить (рис. 27), что если отбросить данные работы [7], выполненной в 1969 г., то неопределенность в абсолютной величине сечений составит около $\pm 10\%$, что существенно лучше, чем для работ, выполненных на тормовом пучке (см. рис. 9).

Результаты расчета σ_{ef} , приведенные на рис. 28 сплошными линиями, выполнены по формуле (3). Отдельно показан вклад $E1$ - и $E2$ -резонансов (согласно сечениям из [42 и 70] соответственно), а также вклады от квазидейтронного фотопоглощения [$\sigma_{\gamma f}^{qd} = 10 \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d} e^{-60E_{\gamma}}$ (см. рис. 10)], и фоторождения π -мезонов на нуклонах ядра ($\sigma_{\gamma f}^{\pi} = A \bar{\sigma}_{\gamma p}$) (см. рис. 13). Спектры $N_{\lambda L}$ рассчитывались по формулам (7) в плосковолновом приближении без учета размера ядра. В расчете предполагалось, что квазидейтронное взаимодействие и фоторождение обусловлены $E1$ -поглощением. Поэтому погрешность расчетов, по-видимому, не превышает 15%.

В целом расчетные кривые хорошо описывают относительный ход экспериментальных кривых, однако по абсолютной величине экспериментальные точки по всей области энергий от 100 до 1000 МэВ лежат несколько выше расчетных кривых. Этот факт можно рассматривать как указание на то, что используемые в расчете сечения фотоделиения несколько занижены. Для сравнения на рис. 28 приведены расчетные кривые, в которых вместо $\sigma_{\gamma f}^{\pi} = A \bar{\sigma}_{\gamma p}$ приведены значения в 1,5 ра-

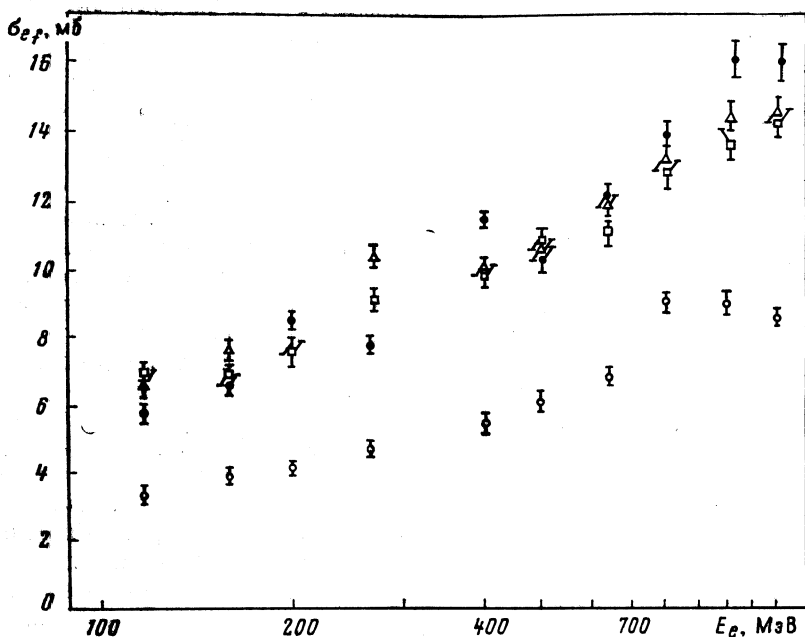


Рис. 26. Сечения электроделения трансураниевых ядер ^{237}Np (\square), ^{238}Pu (Δ) ^{245}Am (\bullet) и ^{238}U (\circ) [28]

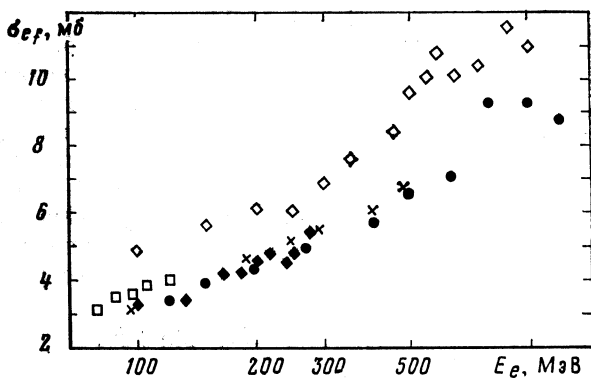


Рис. 27. Сравнение данных по сечениям электроделения ^{238}U , полученных в работах [6] (\times), [7] (\diamond), [28] (\bullet), [77] (\square), [78] (\blacklozenge) в промежуточной области энергий

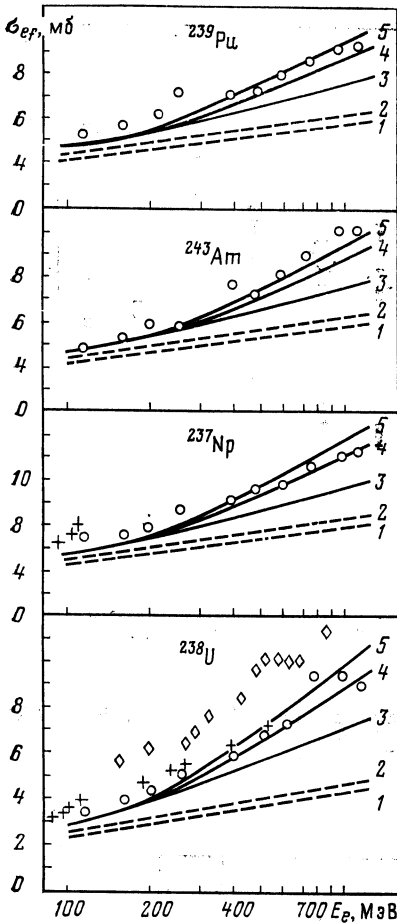


Рис. 28. Сравнение экспериментальных значений σ_{ef} для ядер ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu и ^{243}Am с расчетом:

$$\begin{aligned}
 1 - \sigma_1 &= \sigma_{ef}^{E1}; & 2 - \sigma_2 &= \sigma_1 + \sigma_{ef}^{E2}; & 3 - \sigma_3 &= \\
 &= \sigma_2 + \sigma_{ef}^{qd}. & 4 - \sigma_4 &= \sigma_3 + \sigma_{ef}^{\pi}; & 5 - \sigma_5 &= \\
 & & & & &= \sigma_4 + 0,5\sigma_{ef}^{\pi}
 \end{aligned}$$

за больше. Однако недостаточная точность экспериментальных данных, так же как и неопределенность расчета спектров виртуальных фотонов, не позволяют сделать окончательного вывода.

Расчеты, выполненные с учетом размеров ядра ($R = R_0 A^{1/3}$) [28], показали, что введение формфактора лишь увеличивает расхождение между теорией и экспериментом. На рис. 29 показаны расчетные кривые для ядра ^{237}Np (для остальных ядер они имеют аналогичный характер), в которых σ_{ef}^{E1} и σ_{ef}^{E2} получены интегрированием по спектрам N_{E1} и N_{E2} , рассчитанным в соответствии с (11) и (12). Спектры, соответствующие квазидейтронному механизму фотопоглощения (N_{E1}) и фоторождению (N_{E2}), и в этом случае брались без учета формфактора.

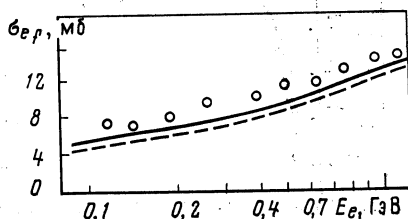
В работе [28] была сделана попытка объяснить хотя бы частично расхождение между теорией и экспериментом за счет вклада от квазиупругого рассеяния. Если допустить, что энергия E_{QE} , передаваемая протону при квазиупругом рассеянии, целиком пойдет на возбуждение ядра, то начиная с $E_{QE} > B_f$, где B_f — барьер деления, ядро сможет разделиться и начиная с $E_{QE} \geq 8$ МэВ вероятность деления станет значительной. Поэтому можно оценить верхнюю границу сечения электроделения за счет квазиупругого рассеяния:

$$\sigma_{ef}^{QE}_{\text{макс}} = 2\pi Z \int_{\theta_{\text{мин}}}^{\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R \sin \theta d\theta, \quad (25)$$

где Z — заряд ядра; $(d\sigma/d\Omega)_R$ — сечение упругого рассеяния электрона на водороде; θ — угол рассеяния; $\theta_{\text{мин}}$ — угол, определяемый из условия $q^2 = 2E_{QE}/m_p$, где $E_{QE} = 8$ МэВ; m_p — масса нуклона.

Сечение квазиупругого рассеяния электронов на нейтронах мало, и им можно пренебречь. Оценки σ_{ef}^{QE} по формуле (25) дают значение около 1 мб для области $E_e = 100 \div 1000$ МэВ. Однако эта оценка является сильно завышенной, так как она не учитывает принципа Паули аналогично тому, как это делается в модифицированной квази-дейтронной модели [45]. Нуклоны в ядре в отличие от свободных нуклонов не могут получить энергию ниже границы Ферми, поэтому

Рис. 29. Сечение электроделения ^{237}Np , рассчитанное с учетом структуры ядра (пунктир) в сравнении с экспериментальными данными (точки) [28]. Сплошная кривая — расчет без учета фактора (то же, что кривая 4 на рис. 28)



E_{QE} должно составлять не 8, а примерно 35 МэВ, что приведет к уменьшению σ_{ef}^{QE} примерно в 4 раза. Таким образом, вопрос о сечении электроделения ядер в области промежуточных энергий остается открытым как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения.

7. СЕЧЕНИЯ ФОТО- И ЭЛЕКТРОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР С $Z \leq 83$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Изучение деления ядер вблизи порога дает сведения о барьере, плотности уровней в седловой точке, а также о механизме взаимодействия фотонов с ядром. Для ядер с $Z \leq 83$ данные по делению вблизи порога очень ограничены. В основном это связано с очень малым сечением в этой области энергий. Так, для ядра висмута в интервале $E_{\gamma \text{ макс}}$ от 140 до 40 МэВ выход фотоделения уменьшается на 7 порядков, как это видно из рис. 30.

Продвинуться в область малых сечений позволило использование твердотельных трековых детекторов. Получены данные для ядер золота [80], висмута [81], изотопов свинца [82], вольфрама [83].

В подавляющем большинстве опыты по припороговому делению выполнены непосредственно на электронном пучке, поскольку в этом случае достигается большая, по сравнению с фотонами, плотность событий. На рис. 31 представлено сечение электроделения изотопов свинца в зависимости от энергии электрона [82]. Обращает на себя внимание наличие резонансов в сечении при $E_{\text{возб}} \sim 35$ МэВ у ядер ^{206}Pb и ^{207}Pb при отсутствии такого резонанса у ^{208}Pb . Природа обнаруженных резонансов не может быть объяснена в рамках существующих моделей, поэтому необходимы дальнейшие экспериментальные исследования в этом направлении. Анализ экспериментальных данных на основе испарительной модели дает значения барье-

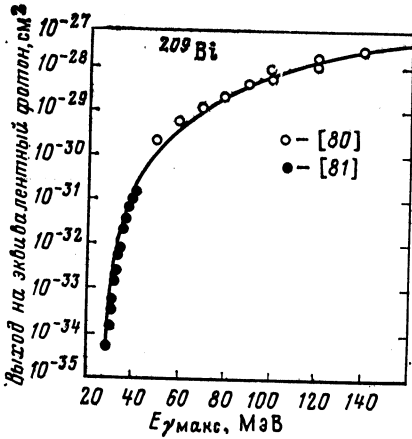


Рис. 30. Выход фотоделения для ядра висмута

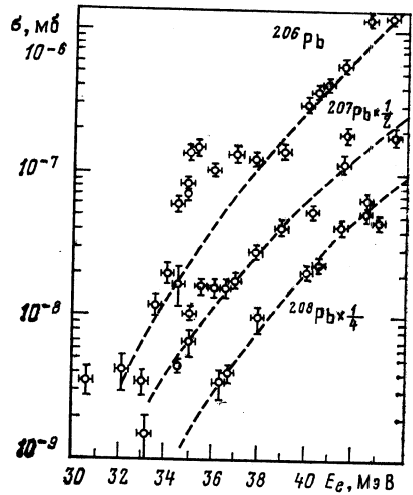


Рис. 31. Сечение электроделения ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb [82]

ров деления $26,0 \pm 0,5$; $26,2 \pm 0,5$; $27,7 \pm 0,5$ МэВ для ядер ^{206}Pb , ^{207}Pb и ^{208}Pb соответственно.

Следует отметить, что использование фотонов или электронов в качестве бомбардирующих частиц, как уже отмечалось выше, дает определенные преимущества для изучения подбарьерного деления перед тяжелыми частицами, вносящими в ядро большой орбитальный момент.

8. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ФОТО- И ЭЛЕКТРОДЕЛЕНИЯ

Угловые распределения осколков фото- и электроделения анизотропны при малых энергиях, когда число каналов деления ограничено и вероятность разлета осколков под определенным углом определяется вносимым в ядро орбитальным моментом. На рис. 32 представлены результаты работы [84] для энергии $E_e = 6$ МэВ, показывающие, что в случае электроделения ^{236}U вклад квадрупольной компоненты существенно выше, чем в фотоделении. Зависимость коэффициента C (E) в разложении функции углового распределения

$$F(\theta) = a + b \sin^2 \theta + C \sin^2 2\theta \quad (26)$$

показана на рис. 33. Этот коэффициент характеризует долю квадрупольных возбуждений в ядрах. Отмечается хорошее согласие DWBA расчетов с экспериментальными данными: $C^{\text{DWBA}}/C^{\text{exp}} = 0,94 \pm 0,14$ для ^{236}U и $1,07 \pm 0,04$ для ^{238}U .

Оценки вклада квадрупольной (изоскалярной) компоненты в сечение электроделения трансурановых ядер на основании анализа

угловых распределений сделаны в [83]. При этом было показано, что для ядра ^{232}Th этот вклад остается значительным (около 10%) в области энергий 5,5—7,0 МэВ, лежащих существенно ниже максимума $E2$ -резонанса.

При энергиях выше 12 МэВ вплоть до 2 ГэВ угловые распределения осколков фото- и электроделения тяжелых ядер ($Z \geq 90$)

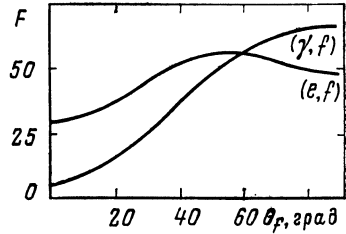


Рис. 32. Функция углового распределения осколков фото- и электроделения ^{238}U , $E_e = 6$ МэВ [84]

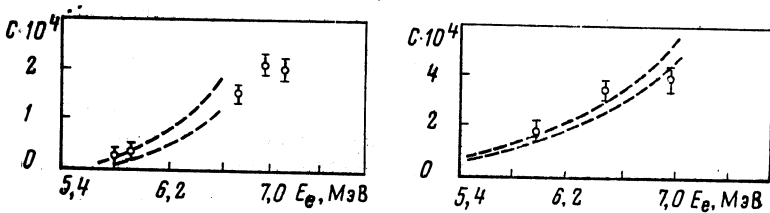


Рис. 33. Зависимость коэффициента C в функции углового распределения $F(\theta)$ от энергии электронов для ядра ^{238}U [69]

в пределах погрешностей измерений (около 2—3%) изотропны, но для среднетяжелых ядер при промежуточных энергиях возникает слабая анизотропия, обусловленная переносной скоростью делящегося ядра [85, 86]. Если угловое распределение осколков в системе, связанной с ядром, изотропно, то в лабораторной системе оно приобретает вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + 2 \frac{v}{V} \cos \theta, \quad (27)$$

где V — скорость осколка в системе, связанной с ядром; v — скорость ядра перед делением.

На рис. 34 представлено угловое распределение осколков фотоделения ядра висмута [86]. Видна направленность распределения вперед, коэффициент анизотропии составляет около 0,1 и слабо зависит от $E_{\gamma \text{ макс}}$ в диапазоне 1 — 1,5 ГэВ.

При детектировании одного осколка скорость делящегося ядра определяется как усредненная величина по многим актам деления.

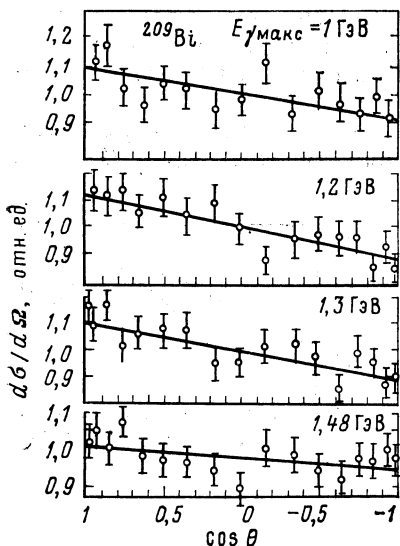


Рис. 34. Угловое распределение осколков фотоделения ядер висмута [86]

Регистрируя оба осколка в совпадении, эту величину можно определить для каждого акта в отдельности. Из опытов, выполненных методом совпадений [87], следует, что угол разлета осколков меньше 180° , что свидетельствует о наличии у ядра определенной скорости перед делением.

Угловые распределения осколков электроделения ядер с $Z \geq 90$ при $E_e \geq 50$ МэВ, так же как и при фотоделении, изотропны [88].

9. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС И КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ ОСКОЛКОВ

Изучение распределений масс и кинетических энергий осколков дает наиболее детальную информацию о механизме деления. В отношении фото- и электроделения это означает прежде всего возможность ответа на вопрос о соотношении $E1$ - и $E2$ -возбуждений в ядрах. Основные результаты в этом направлении в области промежуточных энергий были получены Шоттером [89, 90] и Ашенбахом [91] с сотрудниками. В первой работе для регистрации осколков использовались полупроводниковые поверхностно-барьерные детекторы, во второй —

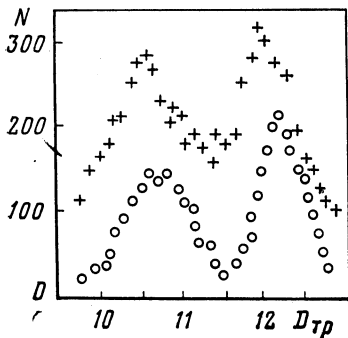


Рис. 35. Распределение масс осколков электроделения ^{238}U при энергии электронов $E_e = 13$ МэВ (O), 60 МэВ (+) [91]

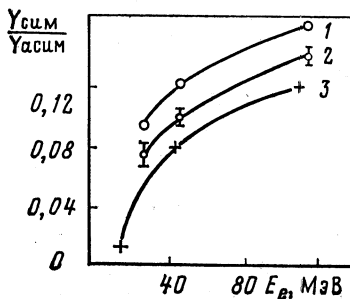


Рис. 36. Отношение выходов осколков симметричного и асимметричного деления из реакций: 1 — $^{238}\text{U}(e, f)$; 2 — $^{238}\text{U}(e, f)$; 3 — $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ [89—90]

диэлектрические трековые детекторы, при этом использовалась зависимость диаметра треков от массы осколков. На рис. 35 показана зависимость относительного числа отсчетов от диаметра треков для ядра ^{238}U . Разрешение ΔM составляло около 2,5 а.е.м. Массовое распределение характеризуется двугорбым распределением, величина провала уменьшается с увеличением энергии электронов, что связывается с увеличением вклада в деление симметричной компоненты. Аналогичные распределения наблюдаются в различных реакциях для большинства тяжелых ядер с $Z \geq 90$ [50].

Сравнение массовых распределений осколков деления ядер в реакциях под действием электронов и γ -квантов проводилось в [89, 90]. На рис. 36 показано отношение выходов симметричного и асимметричного делений $Y_{\text{сим}}/Y_{\text{асим}}$ для реакций $^{235}\text{U}(e, e'f)$, $^{238}\text{U}(e, e'f)$ и $^{238}\text{U}(\gamma, f)$, измеренное в диапазоне энергий электронов $E_e = 20 \div 120$ МэВ. Энергия верхней границы тормозного спектра $E_{\gamma\text{макс}} = E_e - m_e$ в этом случае практически совпадает с E_e . Видно, что вклад симметричной компоненты для ^{238}U в случае электроделения оказывается выше, чем в фотоделении этого же ядра. Авторы работы [89] качественно интерпретировали этот результат как проявление зависимости $Y_{\text{сим}}/Y_{\text{асим}}$ от средней энергии возбуждения ядра, которая согласно полученным данным должна быть выше при облучении электронами, чем γ -квантами. Поскольку в случае фотоделения возбуждение ядра происходит, как отмечалось выше, преимущественно посредством дипольного гигантского резонанса, полученные данные могут означать, что в электроделении существенную роль играют возбуждения, лежащие при более высоких энергиях, например изовекторный $E2$ -резонанс. При этом следует отметить, что спектр виртуальных фотонов более резко спадает с ростом энергии, чем спектр тормозных фотонов (см. рис. 2—5), поэтому если сечения поглощения для тормозных и виртуальных фотонов обусловлены только $E1$ -взаимодействием, то средняя энергия возбуждения в первом случае (при облучении тормозными фотонами) должна быть выше. Это противоречит зависимости, показанной на рис. 36. Очевидно, представляет большой интерес как уточнение приведенных выше экспериментальных данных, так и получение аналогичных результатов для более широкого круга ядер.

Из рис. 36 также можно видеть, что вклад симметричной компоненты для ядра ^{235}U выше, чем для ядра ^{238}U . Этот результат согласуется с данными, полученными в других ядерных реакциях, и подтверждает известные представления о роли оболочечных эффектов при формировании осколков деления [50].

Если обратиться к распределению средних кинетических энергий осколков деления ($\bar{E}_{\text{кин}}$), то различие в данных, обусловленное типом возбуждения (электроны или γ -кванты) также проявляется в экспериментах [90], хотя лежит в основном в пределах погрешностей измерений (рис. 37). На этом рисунке показаны зависимости $\bar{E}_{\text{кин}}$ и ширины распределения $\Delta\bar{E}_{\text{кин}}$ от массы тяжелого осколка для ядер

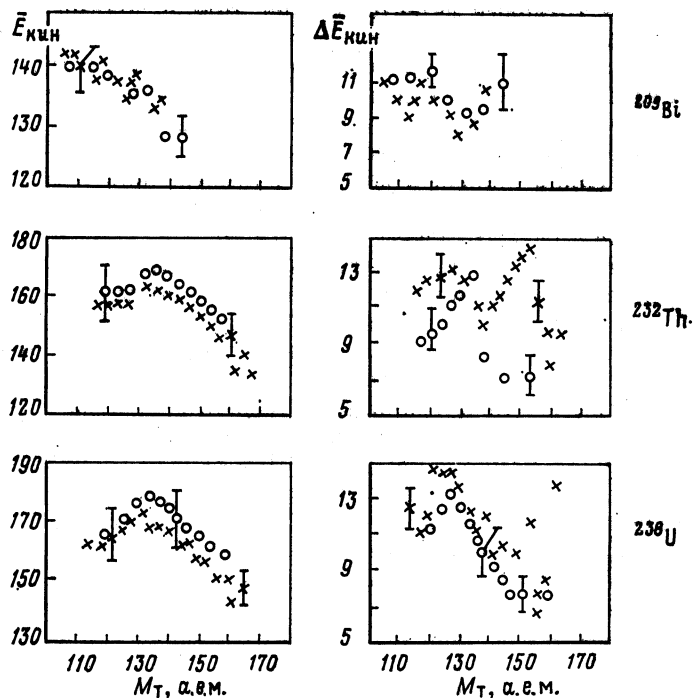


Рис. 37. Зависимость $\bar{E}_{\text{кин}}$ и $\Delta\bar{E}_{\text{кин}}$ от массы тяжелого осколка при делении ядер ^{209}Bi , ^{232}Th и ^{238}U :

○ — в реакции (γ, f) и × — в реакции (e, f)

^{209}Bi , ^{232}Th и ^{238}U , измеренные при $E_e = 120$ МэВ, в сравнении с данными, полученными на тормозном пучке с $E_{\gamma \text{ макс}} = 600$ МэВ [90, 92]. Видно, что $\bar{E}_{\text{кин}}$ для ^{238}Th и ^{238}U на 10 МэВ выше в случае электроделения по сравнению с фотоделением. Проведенное сравнение является довольно качественным из-за большого различия в E_e и $E_{\gamma \text{ макс}}$, однако оно является правомерным, поскольку основной вклад при этих энергиях, как упоминалось выше, вносят коллективные возбуждения (гигантские резонансы), лежащие при низких энергиях. Кроме того, большее значение $E_{\gamma \text{ макс}}$ соответствует большей величине средней энергии возбуждения ядра и увеличению вклада симметричного деления. В эксперименте, так же как и в случае измерения массовых распределений, наблюдается обратная зависимость.

Зависимость $E_{\text{кин}}$ от массы тяжелого осколка для ядер ^{235}U и ^{238}U для $E_e = 30, 50$ и 115 МэВ показана на рис. 38. Пунктиром проведена кривая, рассчитанная по модели жидкой капли. Эти данные получены в предположении, что массовые распределения аппроксимируются двумя гауссовскими кривыми, соответствующими симметричному и асимметричному делению [89].

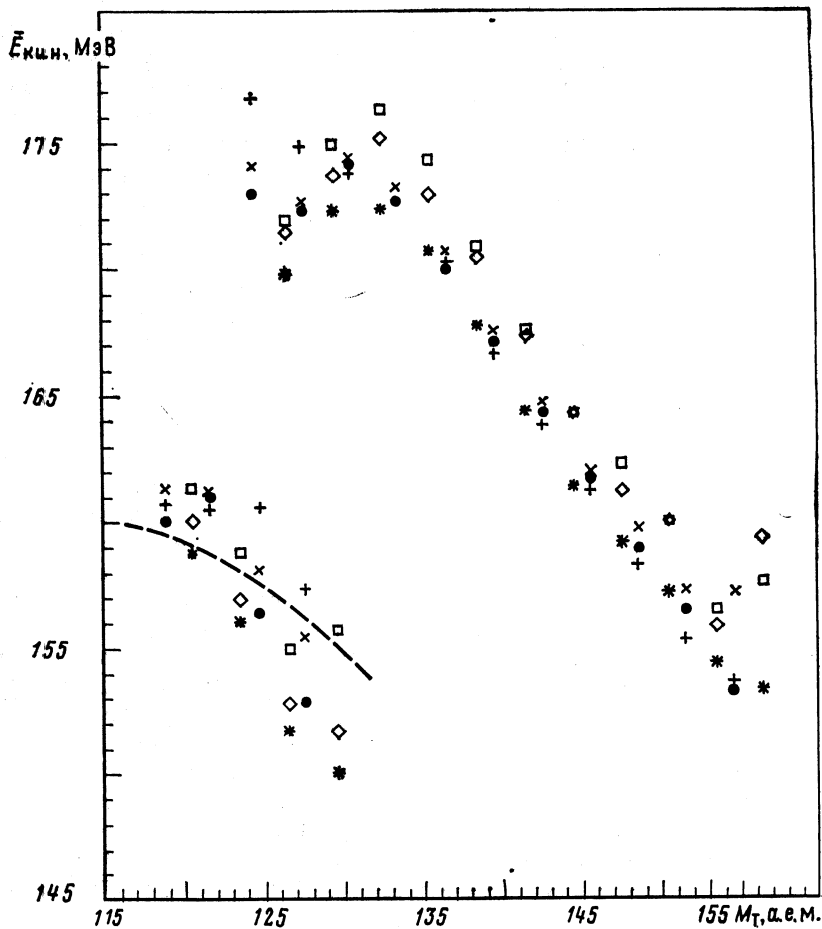


Рис. 38. Зависимость $\bar{E}_{кин}$ от массы тяжелого осколка для симметричного (вверху) и асимметричного (внизу) осколков деления:

^{235}U : ● — $E_0 = 30$ МэВ; + — 50 МэВ; × — 115 МэВ; ^{238}U : □ — $E_0 = 30$ МэВ; * — 50 МэВ; ◇ — 115 МэВ [90]

На основании имеющихся немногочисленных данных можно заключить, что наиболее интересным является вопрос о механизме увеличения вклада симметричной компоненты в процессе электроделения ядер с $Z \geq 90$. Связан ли этот механизм с возбуждением $E2$ -резонансов либо имеет другую природу, пока определенно сказать нельзя. Для этого прежде всего нужны новые экспериментальные данные.

10. БУДУЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

К настоящему времени качественно выяснены основные закономерности деления ядер фотонами и электронами промежуточных энергий. Основным методом анализа данных по сечениям электроделения остается метод виртуальных фотонов. Дальнейший прогресс в изучении деления будет определяться повышением точности эксперимента и, в не меньшей степени, качеством теории. Наиболее эффективным средством повышения точности будет служить использование квази-моноэнергетических фотонов, а также меченых фотонов, постановка корреляционных экспериментов по электроделению с регистрацией неупруго рассеянного электрона и осколка деления.

Среди перспективных проблем, наметившихся в последние годы в исследовании фото- и электроделения ядер, следует отметить изучение полных сечений фотопоглощения реальных и виртуальных фотонов в ядрах.

Важным направлением остается исследование гигантских мультипольных резонансов и их проявления в свойствах наблюдаемых распределений осколков деления. Большое значение имеют измерения массовых и энергетических распределений осколков деления ядер в широком диапазоне энергий γ -квантов и электронов.

Следует отметить актуальность изучения свойств спонтанно делящихся изомеров [93] в реакциях под действием электронов и γ -квантов, в частности в области промежуточных энергий. При этих энергиях вероятность образования изомеров слабо зависит от энергии возбуждения, поэтому, как отмечалось в [94], измерение выхода изомеров может существенно расширить возможности метода наведенной активности для исследования парциальных ядерных реакций. Периоды полураспада изомеров, известных в области ядер U, Np, Pu, Am, Cm, Bk, сильно различаются, поэтому различные изотопы могут легко идентифицироваться. Несмотря на относительно малый выход изомеров (10^{-4} — 10^{-6}) по отношению к мгновенному делению, регистрация запаздывающих осколков ведется в более простых фоновых условиях.

Большой интерес представляют работы по изучению гиперядер в реакциях под действием γ -квантов и электронов, начавшиеся в последние годы [96].

Очень перспективными являются эксперименты по фотоделению с использованием пучков поляризованных фотонов и ориентированных ядер. Информация, которая при этом будет получена, представит несомненный интерес как для физики деления, так и для физики электромагнитных взаимодействий тяжелых ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proc. of the Symp. on Perspectives in Electro-and Photo Nuclear Phys. Saclay, France, 1980.— Nucl. Phys., 1981, v. A358.
2. Forkman B., Schröder B.— Phys. Scripta, 1972, v. 5, p. 105.

3. Сорокин П. В. Труды II семинара. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М.: Наука, 1973, с. 348.
4. Раянок Ю. Н. Труды III семинара. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. М.: Наука, 1976, с. 195.
5. Раянок Ю. Н., Сорокин П. М. Ядерная физика, 1967, т. 5, № 3, с. 531.
6. Гришаев И. А., Ефимов В. П., Касилов В. И. и др. Укр. физ. журн., 1969, т. 14, № 11, с. 1817.
7. Moretto L. G., Gatti R. C. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 179, № 4, p. 1176.
8. Виноградов Ю. А., Касилов В. И., Лазарева Л. Е. и др. Ядерная физика, 1976, т. 24, № 4, с. 686.
9. Dalitz R. H., Yennie D. R.— Phys. Rev., 1957, v. 105, № 5, p. 1598.
10. Bergère R., Beil H., Carlos P. e.a.— Proc. of the IV Seminar. Electromagnetic Interaction of Nuclei at Low and Medium Energies. М.: Nauka, 1979, p. 200.
11. Джилаян Л. З., Кузнецов В. Д., Кучер Н. П. и др. Препринт ИЯТ АН СССР № П-0121. М., 1979.
12. Bellini V., Emma V., Nigro D. e.a.— Nuovo cimento, 1980, v. A55, № 11, p. 183.
13. Shiff L. I.— Phys. Rev., 1951, v. 83, p. 252.
14. Penfold A. S., Leiss J. E.— Ibid., 1959, v. 11, p. 1322.
15. Cook B. C.— Nucl. Instrum. and Method., 1963, v. 24, p. 256.
16. Crandford D. M., Coch R., Thies H. H. Ibid., 1973, v. 109, p. 573.
17. Tesch K.— Ibid., 1971, v. 95, p. 245.
18. Barber W. C.— Nucl. Phys., 1960, v. 18, p. 575.
19. Rødenberg R.— Z. Phys., 1962, v. 166, № 4, p. 439.
20. Sinna B. B., Goldemberg J.— Lett. Nuovo cimento, 1972, v. 5, p. 37.
21. Gargaro W. W., Onley D. S.— Phys. Rev. C, 1971, v. 4, № 4, p. 1032.
22. Sotovargas C. W., Onley D. S., Wright L. E.— Nucl. Phys., 1977, v. A288, p. 45.
23. Volynec E., Mascati C. e.a.— Ibid., 1975, v. A244, № 2, p. 205.
24. Barber W. C.— Phys. Rev., 1958, v. 111, № 6, p. 1642.
25. Shotter A. C.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. 371.
26. Helm R. H.— Phys. Rev., 1956, v. 104, № 5, p. 1466.
27. Rosen M., Raphael R., Uberall H.— Ibid., 1967, v. 164, № 4, p. 927.
28. Kuznetsov V. L., Nedorezov V. G., Nikitina N. V. e.a.— Nucl. Phys., 1982, v. A381, p. 472.
29. Bethe H. A., Pierls R. E.— Proc. Roy. Soc., 1935, v. A148, p. 136.
30. Metasiri T.— Nucl. Phys., 1970, v. A158, p. 433.
31. Wakuta Y., Sonoda M., Katase A. e.a.— J. Phys. Soc. Japan, 1969, v. 26, p. 852; 1972, v. 31, p. 12.
32. Carbonara F., de Carvalho H. G., Rinzivillo R. e.a.— Nucl. Phys., 1965, v. 73, p. 385.
33. Gindler J., Duffield R. B.— Phys. Rev., 1954, v. 94, p. 759.
34. Moretto P. S., Gatti R. P. e.a.— Ibid., 1969, v. 179, p. 1176.
35. Jungerman J. A., Steiner H. M.— Ibid., 1957, v. 106, p. 585.
36. Вартанелян Г. А., Демехина Н. А., Касилов В. И. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 65.
37. Касилов В. И., Раянок Ю. Н., Сорокин П. В. Там же, 1970, т. 11, с. 1324.
38. De Carvalho H. J., Cortini G. e.a.— Nuovo cimento, 1961, v. 19, p. 187.
39. Минарик Е. В., Новиков В. А.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, № 2, с. 241.
40. Александров Б. М., Кривохатский А. С., Кузнецов В. Л. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1165.
41. De Carvalho H. J., Martins C. B. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 14, № 17, p. 615.
42. Veyssiére A., Beil H., Bergère R. e.a.— Nucl. Phys., 1973, v. A199, p. 45.
43. Gurevich G. M., Lazareva L. E. e.a.— Ibid., 1976, v. A273, p. 326.
44. Айзенберг И., Грайнер В. Модели ядер и одночастичные движения. М.: Атомиздат, 1975.
45. Levinger J. S.— Phys. Lett., 1979, v. B82, p. 181.

46. Tavares O. A. P., Pinheiro J. D. e.a.— *Lett. Nuovo cimento*, 1980, v. 27, p. 358.
47. Smith I. L., Garvey J., Rutherglen e.a.— *Nucl. Phys.*, 1967, v. B1, p. 483.
48. Partovi F.— *Ann. Phys.*, 1964, v. 27, p. 79.
49. Armstrong T. A., Hogg W. R., Levis G. M. e.a.— *Phys. Rev.*, 1972, v. D5, p. 445.
50. Vanderbosh R., Huizenga J. B. *Nuclear Fission*. N. Y.—L.: Acad. Press, 1973.
51. Барашенков В. С., Жереги Ф. Г., Ильинов А. С. и др. Препринт P2-7702, ОИЯИ. Дубна, 1974.
52. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1972, с. 167.
53. Власенко В. Г., Гольштейн В. А. и др.— *Ядерная физика*, 1976, т. 23, с. 504.
54. Лебедев А. И. *Вопр. атомн. науки и техн. Сер. Общ. и ядерн. физ. Вып. 1 (1)*. Харьков: изд. ХФТИ, 1978, с. 33.
55. Nix J. R., Sassi E.— *Nucl. Phys.*, 1960, v. 81, № 2, p. 61.
56. Андроненко Л. Н., Вайшкене Л. А. и др.— *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, № 12, с. 618.
57. Гани А. В., Назарова Т. С., Нога В. И. и др.— *Ядерная физика*, 1979, т. 30, № 3, с. 876.
58. Metasiri T., Johansson S. A.— *Nucl. Phys.*, 1971, v. A167, № 1, p. 97.
59. Emma V., Lo Nigro S. e.a.— *Lett. Nuovo cimento*, 1971, v. 2, p. 274.
60. Митрофанова А. В., Ранюк Ю. Н., Сорокин П. В.— *Ядерная физика*, 1967, т. 6, с. 703.
61. Pate B. D., Peter J.— *Nucl. Phys.*, 1974, v. A173, p. 320.
62. Kiely F. M., Pate B. D. e.a.— *Z. Phys.*, 1976, v. A279, p. 331.
63. Nascimento I. C., Volynec E. e.a.— *Nucl. Phys.*, 1975, v. A246, № 1, p. 210.
64. Kneissl U., Kuhl C. e.a.— *Ibid.*, 1976, v. A256, № 1, p. 11.
65. Volynec E. Preprint. Inst. de Fizica, n. IFUSP/271, Sao Paulo, Brazil, 1981.
66. Kneissl U., Kuhl G. e.a.— *Phys. Lett.*, 1974, v. 49B, p. 440.
67. Herring D. F., Nascimento I. C. e.a.— *Phys. Rev.*, 1965, v. 139, p. 562.
68. Kuhl G., Kneissl U. e.a.— *Nucl. Phys.*, 1972, v. A195, v. 139, p. 559.
69. Arruda Neto J. D. T., Herdade S. B. e.a.— *Phys. Rev.*, 1976, v. C14, p. 1499.
70. Arruda Neto J. D. T., Berman B. L.— *Nucl. Phys.*, 1980, v. A349, p. 483.
71. Van der Plicht J., Haraken M. N. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1188.
72. Bertrand F. E., Beene J. R., Bemis C. E. e.a.— *Phys. Lett.*, 1981, v. 99B, p. 213.
73. Shotter A. C. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 569.
74. Vad Bibber K., Countryman P. e.a.— *Lect. Notes Phys.*, 1982, v. 158, p. 278.
75. Stroehel H., Fischer R. D., Drezler J. e.a.— *Nucl. Phys.*, 1982, v. A378, p. 237.
76. Blin A. H., Wolschin C.— *Phys. Lett.*, 1982, v. 112B, p. 2.
77. Shotter A. C. e.a.— *Nucl. Phys.*, 1977, v. A290, p. 55.
78. Кузнецов В. Л., Недорезов В. Г., Никитина Н. В. и др.— *Укр. физ. журн.*, 1981, т. 26, № 1, с. 113.
79. Кузнецов В. Л., Недорезов В. Г., Никитина Н. В. и др.— *Ядерная физика*, 1979, т. 6, с. 1515.
80. Ранюк Ю. Н., Сорокин П. В., Санин В. М.— *Укр. физ. журн.*, 1969, т. 14, № 3, с. 409.
81. Turck D., Ziga W., Clerck H. G.— *Phys. Lett.*, 1974, v. 49B, № 4, p. 335.
82. Turck D. e.a.— *Ibid.*, 1976, v. 63B, № 3, p. 283.
83. Kernohan A., Drake T. E. e.a.— *Phys. Rev.*, 1977, v. 16C, № 1, p. 239.

84. Arruda Neto J. D. T., Vannucci M. F. V. M. e.a.— Ibid., 1982, v. 25, № 3, p. 1689.
85. Kroon I., Forkman B.— Nucl. Phys., 1972, v. A179, № 1, p. 141.
86. Касилов В. И., Мирофанова А. В., Равюк Ю. Н., Сорокин П. В.— Ядерная физика, 1972, т. 15, № 3, с. 406.
87. Котов А. А., Семенчук Г. Г., Солякин Г. Е. Препринт ЛИЯФ им. Б. П. Константинова. Ленинград: ЛИЯФ, 1975.
88. Arruda Neto J. D. T., Herdade S. V., Nascimento I. C.— Nucl. Phys., 1980, v. A334, p. 297.
89. Shotter A. C., Reid J. M., Hendry J. M. e.a.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1976, v. 2, № 10, p. 769.
90. Mc George J. C., Shotter A. C., Brandford D., Reid J. M.— Nucl. Phys., 1979, v. A326, p. 108.
91. Aschenbach J., Fiedler G., Konecny E.— Ibid., 1976, v. A260, p. 287.
92. Arescong M., Gustafsson H. A. e.a.— Z. Phys., 1977, v. A282, p. 333.
93. Недорезов В. Г., Поликанов С. М.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 374.
94. Александров Б. М., Виноградов Ю. А., Запечалов В. А. и др.— Атомная энергия, 1974, т. 2, с. 154.
95. Aschenbach J., Haag R., Krieger H.— Z. Phys., 1979, v. A292, p. 285.
96. Инопин В. Е., Нога В. И., Пашук С. А. и др.— Вопросы атомн. науки и техн. Сер. Общ. и ядерн. физ. Вып. 1 (19). Харьков, 1982, с. 80.