

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ($n, \gamma f$)-РЕАКЦИИ

О. А. Щербаков

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
АН СССР, Гатчина

Дан обзор экспериментальных методов и результатов исследований ($n, \gamma f$)-реакции. Приведены также теоретические оценки вероятности этой реакции для некоторых тяжелых ядер.

Experimental methods and results of ($n, \gamma f$)-reaction studies are reviewed, as well as the theoretical evaluations of the probability of this reaction for some heavy nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

В 1965 г. Ставинский и Шекер [1], а также Линн [2] показали, что для компаунд-состояний, образующихся при взаимодействии медленных нейтронов с тяжелым ядром, помимо рассеяния, радиационного захвата и деления теоретически возможно существование еще одного способа девозбуждения, а именно — двухступенчатой ($n, \gamma f$)-реакции, когда деление происходит после предварительного испускания одного или нескольких γ -квантов. Схема такой реакции приведена на рис. 1. Интересной чертой ($n, \gamma f$)-реакции является то, что образующееся после γ -перехода промежуточное компаунд-состояние может оказаться выше соответствующего ему порога деления даже в том случае, когда исходное компаунд-состояние было ниже связанного с ним порога деления. В такой ситуации деление может наблюдаться в резонансной области энергий для резонансов, у которых ширина прямого деления практически равна нулю.

Исследования ($n, \gamma f$)-реакции представляют интерес прежде всего для физики деления ядер, поскольку они могут дать информацию о высоте и структуре барьеров деления, о спектре переходных состояний над барьером и степени их демпфирования, характеризующего связь коллективной моды движения нуклонов в ядре и внутренних степеней свободы (возбуждение квазичастиц и дырок). Знание закономерностей ($n, \gamma f$)-реакции необходимо для решения и такой интересной проблемы физики деления, как влияние квантовых характеристик возбужденных состояний делящегося ядра на свойства продуктов деления.

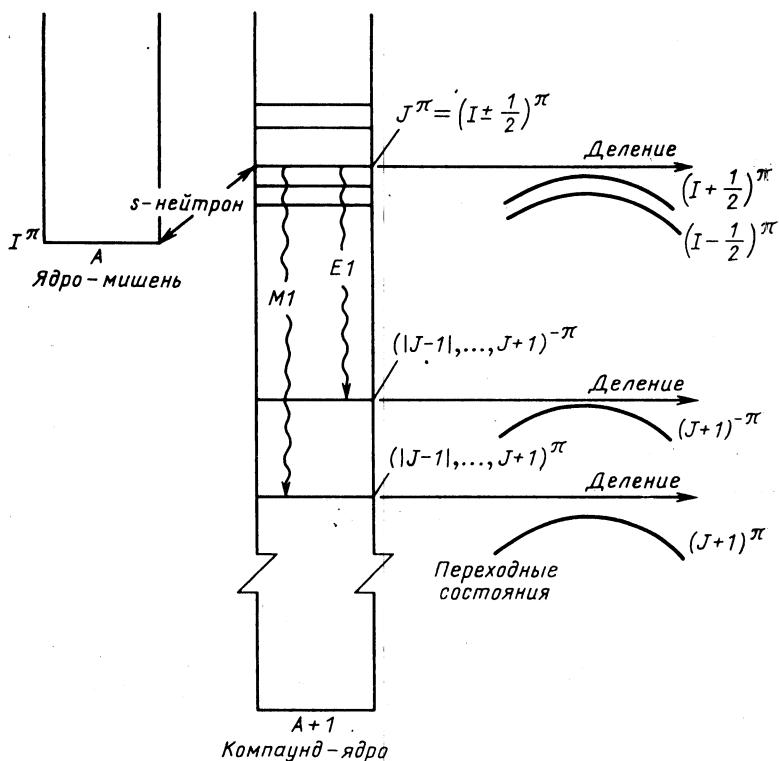


Рис. 1. Схема (n, γ) -реакции [2]. С помощью парабол показаны переходные (самые нижние) состояния в седловой точке барьера деления

Кроме того, исследования (n, γ) -реакции представляют собой один из немногих способов изучения γ -переходов между высоковозбужденными состояниями тяжелых ядер. Структура таких состояний, к которым относятся и нейтронные резонансы, очень сложна. По мере накопления экспериментальных данных, наряду с традиционно используемой для их описания статистической моделью, в последние годы успешно развивается квазичастично-фононная модель ядра [3]. Волновые функции состояний в этой модели представляются в виде разложения по числу квазичастиц. Экспериментальные данные о многочастичных компонентах волновых функций высоковозбужденных состояний в настоящее время практически отсутствуют. С этой точки зрения исследования предельных γ -переходов между высоковозбужденными состояниями, в волновые функции которых основной вклад дают именно многокварзичастичные компоненты, могут быть важным источником информации.

С практической точки зрения учет $(n, \gamma f)$ -реакции необходим при оценке таких ядерно-физических констант, как сечения деления и радиационного захвата нейтрона, используемых при расчетах ядерных реакторов.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТИ $(n, \gamma f)$ -РЕАКЦИИ

Первой публикацией о $(n, \gamma f)$ -реакции была теоретическая работа Ставинского и Шекера [1], в которой оценка вероятности этой реакции для некоторых делящихся ядер сделана при следующих предположениях:

1) в радиационных переходах доминирует дипольное излучение, причем вклады $E1$ - и $M1$ -переходов равны;

2) определяющие вероятность γ -переходов матричные элементы являются постоянными;

3) деление возможно только после испускания первого γ -кванта и маловероятно после последующих γ -переходов;

4) энергетическая зависимость плотности уровней определяется простым законом с постоянной температурой

$$\rho(E) \sim \exp(-E/T). \quad (1)$$

Кроме того, в соответствии с принятой в работе упрощенной схемой возбужденных состояний четно-четных компаунд-ядер в седловой точке одностороннего барьера деления предполагалось, что самые нижние уровни положительной четности расположены на 1,6 МэВ ниже, а уровни отрицательной четности на 1 МэВ ниже энергии возбуждения.

Были получены следующие оценки ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$:

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} \simeq \begin{cases} 0,5\bar{\Gamma}_{\gamma}, & {}^{233}\text{U} \text{ и } {}^{239}\text{Pu}; \\ 0,3\bar{\Gamma}_{\gamma}, & {}^{235}\text{U}. \end{cases}$$

Таким образом, оказалось, что вероятность $(n, \gamma f)$ -реакции сравнима с вероятностью радиационного захвата. Это обстоятельство натолкнуло авторов работы [1] на мысль о том, что деление компаунд-ядер ${}^{234}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$ и ${}^{240}\text{Pu}$ идет соответственно через состояния 3^+ , 4^- и 1^+ только после предварительного испускания γ -кванта, тогда как для резонансов с другим возможным значением спина (соответственно 2^+ , 3^- и 0^+) преобладает прямое деление. Отсюда следует, что наблюдаемым в экспериментах двум типам нейтронных резонансов (с $\bar{\Gamma}_{\gamma}/\bar{\Gamma}_f \simeq 1$ и $\bar{\Gamma}_{\gamma}/\bar{\Gamma}_f \ll 1$) должны соответствовать состояния с разными J^{π} . Исходя из этого, Ставинский и Шекер предложили метод экспериментальной проверки существования $(n, \gamma f)$ -реакции — измерение и сравнение угловых распределений осколков деления для резонансов с разными J^{π} . К сожалению, эксперименты такого типа до сих пор не проводились.

В работе Линна [2] также были вычислены ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для некоторых делящихся ядер (^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu , ^{241}Pu). Полученные им значения являются более реалистичными оценками вероятности ($n, \gamma f$)-реакции, поскольку:

1) на основании результатов анализа спектров γ -квантов радиационного захвата нейтронов тяжелыми ядрами матричные элементы γ -переходов вычислялись по модели гигантского дипольного резонанса (в лоренцевой форме):

$$M(E_\gamma) \sim \frac{\Gamma_G E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + (\Gamma_G E_\gamma)^2}; \quad (2)$$

2) для плотности уровней вместо закона с постоянной температурой использовалась модель Ньютона.

В работе Линна получены следующие оценки ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$:

^{235}U :	$\bar{\Gamma}_{\gamma f} \simeq \left\{ \begin{array}{l} 3 \text{ мэВ, } 3^- \text{-резонансы} \\ 1,5 \text{ мэВ, } 4^- \text{-резонансы} \end{array} \right\}$	}	Учитывались только $E1$ -переходы, вклад $M1$ - переходов считался пренебрежимо малым
^{239}Pu :	$\bar{\Gamma}_{\gamma f} \simeq \left\{ \begin{array}{l} 3 \text{ мэВ } (1^+) \\ 4 \div 7 \text{ мэВ } (0^+) \end{array} \right\}$		
^{233}U , ^{241}Pu :	$\bar{\Gamma}_{\gamma f} \simeq 3 \text{ мэВ}$		

Здесь уместно заметить, что имевшиеся ко времени публикации работ [1, 2] экспериментальные данные свидетельствовали в пользу оценок Линна, тогда как оценки Ставинского и Шекера представлялись завышенными. Действительно, для большого числа 4^- -резонансов ^{235}U минимальная наблюдаемая делительная ширина составляла 2—3 мэВ, а для 1^+ -резонанса ^{239}Pu — 4 мэВ. Наблюдаемая в эксперименте делительная ширина резонансов является суммой двух слагаемых $\Gamma_f = \Gamma_{\gamma f} + \Gamma_{fd}$, где Γ_{fd} — сильно флуктуирующая ширина, соответствующая прямому делению (т. е. без предварительного испускания γ -кванта). Ширина $\Gamma_{\gamma f}$ есть постоянная (слабо флуктуирующая) от резонанса к резонансу величина, поскольку она является суммой большого числа независимых вкладов (так же как и Γ_γ — радиационная ширина). Таким образом, наблюдаемая в эксперименте минимальная делительная ширина $\Gamma_f(\text{min}) \geq \Gamma_{\gamma f}$, т. е. определяет верхний предел ширины ($n, \gamma f$)-реакции.

Указанное обстоятельство дает простой способ экспериментальной оценки ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$, использование которого, однако, эффективно только в ограниченном числе случаев, поскольку: во-первых, именно резонансы с минимальными делительными ширинами измеряются с наибольшими погрешностями и могут вообще оказаться в числе пропущенных уровней; во-вторых, средняя делительная

ширина может быть настолько большой, что ($n, \gamma f$)-реакция не будет вносить значимого вклада в статистику делительных ширин (как это и наблюдается для 3^- -резонансов ^{235}U и 0^+ -резонансов ^{239}Pu , а также в случае ^{233}U и ^{241}Pu).

Работы [1, 2] были первыми, и именно они явились отправной точкой для последующих экспериментальных и теоретических исследований ($n, \gamma f$)-реакции.

2. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТИ ($n, \gamma f$)-РЕАКЦИИ

После появления теоретических работ [1, 2] рядом авторов были предприняты попытки получить экспериментальное подтверждение существования ($n, \gamma f$)-реакции, основанные главным образом на анализе делительных ширин резонансов. Первой заявкой на такого рода экспериментальное (косвенное) обнаружение ($n, \gamma f$)-реакции явилась работа Боумана и др. [4], в которой было рассмотрено распределение делительных ширин 10 резонансов ^{238}Pu в области энергии нейтронов ниже 122 эВ. Для оценки числа эффективных каналов деления авторы использовали формулу Уилетса [5]:

$$v_{\text{eff}} = \frac{2 \langle \Gamma_f \rangle^2}{\langle \Gamma_f^2 \rangle - \langle \Gamma_f \rangle^2}. \quad (3)$$

При двух вариантах расчета ($\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$, так как $\Gamma_f \ll \Gamma_\gamma$ и $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$) было получено соответственно $v_{\text{eff}} = 7 \pm 1,7$ и $v_{\text{eff}} = 6 \pm 1,5$. Столь большое число эффективных каналов деления (т. е. малая дисперсия распределения делительных ширин) для ^{238}Pu значительно выше аналогичных величин, рассчитанных авторами по формуле (3) для $^{232}, ^{233}, ^{235}\text{U}$, $^{239}, ^{241}\text{Pu}$ и ^{241}Am ($v_{\text{eff}} \leq 2$). На основании этого факта в [4] сделан вывод о том, что при делении ядра ^{238}Pu медленными нейтронами имеет место ($n, \gamma f$)-реакция. К такому же выводу авторы этой работы пришли при рассмотрении результатов измерения сечений σ_f и σ_γ для ^{240}Pu на нейтронах ядерного взрыва, где было обнаружено постоянство отношения Γ_f/Γ_γ в области энергии нейтронов ниже 200 эВ. Поскольку значение Γ_γ постоянно, постоянство Γ_f/Γ_γ означает малые флуктуации Γ_f и, следовательно, большое v_{eff} и присутствие ($n, \gamma f$)-реакции в подпороговом делении ^{240}Pu . Заявляя об обнаружении ($n, \gamma f$)-реакции на ^{238}Pu , Боуман и другие не могли не отметить, что результаты их анализа сильно зависят от объема используемого статистического материала и его качества (экспериментальных погрешностей).

Ненадежность использованного Боуманом и другими метода обнаружения ($n, \gamma f$)-реакции и ошибочность их вывода в случае деления ^{238}Pu были продемонстрированы в работе П. Е. Воротникова и Г. А. Отрощенко [6]. Они сравнили интегральные распределения Γ_f/Γ_f для ^{238}Pu и для ^{239}Pu (15 резонансов с $J^\pi = 1^+$ и ^{235}U (18 резо-

нансов с пониженным выходом симметричных осколков). Как видно из рис. 2, все распределения близки к χ^2 -распределению с $\nu = 5$, а оценка по формуле Уилетса дает $\nu_{\text{eff}} = 6 \pm 1,5$ (^{238}Pu), $4,8 \pm 1,2$ (^{235}U) и $4,3 \pm 1,2$ (^{239}Pu). Таким образом, подвергнут сомнению основной результат анализа Боумана и других — аномально узкое распределение делительных ширин резонансов ^{238}Pu , а значит — и вывод о существовании $(n, \gamma f)$ -реакции на этом ядре.

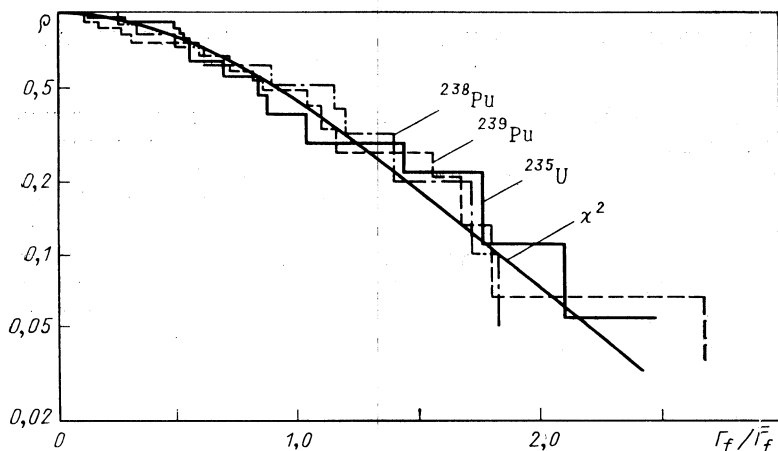


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные распределения делительных ширин для различных изотопов [6]

Прежде чем перейти к рассмотрению следующей работы, следует заметить, что оценка по формуле (3) величины ν_{eff} для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{238}Pu с использованием данных последнего издания Атласа BNL-325 [7] дает следующие значения:

- ^{238}Pu : $\nu_{\text{eff}} = 4,8 \pm 1,1$ (10 резонансов, $E_n < 123$ эВ),
 $\nu_{\text{eff}} = 0,8 \pm 0,1$ (49 резонансов, $E_n < 500$ эВ);
- ^{239}Pu : $\nu_{\text{eff}} = 1,4 \pm 0,2$ (113 1^+ -резонансов, $E_n < 660$ эВ),
 $\nu_{\text{eff}} = 1,4 \pm 0,2$ (47 0^+ -резонансов, $E_n < 660$ эВ);
- ^{235}U : $\nu_{\text{eff}} = 2,5 \pm 0,2$ (106 4^- -резонансов, $E_n < 100$ эВ),
 $\nu_{\text{eff}} = 2,8 \pm 0,2$ (88 3^- -резонансов, $E_n < 100$ эВ).

Приведенные значения ν_{eff} также опровергают результаты анализа Боумана и других и их вывод об обнаружении $(n, \gamma f)$ -реакции при делении ^{238}Pu медленными нейтронами.

В работе Ванденбоша [8] из анализа данных по анизотропии фотоделения ^{239}Pu были определены положение и кривизна самых нижних барьеров деления с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$. Предположив, что в первичных γ -переходах присутствует только $E1$ -излучение (так как именно оно приводит к промежуточным компаунд-состояниям с $K^\pi = 1/2$ и $3/2^-$), и взяв форму спектра γ -квантов в соответствии

с работой Линна [2], Ванденбош получил $\bar{\Gamma}_{\gamma f} \approx 1$ мэВ. Полученное им значение ширины ($n, \gamma f$)-реакции находится в хорошем согласии с минимальной наблюдаемой шириной $\Gamma_f = 1,2$ мэВ для резонанса 2,91 эВ, приведенной в работе Боумана и других, что послужило для автора веским аргументом в пользу правильности полученной им оценки ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$.

Интересный метод оценки вклада ($n, \gamma f$)-реакции в полную делительную ширину был предложен в работах А. А. Лукьянова и М. О. Шекера [9, 10]. Метод основан на использовании обобщенного распределения Портера — Томаса [11] при анализе распределения делительных ширин, что позволяет учитывать произвольный относительный вклад различных каналов деления в среднюю ширину. В результате статистического анализа экспериментальных данных по делительным ширинам ^{235}U [12] они получили [9]: $\bar{\Gamma}_f(4^-) = 25$ мэВ, $\bar{\Gamma}_f(3^-) = 100$ мэВ, $\nu(4^-) \approx 6$, $\nu(3^-) \approx 14$, причем для системы уровней с $J^\pi = 4^-$ вклад различных каналов считался равновероятным, а для $J^\pi = 3^-$ 70 % делительной ширины относятся к двум каналам прямого деления, а остальные 30 % авторы приписали 12 равновероятным каналам, соответствующим ($n, \gamma f$)-реакции. При этом авторы отметили, что результаты их анализа для числа каналов деления и их относительного вклада сильно зависят от структуры экспериментальной гистограммы распределения делительных ширин. Подтверждением являются результаты другой работы [10] этих же авторов, где для того же ядра ^{235}U , но на другом статистическом материале получен иной набор параметров.

Таким образом, заканчивая рассмотрение ранних работ, в которых были получены косвенные доказательства и оценки вероятности ($n, \gamma f$)-реакции на основе анализа делительных ширин резонансов, следует отметить, что эти работы не дали однозначного ответа на вопрос о существовании ($n, \gamma f$)-реакции, а полученные оценки ее вероятности оказались неверными, главным образом из-за ограниченности использованных экспериментальных данных.

3. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ($n, \gamma f$)-РЕАКЦИИ

Рассматриваемые ниже экспериментальные методики основаны на регистрации мгновенных γ -квантов и вторичных быстрых нейтронов деления.

Если наряду с прямым делением существует ($n, \gamma f$)-реакция, то наблюдаемые в эксперименте γ -кванты деления являются проявлением суммы этих двух механизмов. Гамма-кванты из осколков деления испускаются в основном на последней стадии их девозбуждения, после испускания вторичных нейтронов. Поэтому можно предположить, что энергия возбуждения компаунд-ядра слабо влияет на

такие характеристики деления, как множественность и форма спектра γ -квантов из осколков. И хотя само по себе это предположение нуждается в экспериментальной проверке, оно дает метод обнаружения и оценки вероятности $(n, \gamma f)$ -реакции путем измерения вариаций множественности и полной энергии γ -квантов деления.

Что же касается вторичных нейтронов деления, то зависимость их множественности от энергии возбуждения хорошо известна из измерений с быстрыми нейтронами. Можно допустить, что уменьшение энергии компаунд-ядра после испускания преддельительного γ -кванта приведет к уменьшению множественности вторичных нейтронов. При таких предположениях для множественности γ -квантов деления ν_γ и их полной энергии E'_γ , а также множественности нейтронов деления ν_n , в случае существования $(n, \gamma f)$ -реакции, можно записать следующие соотношения:

$$\nu_\gamma = \bar{\nu}_{\gamma 0} + \frac{\bar{\Gamma}_{\gamma f}}{\Gamma_f} \bar{\nu}_{\gamma f}, \quad E'_\gamma = \bar{E}'_{\gamma 0} + \frac{\bar{\Gamma}_{\gamma f}}{\Gamma_f} \bar{E}'_{\gamma f}, \quad \nu_n = \bar{\nu}_{n 0} - \frac{\bar{\Gamma}_{\gamma f}}{\Gamma_f} \left(\frac{\partial \nu_n}{\partial E^*} \right) \bar{E}'_{\gamma f}, \quad (4)$$

где $\bar{\nu}_{\gamma f}$ и $\bar{E}'_{\gamma f}$ — средняя множественность и средняя энергия преддельительных γ -квантов; $\bar{\nu}_{\gamma 0}$, $\bar{E}'_{\gamma 0}$, $\bar{\nu}_{n 0}$ — соответственно средние множественность и полная энергия γ -квантов деления, множественность вторичных нейтронов деления в отсутствие $(n, \gamma f)$ -реакции; Γ_f , $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ — полная делительная ширина и ширина $(n, \gamma f)$ -реакции.

Очевидно, что измерение вариаций величин ν_γ , E'_γ и ν_n имеет смысл проводить для изолированных нейтронных резонансов с известными спином и четностью. В этом случае величины $\bar{\nu}_{\gamma 0}$, $\bar{E}'_{\gamma 0}$ и $\bar{\nu}_{n 0}$ есть средние по совокупности измеренных резонансов, соответствующие прямому делению. Из соотношений (4) видно, что при существовании $(n, \gamma f)$ -реакции должны наблюдаться корреляции величин ν_γ , E'_γ и ν_n с обратной делительной шириной резонансов Γ_f^{-1} , при этом величины ν_γ и E'_γ будут антикоррелировать с величиной ν_n . Именно такие корреляции и используются чаще всего для обнаружения и исследования $(n, \gamma f)$ -реакции.

Первым экспериментом по исследованию $(n, \gamma f)$ -реакции с помощью метода множественности явилась работа Г.З. Боруховича, Г. А. Петрова и др. [13], выполненная на реакторе ИБР-30 в Дубне. В этом эксперименте одновременно измерялись времяпролетные спектры выходов осколков деления ^{235}U без совпадений и в совпадениях с γ -квантами, причем использовался метод тройных $f\gamma\gamma$ -совпадений. Информацию о множественности γ -квантов деления в этом случае дает отношение площадей под соответствующими резонансами: $\beta = (\sum N_{f,\gamma\gamma} / \sum N_f) \sim \nu_\gamma (\nu_\gamma - 1)$. Осколки деления регистрировались ионизационной камерой, а γ -кванты — сцинтилляционным спектрометром с четырьмя кристаллами NaI (Tl), геометрическая эффективность каждого из которых составляла 4—5%. Нижний порог регистрации γ -квантов составлял 400 кэВ, а верхний — 2,4

МэВ для суммы энергий двух совпадающих γ -квантов. Такой диапазон регистрации соответствовал ожидаемым энергиям γ -квантов из (n, γ)-реакции [1, 2].

Другой группой на этой же установке были выполнены измерения вариаций множественности γ -квантов деления ^{239}Pu [14]. В этом эксперименте использовался также дополнительный режим, в котором регистрировались только γ -кванты с суммарной энергией выше

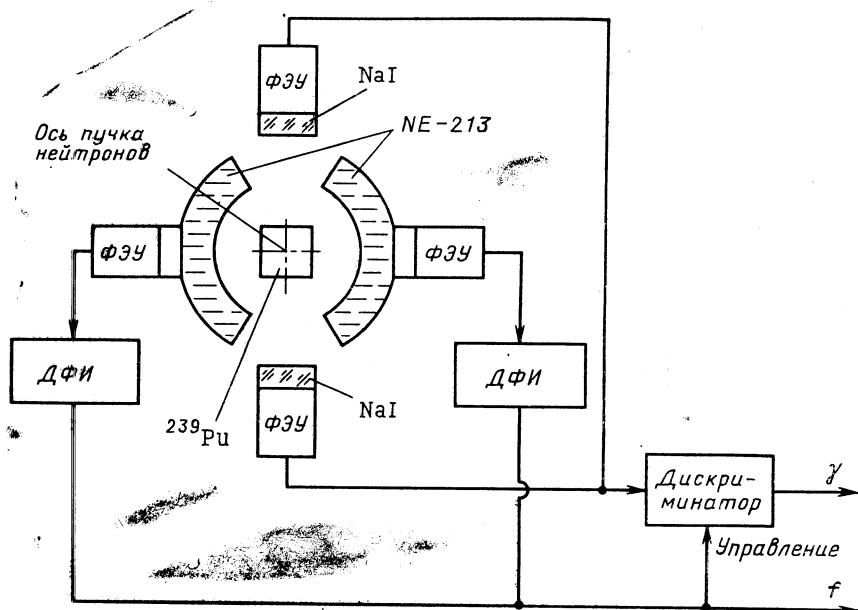


Рис. 3. Схема экспериментального устройства в Сакле [15] для измерения множественности γ -квантов деления (ДФИ — дискриминатор формы импульса)

2,5 МэВ, т. е. с большой надежностью регистрировалось прямое деление. В обеих работах анализ полученных экспериментальных данных позволил авторам сделать оценку разностей ширин (n, γ)-реакции для двух спиновых систем резонансов ^{235}U и ^{239}Pu . Недостатком рассмотренного метода является то, что вклад (n, γ)-реакции невозможно обнаружить в том случае, когда он примерно одинаков для двух спиновых состояний, хотя и относительно велик.

Метод множественности, в котором для регистрации γ -квантов применяются NaI (Тl)-детекторы, использовался для исследования (n, γ)-реакции рядом других авторов. Так, в работе, выполненной Рябовым и др. [15, 16] на линейном ускорителе электронов в Сакле, были измерены вариации множественности γ -квантов деления ^{239}Pu . Схема этого эксперимента показана на рис. 3.

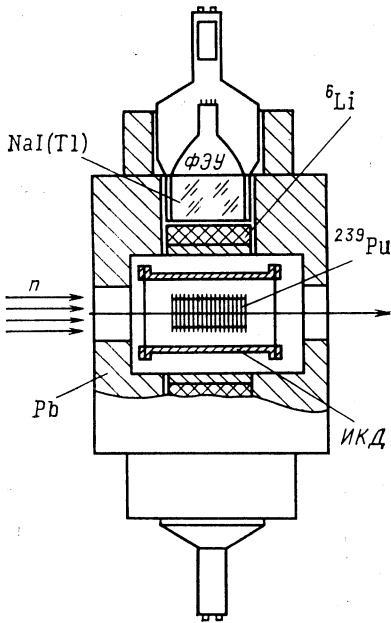


Рис. 4. Схема установки для измерения множественности γ -квантов деления на спектрометре ГНЕЙС [18, 19]

Авторами работы [15] использовался обычный способ двойных $f\gamma$ -совпадений, причем акты деления регистрировались с высокой эффективностью по вторичным нейтронам деления с помощью жидкостного сцинтиллятора NE-213. Гамма-кванты регистрировались двумя NaI (Tl)-детекторами с достаточно низкой эффективностью регистрации $\epsilon_\gamma \approx 2\%$ ($E_\gamma = 1$ МэВ), что позволяет избежать эффектов одновременной регистрации двух и более γ -квантов в кристалле.

При таком методе измерений отношение скоростей счета совпадений «осколок — γ -квант» и осколков деления является величиной,

непосредственно связанной с множественностью γ -квантов деления:

$$\beta = \frac{N_{f\gamma}}{N_f} = \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} \epsilon_\gamma(E_\gamma) \nu_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (5)$$

т. е. соответствует истинной множественности ν_γ , взвешенной с помощью энергетической зависимости эффективности детектора γ -квантов. Поэтому наблюдаемые в эксперименте вариации значения β отражают вариации ν_γ или спектра γ -квантов, а в принципе — и того и другого одновременно. Авторы этой работы обнаружили большие вариации величины ν_γ от резонанса к резонансу, коррелирующие с вариациями ν_n и E'_γ , а также с делительной шириной резонансов Γ_f . Из анализа таких корреляций была определена ширина $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для 1^+ -резонансов ^{239}Pu .

На нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС в Гатчине Боруховичем и другими были проведены измерения множественности γ -квантов деления ^{235}U и ^{239}Pu [17—19] в резонансной области энергии нейтронов ниже 300 эВ. Регистрация осколков деления осуществлялась с помощью многосекционных ионизационных камер (рис. 4), а γ -кванты регистрировались двумя детекторами NaI(Tl), которые при нижнем пороге регистрации 500 кэВ имели эффективность не более 2%. Фон случайных совпадений, который определяется в основном γ -квантами радиационного захвата и значителен для резонансов с малыми делительными ширинами, измерялся с по-

мощностью метода задержанных совпадений. Из анализа обнаруженных корреляций множественности γ -квантов деления и обратной делительной ширины Γ_f^{-1} в этих работах были даны оценки ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для 4-резонансов ^{235}U [17, 19] и 1⁺-резонансов ^{239}Pu [18, 19].

Помимо измерений множественности большой интерес представляют измерения полной энергии γ -квантов деления и ее вариаций в резонансной области энергий. Первым экспериментом такого типа явилась работа Шаклтона и др. [20], выполненная в Сакле. Акты деления в этом эксперименте регистрировались с помощью ионизационной камеры, а для регистрации и измерения энергии γ -квантов

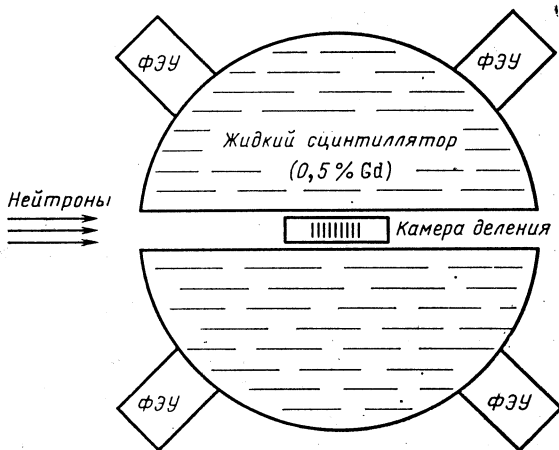


Рис. 5. Схема установки для измерения множественности нейтронов и полной энергии γ -квантов деления в Сакле [21, 23]

использовался большой жидкостный сцинтилляционный детектор (БЖСД) объемом 520 л (рис. 5). Разделение импульсов от γ -квантов и импульсов, связанных со вторичными нейтронами деления, осуществлялось по времени задержки, поскольку нейтроны регистрировались БЖСД главным образом после их замедления на протонах сцинтиллятора. При этом замедленные нейтроны захватываются в основном на ядрах Gd, содержащихся в сцинтилляторе в количестве $\approx 0,5\%$. Небольшая поправка на эффект регистрации нейтронов в γ -канале (за счет быстрых протонов отдачи) вносилась в процессе обработки экспериментальных данных.

В [20—26] приведены результаты измерения вариаций E'_γ для резонансов ^{239}Pu . Данные аналогичных измерений для ^{235}U содержатся в [22—26] и для ^{241}Pu — в [26—28]. Эти эксперименты подтвердили наличие корреляции полной энергии γ -квантов деления E'_γ с обратной делительной шириной Γ_f^{-1} и множественностью γ -квантов ν_γ , а также антикорреляцию E'_γ и множественности нейтронов деления ν_n .

Другой метод измерения вариаций E'_γ был использован Вестоном и Тоддом в работе [29], выполненной на ускорителе ORELA в Ок-Ридже. Осколки деления в этом эксперименте регистрировались ионизационной камерой, а для регистрации γ -квантов деления ^{239}Pu использовались два безводородных (C_6F_6) жидкостных сцинтилляционных детекторы небольших размеров ($\varnothing = 100$ мм, $H = 50$ мм). Для того чтобы эффективность регистрации γ -квантов была пропорциональна их энергии, детекторы работали в режиме амплитудного взвешивания [30]. При этом полная эффективность регистрации таким детектором каскада γ -квантов пропорциональна полной энергии, уносимой этим каскадом. Работа Вестона и Тодда также продемонстрировала наличие сильной корреляции E'_γ и Γ_f^{-1} , свидетельствующей о проявлении ($n, \gamma f$)-реакции в резонансах ^{239}Pu с малой делительной шириной.

Для делящихся ядер ^{235}U и ^{239}Pu из трех величин ν_γ , E'_γ и ν_n наиболее тщательно была измерена последняя — множественность вторичных нейтронов деления. Первые ее измерения для ^{239}Pu [31—34] в резонансной области энергии налетающих нейтронов, выполненные разными группами по различающимся методикам (в основном с использованием БЖСД), дали плохо согласующиеся между собой результаты.

Так, например, вариации ν_n в зависимости от спина резонансов, измеренные в Дубне [31] и в РПИ (США) [32], оказались прямо противоположными по знаку. Создававшаяся к началу 70-х годов ситуация, а также важность подобных измерений для проверки основных положений каналовой теории деления О. Бора и для изучения ($n, \gamma f$)-реакции послужили веским основанием для постановки новых экспериментов.

В упоминавшихся выше работах Шаклтона, Трошона и др. [20—28] измерение ν_n производилось с помощью БЖСД. Эффективность регистрации нейтронов таким детектором достигала 70 % (для нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf). В работе Фрео [35] проанализированы различные компоненты фона, существующего при проведении подобных измерений ν_n , и предложена методика их измерения и учета. Кроме ^{239}Pu [20—26] множественность нейтронов деления ν_n была измерена в Сакле с помощью БЖСД для ядер ^{235}U [22—26] и ^{241}Pu [26—28].

Для измерения ν_n при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами Трошоном и др. [34] в Сакле была применена и другая методика — с использованием нескольких детекторов небольшого размера. В этом эксперименте образец ^{239}Pu был окружен четырьмя жидкостными сцинтилляционными детекторами NE-213 ($\varnothing = 120$ мм, $H = 70$ мм). Используемая в работе схема дискриминации по форме импульса при пороге регистрации нейтронов 1,2 МэВ имела коэффициент подавления γ -квантов 1/1000. В этих условиях эффективность регистрации нейтронов деления ≤ 1 % на детектор. Полученные результаты показали, что ν_n для резонансов ^{239}Pu в области 10—

300 эВ может считаться константой с точностью около 2 %, т. е. результаты этой работы противоречат данным, полученным с помощью БЖСД.

В работе Вестона и Годда [29] кроме вариаций E'_γ для ^{239}Pu были также измерены вариации множественности нейтронов деления для этого ядра. Для регистрации нейтронов использовались два жидкостных сцинтилляционных детектора типа NE-213 ($Q = 100$ мм, $H = 50$ мм), эффективность регистрации которых не превышала 0,5 % на один детектор и на один нейтрон деления. Примененная в этой работе схема дискриминации γ -квантов в нейтронном канале (по форме импульса) имела коэффициент подавления 1/600. По сравнению с методами измерения ν_n , в которых использовались БЖСД, главное преимущество примененного в работах [29, 34] способа регистрации нейтронов деления заключается в очень низком уровне фона. Недостатком этого способа является зависимость эффективности регистрации нейтронов от их кинетической энергии, которая не может не повлиять на результаты измерений ν_n , если форма спектра нейтронов деления изменяется от резонанса к резонансу.

Если не преодолеть, то хотя бы свести к минимуму недостатки, присущие БЖСД и небольшим сцинтилляционным детекторам, позволил детектор (метод), использованный Хоу и др. [36]. В этой работе, выполненной на ЛУЭ в Ливерморе (США), с высокой точностью была измерена множественность нейтронов деления ν_n для ^{235}U в области энергий 0,5—130 эВ. Схема этого эксперимента показана на рис. 6. Два жидкостных сцинтилляционных счетчика (ЖСС) в сочетании с разномножащей сборкой из $^{235}\text{U} + {}^6\text{Li} + \text{Pb}$ ($K_{\text{разм}} = 4$) представляют собой детектор быстрых нейтронов деления, функция отклика которого пропорциональна только числу нейтронов деления ν_n и не зависит от их энергетического спектра. Сигналы от жидкостных счетчиков нейтронов поступали на схему разделения по форме импульса, имевшую порог регистрации около 550 кэВ по энергии нейтронов. При этом полная эффективность регистрации нейтронов всей детектирующей системы составляла около 45 %. Для регистрации осколков деления в работе использовалась ионизационная камера. Результаты работы Хоу и других показали наличие малых, но статистически значимых вариаций ν_n для ^{235}U в резонансной области энергий. При этом не было обнаружено какой-либо корреляции ν_n и делительной ширины Γ_f .

Еще один метод исследования (n, γ)-реакции, впервые предложенный Богдземем и др. [37], применяется в экспериментах на реакторе ИБР-30 в Дубне. Суть его заключается в регистрации характеристического рентгеновского излучения атомов делящегося вещества, возникающего в результате внутренней конверсии γ -излучения, предшествующего делению. Поскольку среднее время жизни составного ядра τ много больше времени жизни дырок τ_h на K -оболочке атома (для урана, например, $\tau = 10^{-13} \div 10^{-15}$ с и $\tau_h = 7,3 \cdot 10^{-18}$ с), то, как считают авторы этого метода, можно надеять-

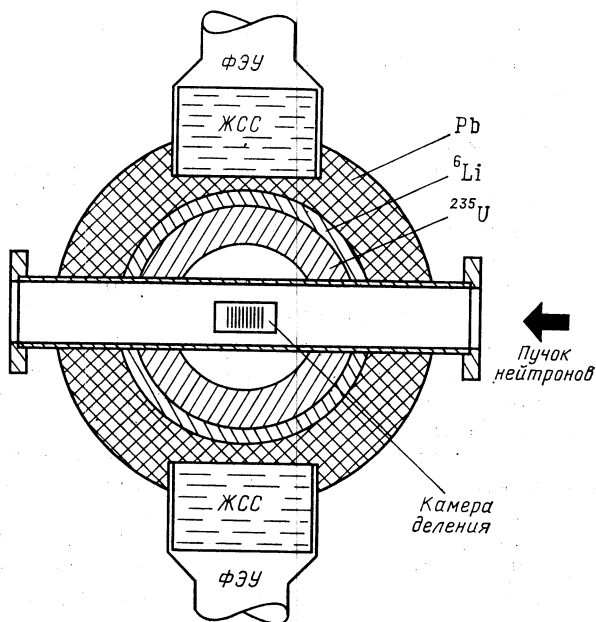


Рис. 6. Экспериментальное устройство для измерения множественности нейтронов деления в Ливерморе [36]

ся, что регистрация K_{α} -характеристического излучения в совпадении с актами деления дает правильную информацию о $(n, \gamma f)$ -реакции. Мешающие (фоновые) события при таком методе измерений обусловлены другими процессами, когда: а) осколок деления ионизирует соседний атом, который затем испускает характеристическое излучение; б) γ -кванты из осколков деления испытывают фотоэффект на других атомах делящегося вещества.

Данный метод измерения был использован для исследования $(n, \gamma f)$ -реакции на ядре ^{235}U [38, 39]. Высокоэффективная ионизационная камера ($\epsilon \simeq 50\%$), содержащая 2 г урана, использовалась для регистрации осколков деления. Для регистрации γ -квантов применялся Ge (Li)-детектор объемом 7 см^3 . На основании данных этого эксперимента авторы работ [38, 39] сделали вывод о существовании $(n, \gamma f)$ -реакции на ядре ^{235}U и дали оценку ее вероятности.

Наиболее сложными в проблеме изучения $(n, \gamma f)$ -реакции являются эксперименты по измерению спектров предделительных γ -квантов, поскольку:

1) доля предделительного γ -кванта в средней множественности γ -квантов деления невелика ($\approx 12\%$);

2) большая средняя множественность ($\bar{\nu}_{\gamma} = 7 \div 8$) γ -квантов деления вынуждает использовать детекторы с низкой эффективностью, чтобы при регистрации γ -квантов избежать эффектов наложения;

3) измеряемые скорости счета событий малы именно для резонансов с малыми делительными ширинами, для которых вклад (n, γ)-реакции в делении наиболее значителен;

4) в измерениях наблюдается смесь γ -квантов прямого деления и (n, γ)-реакции, поэтому методически эксперимент по измерению спектра предделительных γ -квантов должен быть разностного типа, что также требует высокой статистической точности из-за малости эффекта.

Информация, которая может быть получена из измерений спектров предделительных γ -квантов, представляет большой интерес. Во-первых, она необходима для правильной интерпретации результатов измерений ν_γ , E'_γ и ν_n . Во-вторых, информация о спектрах позволяет изучить тип (электрический или магнитный), мультипольность и другие особенности γ -переходов между высоковозбужденными состояниями компаунд-ядра. И, в-третьих, может дать сведения о состояниях делящегося ядра при больших деформациях (во второй яме двугорбого барьера деления), которые удается наблюдать пока лишь в реакциях типа (d, pf).

В работе Трошона и др. [40, 41], выполненной на ЛУЭ в Сакле, была сделана попытка измерить с высоким энергетическим разрешением спектр предделительных γ -квантов на ^{239}Pu . Акты деления в образце ^{239}Pu регистрировались по вторичным нейтронам деления с помощью четырех жидкостных сцинтилляционных детекторов. Для измерения спектров γ -квантов использовался Ge (Li)-детектор. В качестве сравниваемых из измеренных резонансов ^{239}Pu были выбраны два: 10,93 эВ — фоновый резонанс, у которого (n, γ)-реакция замаскирована прямым делением, и резонанс 44,48 эВ, у которого вклад (n, γ)-реакции, как ожидалось по результатам измерений ν_γ , E'_γ и ν_n , наиболее значителен. Авторам удалось обнаружить в разностном спектре по крайней мере один уровень, соответствующий вибрационному состоянию во второй яме, заселяемому посредством γ -переходов из (n, γ)-реакции.

К экспериментам данного типа может быть отнесена и работа Длоуги и др. [38, 39], выполненная в Дубне, поскольку в ней помимо времяпролетных спектров измерялись и амплитудные спектры γ -квантов деления. К сожалению, в этой работе не ставилась задача определения спектров предделительных γ -квантов для отдельных резонансов.

Эксперимент по измерению спектров предделительных γ -квантов на ^{239}Pu был выполнен на спектрометре ГНЕЙС в Гатчине [19, 42, 43]. Схема эксперимента и использовавшиеся в нем детекторы такие же, как в измерениях множественности γ -квантов деления (см. рис. 4). Были выбраны семь 1^+ -резонансов и один 0^+ -резонанс ^{239}Pu в области энергий ниже 100 эВ. Измеренные амплитудные спектры γ -квантов деления нормировались на один акт деления (по площадям соответствующих резонансов во времяпролетном спектре осколков). Полученные в этой работе результаты указывают на то, что спектры

γ -квантов из осколков деления слабо меняются от резонанса к резонансу, а форма спектров для 1^+ -резонансов с большими и малыми делительными ширинами различна. Последнее обстоятельство объясняется присутствием компоненты, связанной с $(n, \gamma f)$ -реакцией.

В работе Л. А. Попеко и др. [44] на реакторе ВВР-М в Гатчине были проведены измерения спектров электронов конверсии и γ -квантов при делении ^{239}Pu резонансными и тепловыми нейтронами. Резонанс 0,29 эВ выделялся при помощи самариевого фильтра. Для измерения спектров электронов был использован высокоэффективный спектрометр со сверхпроводящими соленоидами и Si (Li)-детекторами, а осколки деления регистрировались двумя коаксиальными Si (Au)-детекторами. При исследовании спектров γ -квантов осколки деления регистрировались газовой сцинтилляционной камерой, а γ -кванты с помощью NaI(Tl)-детектора. Полученные разностные спектры электронов и γ -квантов деления ^{239}Pu , по мнению авторов работы, могут быть удовлетворительно объяснены существованием $(n, \gamma f)$ -реакции на этом ядре.

Результаты экспериментов, методика которых рассмотрена в данном разделе, и их обоснование приведены ниже отдельно по каждому исследованному ядру.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ($n, \gamma f$)-РЕАКЦИИ

^{235}U . Компаунд-ядро, образующееся при захвате s -нейтрона в ^{235}U , имеет спин и четность 3^- или 4^- . Спины резонансов ^{235}U в области ниже 100 эВ в настоящее время достаточно надежно идентифицированы, главным образом — благодаря прямым измерениям Мура и др. [45] с поляризованными нейтронами на поляризованных ядрах. Однако, поскольку среднее расстояние между уровнями обоих спинов ($\langle D \rangle \simeq 0,438$ эВ) сравнимо со средними ширинами ($\langle \Gamma_f(3^-) \rangle \simeq 0,180$ эВ и $\langle \Gamma_f(4^-) \rangle \simeq 0,091$ эВ) резонансов [45], определение любого из наблюдаемых в отдельных резонансах эффекта связано с трудностью учета вклада от соседних резонансов.

Г. З. Борухович и др. [13] измерили множественность γ -квантов деления для тепловых нейтронов и 13 резонансов в области энергии нейтронов ниже 35 эВ. Результаты измерений (выходы $f\gamma\gamma$ -совпадений) показаны на рис. 7. В этой работе не было обнаружено статистически значимых отклонений величин β от среднего значения, а относительная разность выходов $f\gamma\gamma$ -совпадений оказалась равной

$$\eta_{\text{эксп}} = \frac{\bar{\beta}(3^-) - \bar{\beta}(4^-)}{\bar{\beta}(3^-)} = 0,014 \pm 0,008. \text{ Сравнение } \eta_{\text{эксп}} \text{ с теоре-}$$

тическими оценками этой величины показало, что наилучшее согласие с экспериментом дает оценка по Линну [2] ($\eta_{\text{теор}} = 0,006 \div 0,015$), тогда как оценки по Ставинскому и Шекеру [1] ($\eta_{\text{теор}} = 0,23 \div 0,32$), Лукьянову и Шекеру [10] ($\eta_{\text{теор}} = 0,23 \div 0,26$)

Рис. 7. Выходы тройных $f\gamma\gamma$ -совпадений для резонансов ^{235}U [13]

завышены. Достигнутая статистическая точность позволила авторам этой работы дать оценку разности ширины (n, γ)-реакции для двух спиновых состояний:

$|\bar{\Gamma}_{\gamma f}(3^-) - \bar{\Gamma}_{\gamma f}(4^-)| \leq 2 \div 3$ мэВ. Вопрос о корреляции множественности γ -квантов деления и обратной делительной ширины резонансов ^{235}U в работе не исследовался.

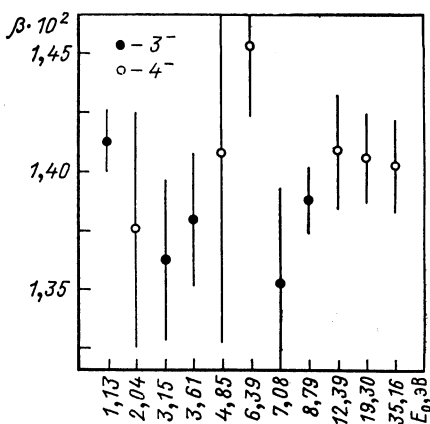
На рис. 8 показаны результаты измерений множественности γ -квантов деления ^{235}U в области 4—130 эВ, выполненных на нейтронном спектрометре ГНЕЙС [17, 19, 42]. В этой работе относительная множественность была определена для 21 изолированного резонанса и 30 энергетических интервалов, включающих два и более резонансов, границы которых выбирались такими же, как в [36]. Относительная множественность для i -й точки (резонанса или интервала) определялась как $R_i = \beta_i / \langle \beta \rangle$, где β_i вычислялось по формуле (5), а $\langle \beta \rangle$ есть среднее значение. Соответствие измеренных значений множественности R_i нормальному (гауссову) распределению проверялось путем вычисления

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{R_i - \langle R \rangle}{\Delta R_i} \right)^2, \quad (6)$$

где N — число точек.

Для всей совокупности измеренных значений ($N = 51$) величина $\chi^2 = 11,28$, что указывает на явно нестатистический характер распределения величин R_i . Нестатистичность присуща и распределению величин R_i внутри групп, соответствующих обоим спиновым состояниям: $\chi^2(3^-, N = 8) = 4,39$ и $\chi^2(4^-, N = 16) = 2,94$.

В работе была обнаружена статистически значимая корреляция множественности R_i и обратной делительной ширины резонансов Γ_f^{-1} для 4⁻-резонансов с $r(R_i, \Gamma_f^{-1}) = 0,50 \pm 0,20$ и для 3⁻-резонансов с $r(R_i, \Gamma_f^{-1}) = 0,63 \pm 0,24$. Такие корреляции, а также корреляции R_i и выходы характеристического рентгеновского излучения Y_γ (данные Длоуги и др. [38, 39]) с $r(R_i, Y_\gamma) = 0,63 \pm 0,18$, антикорреляции R_i и множественности нейтронов деления ν_n (данные Хоу и др. [36]) с $r(R_i, \nu_n) = -0,54 \pm 0,18$ для 4⁻-резонансов позволили авторам работы сделать вывод о существовании (n, γ)-реакции на ^{235}U .



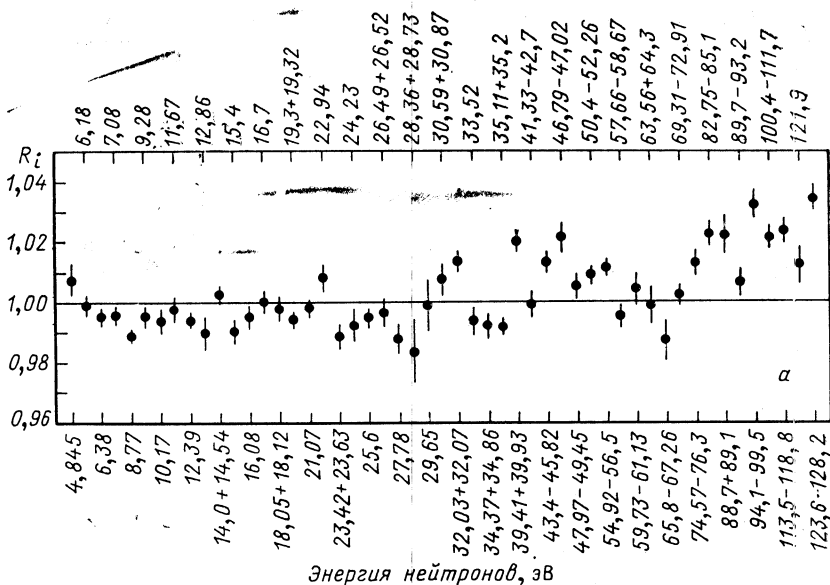
По результатам измерений множественности γ -квантов деления на спектрометре ГНЕЙС были сделаны оценки ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для резонансов ^{235}U :

$$\left. \begin{aligned} &4\text{-резонансы, } \bar{\Gamma}_{\gamma f} \leq 1,2 \text{ мэВ [17, 19];} \\ &4\text{-резонансы, } \bar{\Gamma}_{\gamma f} = (0,32 \pm 0,13) \text{ мэВ;} \\ &3\text{-резонансы, } \bar{\Gamma}_{\gamma f} = (0,87 \pm 0,89) \text{ мэВ.} \end{aligned} \right\} [42]$$

Для оценок $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ использовались выражения (4), (5), которые можно привести к линейному виду $R_i = A\Gamma_f^{-1} + B$, где A, B — константы. При этом предполагалось, что ширина $\Gamma_{\gamma f}$ есть слабо флуктуирующая величина, а спектр и множественность γ -квантов из осколков деления не меняются от резонанса к резонансу. Ширина $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ вычислялась по формуле

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} = A \langle \beta \rangle \int_0^{\infty} v_{\gamma f}(E_{\gamma}) \varepsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}. \quad (7)$$

Параметр наклона A вычислялся из экспериментальных данных по методу наименьших квадратов (МНК), а эффективность регистрации детектора γ -квантов $\varepsilon_{\gamma}(E_{\gamma})$ рассчитывалась методом Монте-Карло. В расчетах спектров предельных γ -квантов $v_{\gamma f}(E_{\gamma})$ (а также ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$) учитывались только дипольные $E1$ - и $M1$ -пере-



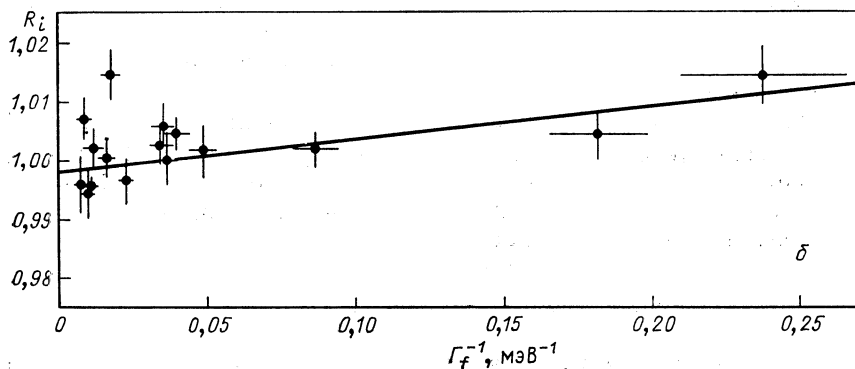
ходы, плотность уровней вычислялась по формуле Гильберта — Камерона [46] с параметрами подгонки к наблюдаемой плотности нейтронных резонансов [7]. Матричные элементы γ -переходов вычислялись как по одночастичной модели, так и по модели гигантского дипольного резонанса. Расчет делительных ширин производился для двух (одно- и двугорбой) моделей барьера деления, причем во втором случае просчитывались два варианта — полное демпфирование коллективных вибрационных состояний во 2-й яме и промежуточное демпфирование. Экспериментальные и расчетные ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для 4⁻резонансов ²³⁵U [42] приведены на рис. 9 в зависимости от соотношения интенсивностей (полных радиационных ширин) $E1$ - и $M1$ -переходов.

Сравнение экспериментальных и расчетных значений ширин $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ показывает, что в предельном излучении ²³⁵U преобладают $M1$ -переходы, а наилучшее согласие эксперимента и теории (расчета) имеет место при использовании модели промежуточного демпфирования состояний во 2-й яме и модели гигантского дипольного резонанса.

При изучении каналового эффекта — зависимости множественности γ -квантов деления от спина резонансов ($n, \gamma f$)-реакция представляет собой фоновый, мешающий эффект. Его можно учесть с помощью экстраполяции зависимости ν_γ (Γ_γ^{-1}) или \bar{R}_i (Γ_f^{-1}) к нулю, т. е. при $\Gamma_f \rightarrow \infty$. Получаемые при этом значения $\nu_{\gamma 0}$ и \bar{R}_{i0} соответствуют прямому делению. В работе [42] показано, что на достигнутом уровне точности спиновый каналовый эффект для множественности γ -квантов деления ²³⁵U не обнаружен:

$$\bar{R}_{i0}(3^-) - \bar{R}_{i0}(4^-) = (-0,0010 \pm 0,0040) \text{ отн. ед.}$$

В выполненных в Дубне экспериментах [38, 39] по измерению вариаций выхода рентгеновских квантов (линия $K_{\alpha 1}$ с энергией



деления ²³⁵U [17, 19, 42]:

и обратной делительной ширины для 4⁻резонансов

98,4 кэВ) в резонансной области энергий 2—21 эВ была обнаружена корреляция выхода с делительной шириной резонансов. Для того чтобы получить из экспериментальных данных ширину ($n, \gamma f$)-реакции, в [38] вычислялись спектры предделительных γ -квантов. При этом учитывалось только дипольное излучение, плотность уровней вычислялась по формуле Гильберта — Камерона, а матричные элементы γ -переходов вычислялись как по одночастичной модели Вайскопфа, так и по модели гигантского дипольного резонанса. Расчет

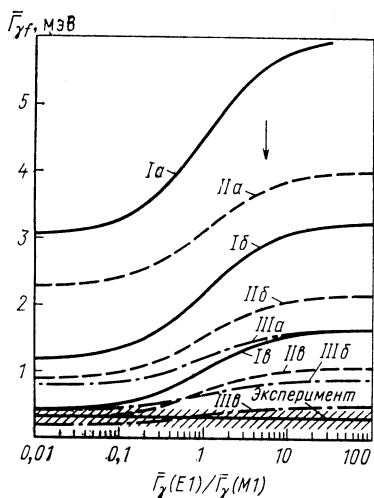


Рис. 9. Экспериментальные и расчетные ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для 4-резонансов ^{235}U [42]: Стрелкой показано наблюдаемое в реакции радиационного захвата нейтронов соотношение между интенсивностями $E1$ - и $M1$ -переходов. Варианты расчета: I — одnogорбый барьер; II — двугорбый барьер (полное демпфирование); III — двугорбый барьер (промежуточное демпфирование); а — модель Вайскопфа для вероятностей γ -переходов; б, в — модель гигантского дипольного резонанса (вероятность парциальных γ -переходов пропорциональна соответственно $\sim E_{\gamma}^4$ и $\sim E_{\gamma}^5$)

вероятности перехода через барьер деления производился для двух (одно- и двугорбой) моделей барьеров. Сравнение различных значений ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$, полученных из экспериментальных данных при разных вариантах расчета, с наблюдаемой $\Gamma_f^{\text{min}}(^{235}\text{U})$ позволило авторам работы [38] сделать вывод о том, что среди предшествующих делению γ -переходов должны преобладать переходы типа $M1$ и $\bar{\Gamma}_{\gamma f} \approx 4$ мэВ.

В другом цикле измерений [39], с использованием зависимости R_f от Γ_f в виде линейной функции от $(\Gamma_f^i)^{-1}$ (рис. 10), по МНК были получены значения параметров $A = (18,1 \pm 10,2) \cdot 10^{-5}$ мэВ и $B = (7,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$. Из параметра наклона прямой A было получено следующее соотношение:

$$\left\langle \frac{\alpha_k}{1 + \alpha_k} \right\rangle \langle \Gamma_{\gamma f} \rangle = (0,23 \pm 0,13) \text{ мэВ}, \quad (8)$$

где α_k — коэффициент внутренней конверсии γ -квантов, предшествующих делению. Объединив соотношение (8) с другим, также экспериментально полученным выражением для 4-резонан-

сов ^{235}U [25]

$$\langle E_{\gamma f} \rangle \langle \Gamma_{\gamma f} \rangle = (1590 \pm 710) \text{ эВ}^2, \quad (9)$$

авторы работы [39] пришли к уравнению

$$\langle E_{\gamma f} \rangle (0,145 \pm 0,107) = \left\langle \frac{\alpha_k}{1 + \alpha_k} \right\rangle. \quad (10)$$

В результате сделанного далее анализа оказалось, что уравнению (10) лучше всего удовлетворяет спектр предделительных

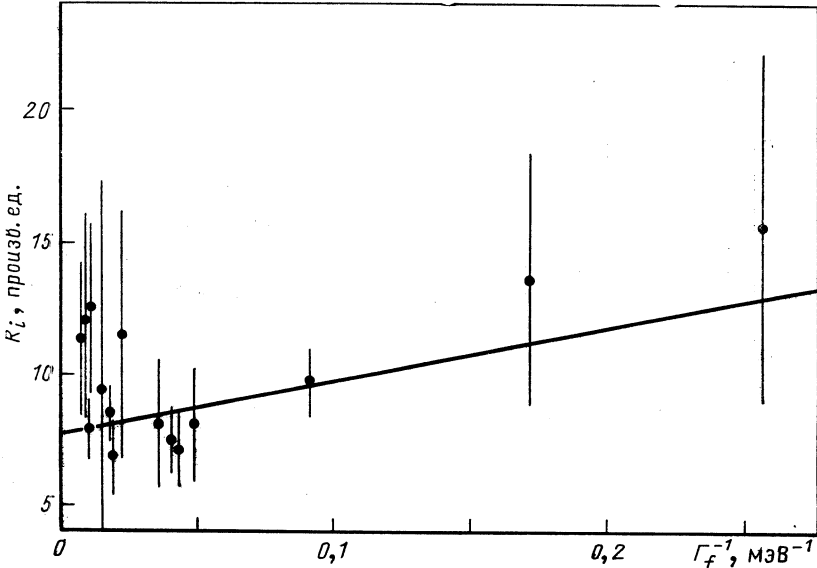


Рис. 10. Зависимость выхода рентгеновских γ -квантов от обратной делительной ширины резонансов ^{235}U [39]

γ -квантов, рассчитанный по модели гигантского дипольного резонанса для $M1$ -перехода. При этом получены следующие оценки ширины (n, γ)-реакции и средней энергии спектра предделительных γ -квантов:

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f}(M1) = \begin{pmatrix} 2,1 & +1,5 \\ & -1,7 \end{pmatrix} \text{ мэВ}, \quad \bar{E}_{\gamma f}(M1) = \begin{pmatrix} 750 & +400 \\ & -130 \end{pmatrix} \text{ кэВ}.$$

По оценке авторов, максимальная примесь $E1$ -переходов в спектре предделительных γ -квантов не превышает 50%. Такое усиление $M1$ -переходов между высоковозбужденными состояниями требует своего объяснения, поскольку оно противоречит известной оценке [47] соотношения интенсивностей $E1$ - и $M1$ -переходов

$\overline{\Gamma}_\gamma(M1)/\overline{\Gamma}_\gamma(E1) \simeq 0,2$, полученной из анализа радиационных ширин тяжелых ядер.

По достигнутой точности выполненный на ЛУЭ в Ливерморе эксперимент Хоу и др. [36] превосходит все другие работы, посвященные измерению вариаций множественности вторичных нейтронов деления ^{235}U в резонансной области. Результаты этих измерений для 33 изолированных резонансов и 23 резонансных групп приведены

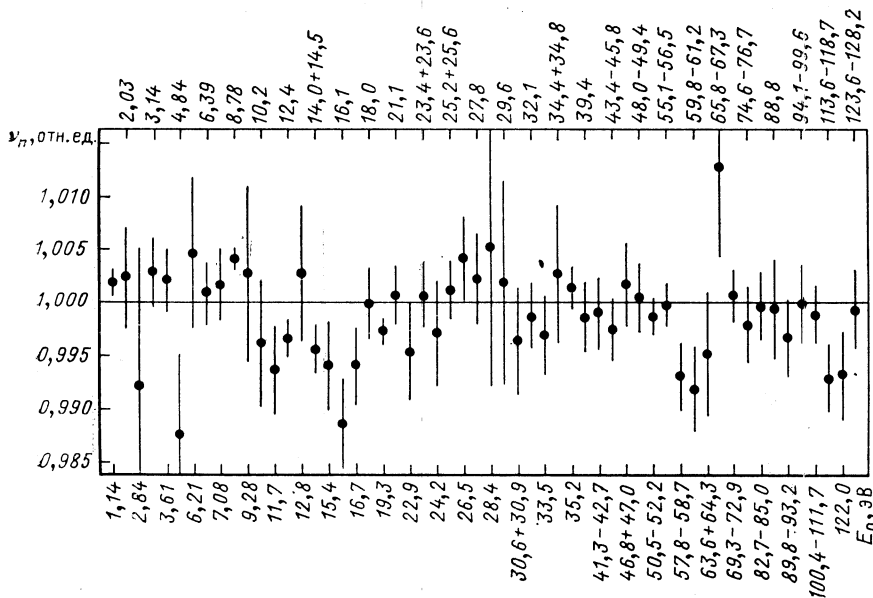


Рис. 11. Вариации относительной множественности вторичных нейтронов в деления ^{235}U в резонансной области энергий $E_n < 130$ эВ [36]

на рис. 11. Полученные данные свидетельствуют о наличии определенной структуры в энергетической зависимости ν_n в пределах измеренного диапазона 0,5—125 эВ. Так, если для ансамбля из 56 точек значение $\chi^2/55 = 1,25$, то сгруппированные в 20 интервалов (с одинаковой статистической погрешностью около 0,16 %) значения дают уже $\chi^2/19 = 3,45$ — значительно больше того, что можно было бы ожидать при случайном распределении ν_n вокруг среднего значения.

Для изолированных резонансов не обнаружено значимой разницы средней множественности нейтронов спиновых состояний 3^- и 4^- : $|\langle \nu_n(3^-) \rangle - \langle \nu_n(4^-) \rangle| = 0,0010 \pm 0,0014$. В работе утверждается также об отсутствии статистически значимых корреляций множественности нейтронов ν_n с делительной шириной резонансов Γ_f , угловым распределением и массовой асимметрией осколков деления.

Данные прецизионных измерений Хоу и других использовались в ряде работ для интерпретации результатов других экспериментов. Так, в работе Длоугы и др. [39] для резонансов ^{235}U в области 2—21 эВ было показано, что данные Хоу можно описать прямой с $A = - (4,67 \pm 2,90) \cdot 10^{-2}$ эВ. В предположении о существовании (n, γ)-реакции на этом ядре коэффициент A можно представить в виде

$$A = \frac{\bar{\Gamma}_{\gamma f}}{\langle v_n \rangle} \bar{E}_{\gamma f} \left(\frac{\partial v_n}{\partial E^*} \right). \quad (11)$$

При использованных значениях $\langle v_n \rangle = 2,393 \pm 0,080$ и $\partial v_n / \partial E^* = - 0,1077$ нейтр./МэВ [48] в работе [39] получено: $\bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} = (1037 \pm 645)$ эВ², что в пределах экспериментальных погрешностей согласуется с данными Трошона и др. [25] [см. выражение (9)].

Результаты экспериментальных исследований (n, γ)-реакции на ^{235}U , выполненных в Сакле, приведены в работах [16, 22—26]. Измерения множественности [16] γ -квантов деления показали, что в случае ^{235}U её вариации в резонансной области невелики и не позволяют дать ответ на вопрос о существовании (n, γ)-реакции на этом ядре. Результаты измерений v_n и E'_γ в области 2—58 эВ обсуждаются в [22, 24, 25]. Из анализа корреляций величин v_n и E'_γ с делительной шириной Γ_f были получены две согласующиеся между собой оценки произведения $\bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f}$ для 4⁻-резонансов ^{235}U :

(1590 ± 710) эВ² — данные по v_n , (1370 ± 610) эВ² — данные по E'_γ .

Наиболее полно результаты и методика обработки экспериментальных данных описаны в [23]. На рис. 12 приведены данные из этой работы. Для выяснения природы вариаций величин v_n и E'_γ от резонанса к резонансу использовался так называемый тест (критерий) Бирже [49]:

$$hx = \sqrt{N} \left[\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_i - \langle x \rangle}{\sigma_i} \right)^2} - 1 \right], \text{ где } \langle x \rangle = \frac{\sum x_i / \sigma_i^2}{\sum 1 / \sigma_i^2}. \quad (12)$$

Приведенные в табл. 1 величины Q_{hx} являются вероятностями получения вычисленных значений hx для N величин x_i (с дисперсиями σ_i),

Таблица 1. Результаты статистического анализа данных для ^{235}U [23]

J^π	Число резонансов	$Q_{hx}(v_n)$	$Q_{hx}(E'_\gamma)$	$r(v_n, E'_\gamma)$	Q_r
3 ⁻	11	0,99	0,006	-0,55	0,08
4 ⁻	26	0,19	0,28	-0,10	0,61
Неизвестный	7	0,18	< 0,00005	0,06	0,89

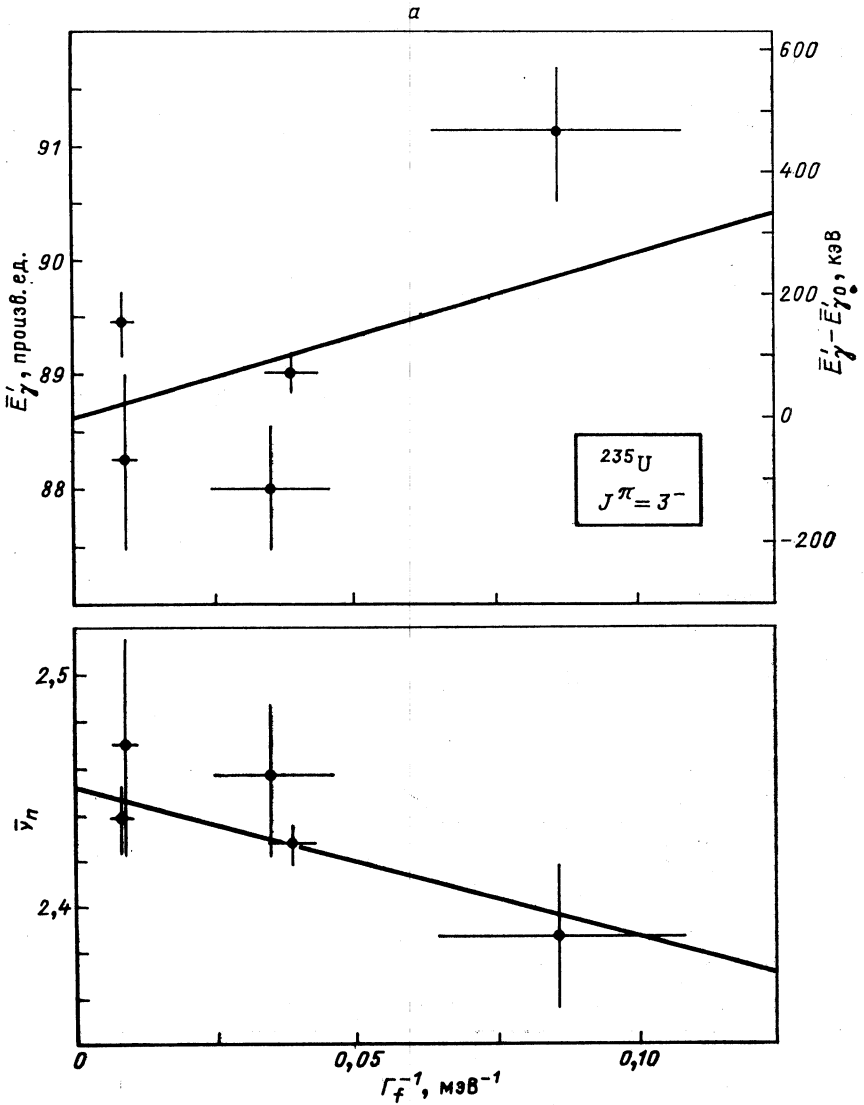
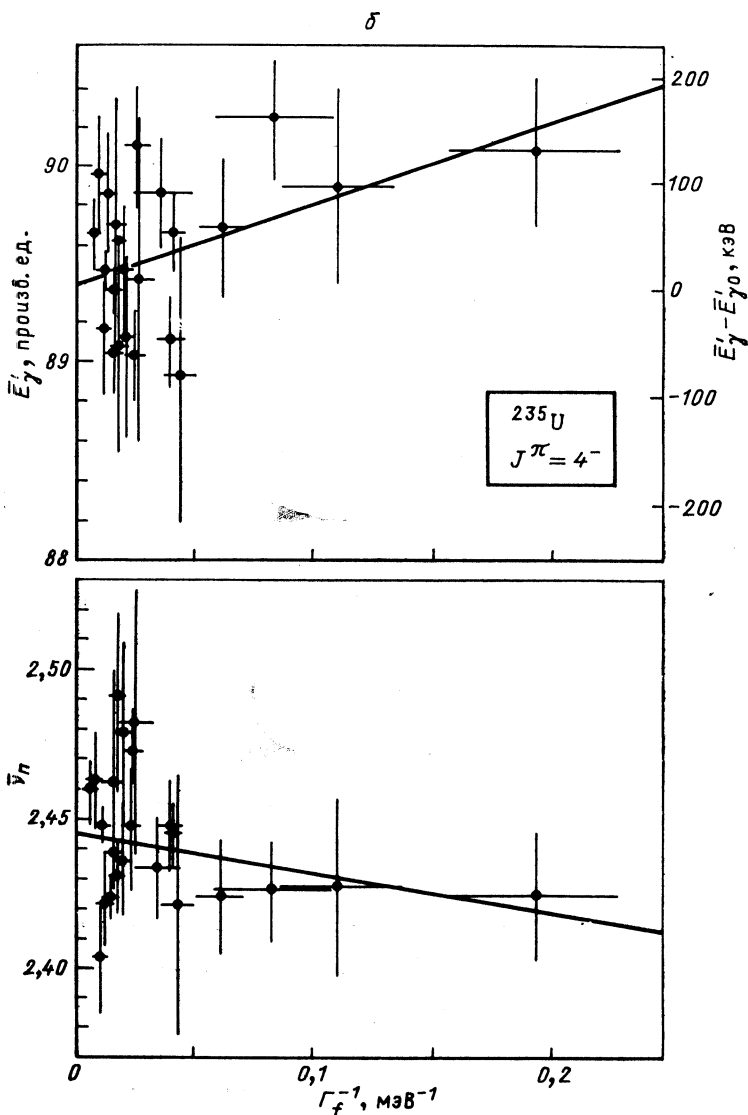


Рис. 12. Корреляции множественности нейтронов ν_n , полной энергии γ -квантов a — 3^- -резонансы;

имеющих нормальное (гауссово) распределение. Из данных табл. 1 видно, что явно нестатистический характер имеют вариации величин E'_γ для 3^- -резонансов, а также для резонансов, спин которых считался неизвестным. Вариации других величин имеют вполне



деления E_{γ}' и обратной делительной ширины резонансов ^{235}U [23]:
 б — 4^- -резонансы

статистическое происхождение. Для 3^- -резонансов была установлена довольно сильная антикорреляция величин $\bar{\nu}_n$ и E_{γ}' , существование которой предсказывает теория ($n, \gamma f$)-реакции. Для коэффициента корреляции $r(\bar{\nu}_n, E_{\gamma}') = -0,55$ значение $Q_r = 0,08$ есть уровень

значимости или вероятность случайно получить такое значение r при условии, что «истинный» коэффициент корреляции равен нулю.

Выполненный в работе МНК-анализ линейной зависимости v_n и E'_γ от Γ_f^{-1} дал следующие результаты:

$$\begin{aligned} 4^- \text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle & \left\{ \begin{aligned} &= (1500 \pm 1400) \text{ эВ}^2 (v_n); \\ &= (900 \pm 400) \text{ эВ}^2 (E'_\gamma); \end{aligned} \right. \\ 3^- \text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle & \left\{ \begin{aligned} &= (7300 \pm 3300) \text{ эВ}^2 (v_n); \\ &= (3000 \pm 4000) \text{ эВ}^2 (E'_\gamma). \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

Теоретические оценки произведения $\langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle$ и его сомножителей были сделаны Шаклтоном при следующих предположениях: учитывался только первый предельный γ -переход; соотношение интенсивностей $E1$ - и $M1$ -переходов бралось равным $\bar{\Gamma}_\gamma(M1)/\bar{\Gamma}_\gamma(E1) \simeq 0,2$, переходы более высоких мультипольностей не учитывались; плотность уровней компаунд-ядра бралась в соответствии с формулой Гильберта — Камерона; матричные элементы переходов — в виде суммы двух лоренцианов; использовалась модель двугорбого барьера деления, проницаемость которого вычислялась с помощью известного приближения параболического барьера Хилла — Уиллера [50]. Взяв в качестве окончательных экспериментальных результатов данные по v_n для 3⁻-резонансов и данные по E'_γ для 4⁻-резонансов, Шаклтон получил наилучшее согласие с экспериментом для следующих расчетных величин:

$$\begin{aligned} 4^- \text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle &= 1270 \text{ эВ}^2, \bar{\Gamma}_{\gamma f} = 1,18 \text{ мэВ}, \bar{E}_{\gamma f} = 1,08 \text{ МэВ}; \\ 3^- \text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle &= 2260 \text{ эВ}^2, \bar{\Gamma}_{\gamma f} = 2,26 \text{ мэВ}, \bar{E}_{\gamma f} = 1,10 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

В работе исследован также эффект влияния спина компаунд-ядра на энергию возбуждения осколков:

$$\begin{aligned} \bar{v}_{n0}(3^-) - \bar{v}_{n0}(4^-) &= (80 \pm 130) \text{ кэВ}; \\ \bar{E}'_{\gamma 0}(3^-) - \bar{E}'_{\gamma 0}(4^-) &= (-140 \pm 140) \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

Из полученных значений разностного эффекта в работе сделан вывод о том, что эффект влияния каналов деления для ^{235}U не обнаружен.

Результаты работы Шаклтона неоднократно пересматривались [24—26], что связано как с более тщательным отбором экспериментального материала (изменялось число учитываемых при анализе резонансов по мере уточнения значений их спинов и ширины), так и с использованием разных теоретических моделей и их параметров при обработке экспериментальных данных. Так, в обзоре Трошона [26] приведены обобщенные по нескольким работам результаты для ^{235}U :

$$\begin{aligned} 4^- \text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle &= (1730 \pm 590) \text{ эВ}^2, \\ \bar{\Gamma}_{\gamma f} &= (2,1 \pm 0,7) \text{ мэВ}, \bar{E}_{\gamma f} = (800 \pm 50) \text{ кэВ}; \end{aligned}$$

3⁻-резонансы: $\langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = (4020 \pm 2030) \text{ эВ}^2$,

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (4,7 \pm 2,3) \text{ мэВ}, \quad \bar{E}_{\gamma f} = (850 \pm 50) \text{ кэВ}.$$

²³⁹Pu. При взаимодействии s -нейтронов с ядрами ²³⁹Pu резонансы имеют спин и четность 1^+ или 0^+ . Спиновая идентификация уровней, главным образом по методу резонансного рассеяния нейтронов, проведена для резонансов в области энергии ниже 500 эВ [41]. При среднем расстоянии между уровнями обоих спинов $\langle D \rangle \simeq 2,4$ эВ измерение различных эффектов в изолированных резонансах, как правило, достаточно просто для 1^+ -резонансов ($\langle \Gamma_f(1^+) \rangle \simeq 34$ мэВ). Несколько сложнее эта процедура в случае 0^+ -резонансов ($\langle \Gamma_f(0^+) \rangle \simeq 2,2$ эВ), для которых приходится вводить поправки на вклады от соседних уровней.

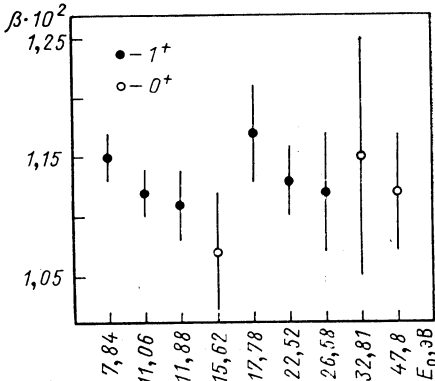


Рис. 13. Выходы тройных $f\gamma\gamma$ -совпадений для резонансов ²³⁹Pu [14]

В работе [14], выполненной в Дубне по методике, совпадающей с методикой [13], была предпринята попытка экспериментального обнаружения ($n, \gamma f$)-реакции при делении ²³⁹Pu резонансными нейтронами в области 7—48 эВ. Результаты этих измерений показаны на рис. 13. Для двух спиновых состояний была получена относительная разность выходов тройных $f\gamma\gamma$ -совпадений

$$\eta_{\text{эксп}} = \frac{\bar{\beta}(1^+) - \bar{\beta}(0^+)}{\bar{\beta}(0^+)} = (2,82 \pm 1,97) \cdot 10^{-2}.$$

В предположении, что в экспериментальных пределах (порогах) регистрации γ -квантов 0,8—2,5 МэВ регистрируется один γ -квант из ($n, \gamma f$)-реакции, из значений $\eta_{\text{эксп}}$ была получена оценка разности ширин этой реакции для двух спиновых состояний

$$|\bar{\Gamma}_{\gamma f}(1^+) - \bar{\Gamma}_{\gamma f}(0^+)| < 4 \text{ мэВ}.$$

Такая оценка ширин, как и в случае ²³⁵U [13], согласуется с оценками теоретической работы Линна [2]. Весьма интересным и неожиданным является тот факт, что экспериментальные данные, полученные в этой работе в другом режиме, когда регистрировались $f\gamma\gamma$ -совпадения при суммарной энергии γ -квантов выше 2,5 МэВ, хорошо согласуются с данными первого режима. На основании этого авторы работы [14] сделали вывод, что при достигнутой ими статистической точности ($n, \gamma f$)-реакция на ²³⁹Pu не наблюдается.

В работе Рябова и др. [15, 16] на ЛУЭ в Сакле измерены вариации множественности γ -квантов деления ^{239}Pu в резонансной области 0,2—200 эВ. Результаты этих измерений приведены на рис. 14. Наиболее интересной особенностью этого эксперимента оказалось обнаружение значительных вариаций множественности от резонанса к резонансу, особенно больших для 1^+ -уровней [достигающих $(14 \pm 3)\%$ при $E_0 = 44,5$ эВ]. Оказалось также, что обнаруженные

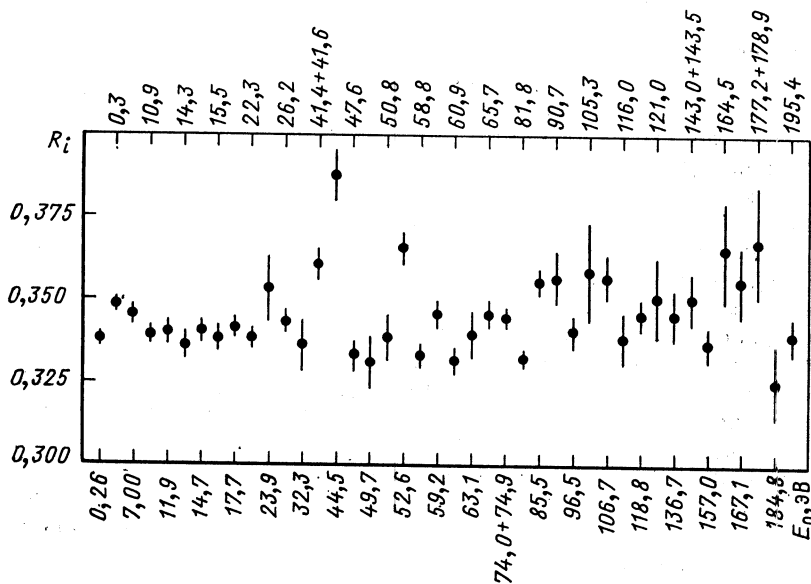


Рис. 14. Вариации множественности γ -квантов деления ^{239}Pu [15]

вариации множественности γ -квантов сильно коррелируют с вариациями множественности нейтронов ν_n и полной энергии γ -квантов деления E_γ , измеренными в работе Шаклтона и др. [20], и, кроме того, величины ν_γ , ν_n и E_γ коррелируют с обратной делительной шириной резонансов Γ_j^{-1} . Для 16 измеренных 1^+ -резонансов коэффициент корреляции множественности γ -квантов и Γ_j^{-1} составляет $r \approx 0,82$ при уровне значимости $Q_r < 0,001$ [23]. Проведенный в [15] анализ экспериментальных данных [15, 20] позволил сделать вывод о том, что при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами наблюдается $(n, \gamma f)$ -реакция. В случае 0^+ -резонансов, как и на резонансах ^{235}U , эта реакция замаскирована прямым делением.

На основании экспериментальных данных по множественности нейтронов ν_n [20] в работах [15, 16] сделаны оценки ширины $(n, \gamma f)$ -реакции для 1^+ -резонансов ^{239}Pu . Для этого в приближении одностороннего барьера была рассчитана средняя энергия $\bar{E}_{\gamma f}$ спектра пред-

делительных γ -квантов. В расчете учитывались только $E1$ -переходы, а плотность уровней вычислялась по формуле Гильберта — Камерона. Было получено [15]:

$$\langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = (3230 \pm 700) \text{ эВ}^2,$$

$$\bar{E}_{\gamma f} = (800 \pm 90) \text{ кэВ}, \quad \bar{\Gamma}_{\gamma f} = (4,1 \pm 0,9) \text{ мэВ}.$$

С учетом только резонансов с большими делительными ширинами [для исключения влияния ($n, \gamma f$)-реакции] $\Gamma_f > 60$ мэВ в работе [15] вычислены средние значения множественности γ -квантов для обоих спиновых состояний: $\langle R_i(0^+) \rangle = 334,5 \pm 2,5$ и $\langle R_i(1^+) \rangle = 340,8 \pm 2,0$. Вероятность чисто статистического происхождения такой разности, по оценке авторов, не более 5 %, что указывает на наличие корреляции множественности γ -квантов деления и спина исходного компаунд-ядра (каналовый эффект).

На рис. 15 приведены результаты измерений относительной множественности R_i γ -квантов деления ^{239}Pu в области 14—205 эВ [18, 19, 42], выполненных на нейтронном спектрометре ГНЕЙС. Сравнение данных этой работы с результатами других авторов показывает,

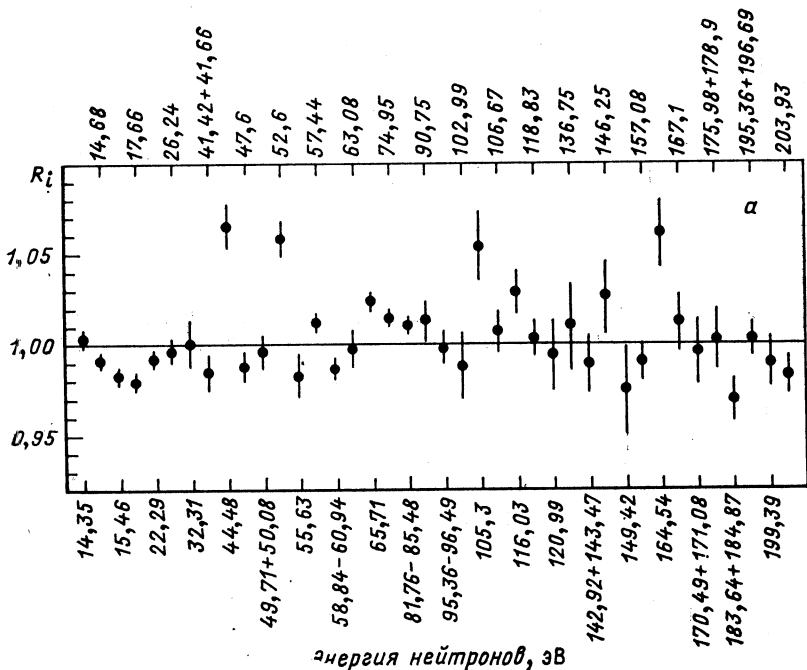


Рис. 15. Множественность γ -квантов деления ^{239}Pu [18, 19, 42]:

a — вариации множественности; b , \bar{a} — корреляция множественности и обратной делительной ширины соответственно для 1^+ -резонансов и 0^+ -резонансов

что, несмотря на различие экспериментальных методик, между ними существует хорошее согласие. Так, результаты измерений R_i данной работы согласуются с данными аналогичных измерений Рябова и других в Сакле [15] с $r(R_i, R'_i) = 0,69 \pm 0,10$.

Статистический анализ данных [18, 42] показал, что распределение величин R_i для 30 изолированных резонансов и 10 энергетических интервалов существенно отличается от гауссова: $\chi^2 (N = 40) = 5,73$. Для ^{239}Pu характерны более сильные, чем для ^{235}U , вариации величин R_i в резонансной области, наиболее значительные [до $(6,5 \pm 1,2)\%$] для 1^+ -резонансов: $\chi^2 (1^+, N = 21) = 8,44$. Для этой группы резонансов в полном соответствии с гипотезой о существовании (n, γ) -реакции наблюдается сильная корреляция величин R_i и обратных делительных ширин Γ_f^{-1} с $r(R_i, \Gamma_f^{-1}) = 0,76 \pm 0,10$, а также корреляции R_i и полной энергии γ -квантов деления E_γ

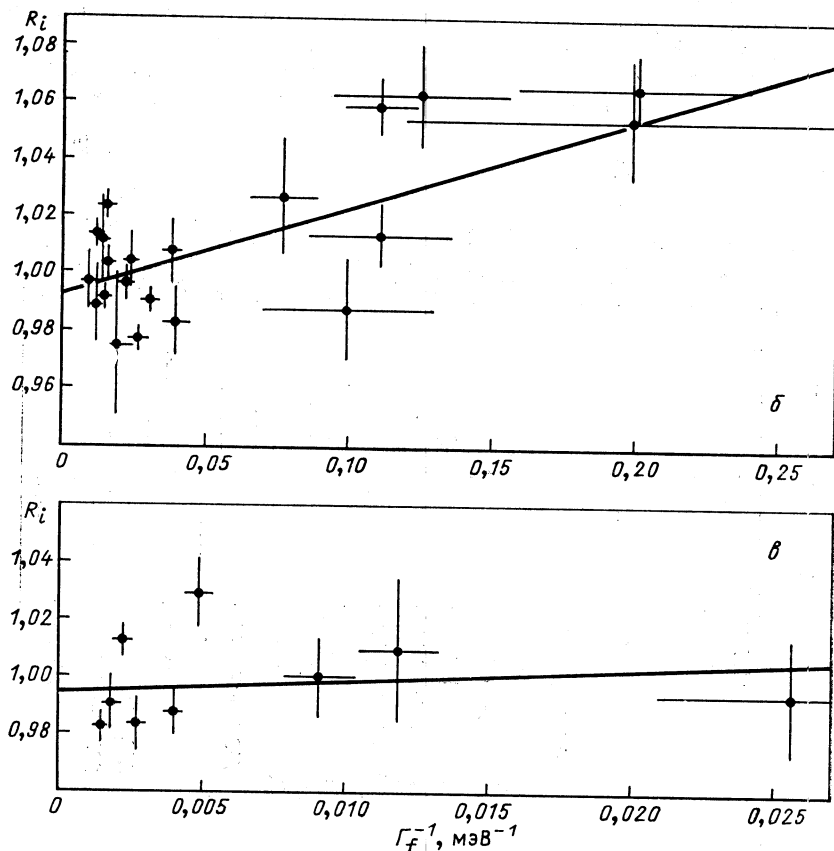


Рис. 15 б, в

$c r(R_i, E'_\gamma) = 0,72 \pm 0,10$ и антикорреляции R_i и v_n с $c r(R_i, v_n) = -0,60 \pm 0,14$ (данные по E'_γ и v_n Шаклтона и др. [23]).

С использованием зависимости R_i от Γ_f^{-1} в работе сделаны оценки ширины ($n, \gamma f$)-реакции для 1^+ - и 0^+ -резонансов ^{239}Pu [42]: 1^+ -резонансы, $\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (1,91 \pm 0,81)$ мэВ; 0^+ -резонансы, $\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (2,8 \pm 9,2)$ мэВ. Обработка экспериментальных данных и теоретические расчеты производились по методикам, аналогичным использованным в измерениях на ^{235}U . Экспериментальные и расчетные значения ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для 1^+ -резонансов приведены на рис. 16. Сравнение расчета и эксперимента показало, что в предделительном γ -излучении ^{240}Pu , в отличие от ^{236}U , преобладают $E1$ -переходы, а наилучшее согласие имеет место при использовании модели гигантского дипольного резонанса и модели входных состояний с промежуточным демпфированием состояний во второй яме. В работе показано также отсутствие спинового канального эффекта для множественности γ -квантов деления ^{239}Pu :

$$\bar{R}_{i0}(0^+) - \bar{R}_{i0}(1^+) = (0,0023 \pm 0,0090) \text{ отн. ед.}$$

Результаты измерений множественности нейтронов v_n и полной энергии γ -квантов деления E'_γ , выполненных Вестонем и Тоддом [29] на ускорителе ORELA, показаны на рис. 17. Статистический анализ данных для 29 изолированных резонансов и восьми групп резонансов в области 10—170 эВ показал большую для E'_γ (2,5 %) и незначительную для v_n (0,5—0,8 %) разность средних значений (E'_γ) и $\langle v_n \rangle$ для двух спиновых состояний. Такая разность хорошо согласуется с ее оценкой, полученной из баланса энергии возбуждения с использованием параметра $\partial v_n / \partial E^* = 0,128$ нейтр./МэВ [51]. Проведенный в работе МНК-анализ зависимости E'_γ и v_n от Γ_f^{-1} показал наличие сильной корреляции E'_γ и Γ_f^{-1} , тогда как для v_n такая корреляция выражена слабее. Интерпретация обнаруженных корреляций E'_γ , v_n и Γ_f^{-1} дана в рамках предположения о конкуренции ($n, \gamma f$)-реакции и прямого деления, наиболее сильно проявляющейся для резонансов с малыми делительными ширинами. Оценка параметров ($n, \gamma f$)-реакции в работе [29] не приводится.

Результаты измерений множественности нейтронов v_n и полной

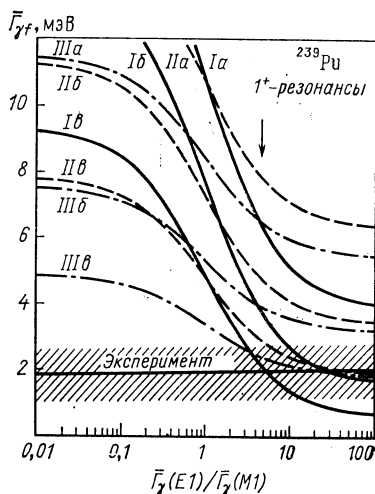


Рис. 16. Экспериментальные и расчетные ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для 1^+ -резонансов ^{239}Pu [42]. Обозначения такие же, как на рис. 9

энергии γ -квантов деления E'_γ , выполненных на ЛУЭ в Сакле с использованием БЖС-детектора, опубликованы в работах [20—26]. В работе [20] впервые были измерены вариации E'_γ в резонансной области ($E_n < 110$ эВ). Анализ данных для 29 резонансов ^{239}Pu показал наличие сильной антикорреляции вариаций ν_n и E'_γ . Вероятность чисто статистического происхождения таких вариаций ν_n и E'_γ для 1^+ -резонансов по критерию Бирже не превышает 0,00005, тогда как для 0^+ -резонансов она составляет соответственно 3 и 64 %. Интерпретация полученных результатов в [20] дана в предположении о существовании ($n, \gamma f$)-реакции на ядре ^{239}Pu , наиболее ярко проявляющейся в случае 1^+ -резонансов.

В работах [21, 22, 24, 25] обсуждаются результаты измерений ν_n и E'_γ в расширенном диапазоне энергий ($E_n < 400$ эВ), а также даны предварительные оценки произведения $\langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle$. Как и для ^{235}U ,

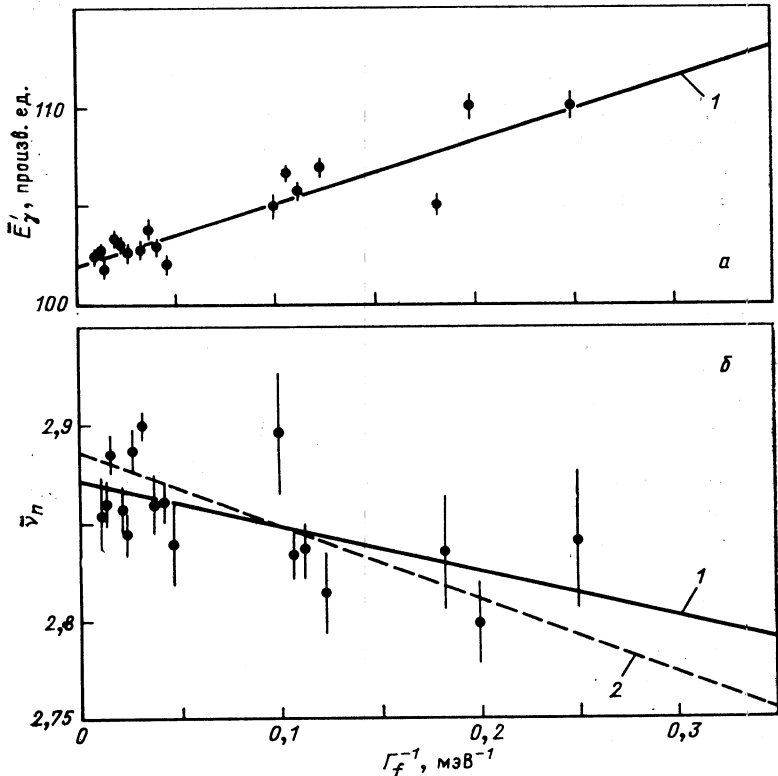


Рис. 17. Корреляции (а) полной энергии γ -квантов деления E'_γ , (б) множественности нейтронов деления ν_n и обратной дельтеальной ширины 1^+ -резонансов ^{239}Pu [29]:

1 — анализ по МНК; 2 — анализ по МНК для взвешенных точек

полностью результаты измерений ν_n и E'_γ для ^{239}Pu содержатся в работе Шаклтона [23]. На рис. 18 приведены данные из этой работы. Статистический анализ результатов измерений ν_n и E'_γ для резонансов ^{239}Pu в области энергий $7 < E_n < 195$ эВ подтвердили выводы, сделанные тем же автором на ограниченном статистическом материале [20].

Для 1^+ -резонансов измеренные значения ν_n и E'_γ в полном соответствии с гипотезой о конкуренции между ($n, \gamma f$)-реакцией и прямым делением обнаруживают сильную зависимость от обратной делительной ширины резонансов Γ_f^{-1} : $r(E'_\gamma, \Gamma_f^{-1}) = 0,94$ и $r(\nu_n, \Gamma_f^{-1}) = -0,87$.

Проведенный в работе [23] МНК-анализ линейной зависимости ν_n и E'_γ от Γ_f^{-1} дал следующие результаты:

$$1^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = \begin{cases} (4800 \pm 530) \text{ эВ}^2 (\nu_n); \\ (4490 \pm 400) \text{ эВ}^2 (E'_\gamma); \end{cases}$$

$$0^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = \begin{cases} (5000 \pm 7000) \text{ эВ}^2 (\nu_n); \\ (8000 \pm 1900) \text{ эВ}^2 (E'_\gamma). \end{cases}$$

Теоретические оценки произведения $\langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle$ и его сомножителей для ^{239}Pu сделаны Шаклтоном при тех же предположениях, что и в случае ^{235}U . Наилучшее согласие с результатами эксперимента было получено для следующих расчетных величин:

$$1^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = 3760 \text{ эВ}^2,$$

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} = 2,76 \text{ мэВ}, \quad \bar{E}_{\gamma f} = 1,36 \text{ МэВ};$$

$$0^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = 7900 \text{ эВ}^2,$$

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} = 5,73 \text{ мэВ}, \quad \bar{E}_{\gamma f} = 1,38 \text{ МэВ}.$$

Для ^{239}Pu в [23] обнаружен слабый эффект каналов деления: $\bar{\nu}_{n0}(0^+) - \bar{\nu}_{n0}(1^+) = (99 \pm 42) \text{ кэВ}$, $\bar{E}'_{\gamma 0}(0^+) - \bar{E}'_{\gamma 0}(1^+) = (10 \pm \pm 10) \text{ кэВ}$, откуда $E_f^*(0^+) - E_f^*(1^+) = (109 \pm 43) \text{ кэВ}$. Если «истинная» разность энергии возбуждения E_f^* осколков для резонансов 0^+ и 1^+ равна нулю, то, по оценке Шаклтона, вероятность случайного наблюдения полученной разности не превышает 1 %.

В обзоре [26] экспериментальные результаты работы [23] для ^{239}Pu проанализированы с учетом данных о барьерах деления Голдстоуна и др. [52], полученных из измерений сечения реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$. Приведенные в [26] оценки параметров ($n, \gamma f$)-реакции несколько отличаются от оценок Шаклтона:

$$1^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = (4600 \pm 300) \text{ эВ}^2,$$

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (4,2 \pm 0,4) \text{ мэВ}, \quad \bar{E}_{\gamma f} = (1080 \pm 50) \text{ кэВ};$$

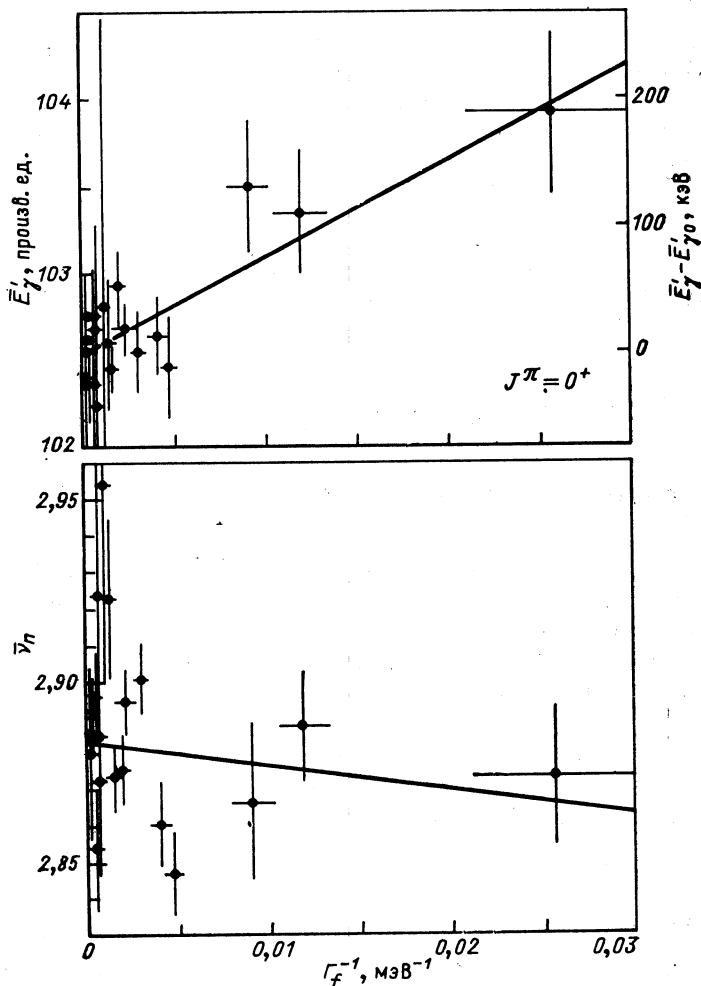
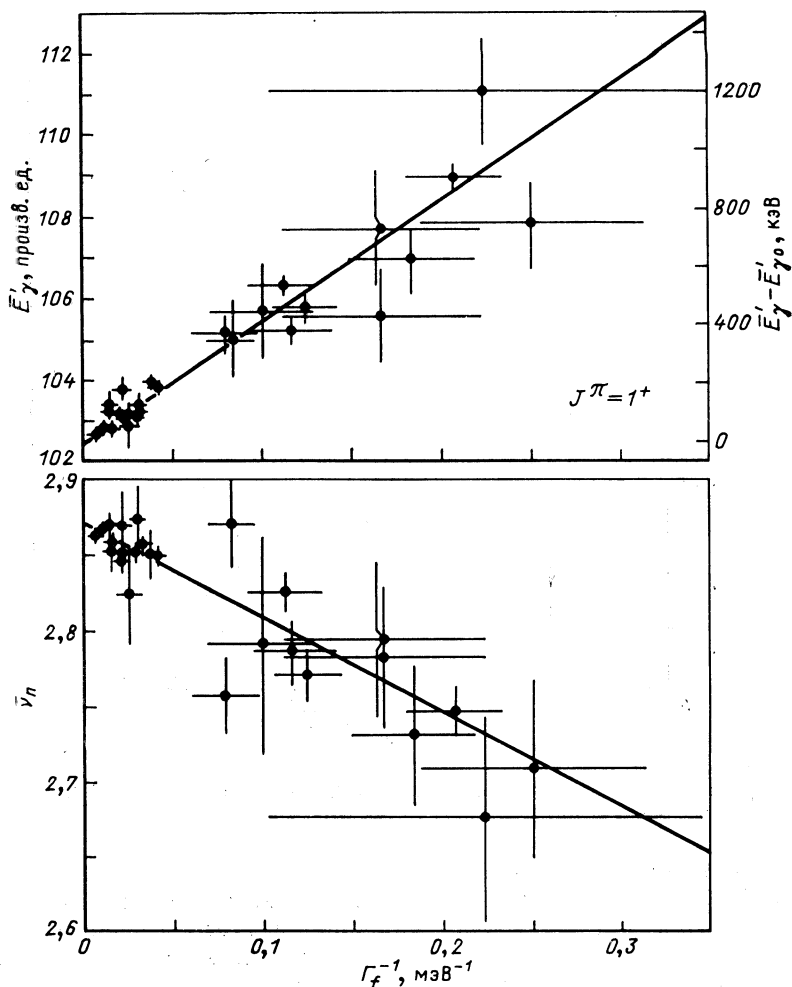


Рис. 18. Корреляции множественности нейтронов ν_n , полной энергии γ -кван

0^+ -резонансы: $\langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}_{\gamma f} \rangle = (8000 \pm 1900) \text{ эВ}^2$,

$$\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (7,3 \pm 1,8) \text{ мэВ}, \quad \bar{E}_{\gamma f} = (1100 \pm 50) \text{ кэВ}.$$

Результат эксперимента по измерению спектра предделительных γ -квантов из $(n, \gamma f)$ -реакции, выполненного Трошоном и др. [40, 41] в Сакле, показан на рис. 19. Приведенный здесь спектр представляет собой разность двух аппаратурных спектров (отнормированных на один акт деления) γ -квантов для 1^+ -резонансов 44,48 и 10,93 эВ. Достигнутая статистическая точность позволила авторам этой рабо-



тов деления E'_γ и обратной делительной ширины резонансов ^{239}Pu [23]

ты утверждать, что ими обнаружен пик при энергии около 2 МэВ (энергия возбуждения 4,52 МэВ). Этот пик соответствует вибрационному состоянию класса II (во 2-й яме двугорбого барьера деления) с K^π , равным 0^- или 1^- . Подтверждением такого вывода можно считать наблюдение резонанса при этой же энергии возбуждения в реакции (d, pf) [52].

В другом эксперименте, выполненном на нейтронном спектрометре ГНЕЙС [19, 42, 43], спектры γ -квантов деления были измерены для восьми резонансов ^{239}Pu : 90,75 эВ ($R1$); 52,6 эВ ($R2$); 47,6 эВ

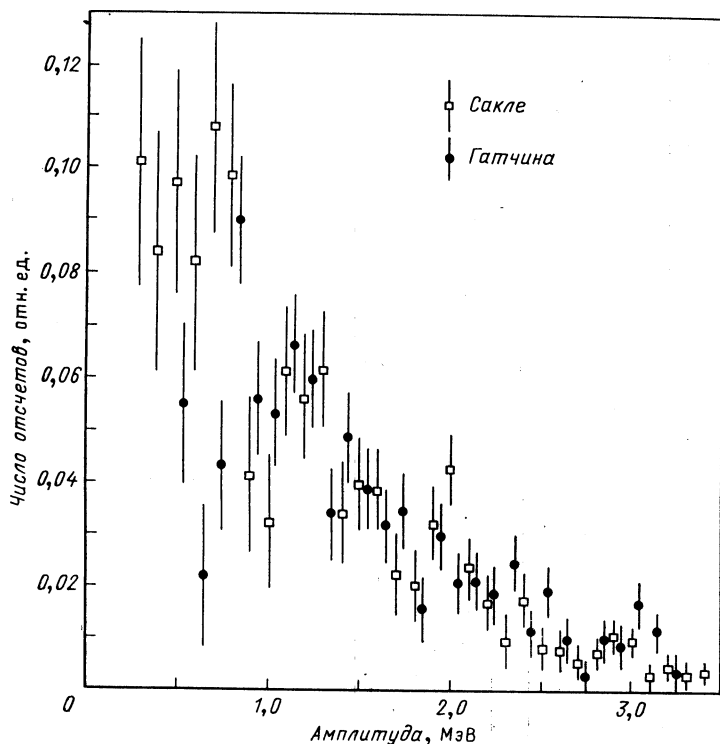


Рис. 19. Спектр предделительных γ -квантов из (n, γ) -реакции на ^{239}Pu по данным измерений в Сакле [40, 41] и на спектрометре ГНЕЙС в Гатчине [42]

(R3); 44,48 эВ (R4); 41,66 эВ + 41,42 эВ (R5); 22,29 эВ (R6); 17,66 эВ (R7); 10,93 эВ (R8). На рис. 20 показаны отношения спектров γ -квантов для различных комбинаций этих резонансов. Приведенные отношения демонстрируют следующие характерные особенности амплитудных спектров γ -квантов:

1) спектры γ -квантов из 1^+ -резонансов с большими делительными ширинами Γ_j (R6, R7, R8) близки по форме; то же самое, хотя и с меньшей статистической достоверностью, можно сказать о спектрах из 1^+ -резонансов с малыми ширинами Γ_j (R1, R2, R4, R5);

2) несмотря на различие в спидах, спектр γ -квантов из резонанса R3 (0^+) подобен спектрам группы слабых 1^+ -резонансов (R1 + R2 + R4 + R5);

3) в среднем спектры слабых 1^+ -резонансов (R1, R2, R4, R5) существенно отличаются по форме от спектров сильных 1^+ -резонансов (R6, R7, R8).

Первая из отмеченных особенностей спектров γ -квантов деления свидетельствует в пользу предположения, используемого при анали-

зе данных экспериментов по измерению множественности γ -квантов деления, а именно: спектр γ -квантов из осколков слабо меняется при переходе от резонанса к резонансу.

Полученный в работе [42] разностный амплитудный спектр для 1^+ -резонансов $R4$ (44,48 эВ) и $R8$ (10,93 эВ) приведен на рис. 19.

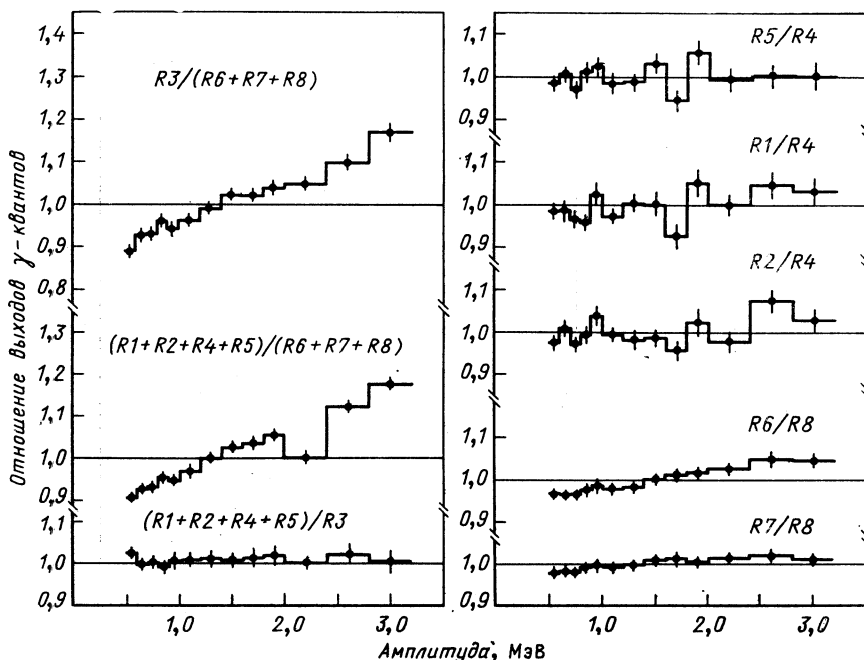


Рис. 20. Отношения спектров γ -квантов деления для различных комбинаций резонансов ^{239}Pu [42, 43]

Сравнение результатов двух экспериментов показывает, что, несмотря на различие функций отклика двух детекторов — $\text{NaI}(\text{Tl})$ и $\text{Ge}(\text{Li})$, наблюдается согласие данных в области энергий $0,8 < E_\gamma < 3,3$ МэВ. Результаты измерений на ГНЕЙС подтверждают возможность существования максимума при энергии $E_\gamma \approx 2$ МэВ, обнаруженного в Сакле.

Сравнение формы измеренных и расчетных спектров предельных γ -квантов (рис. 21) показывает наличие жесткой ($E_\gamma > 2$ МэВ) компоненты, происхождение которой можно объяснить проявлением в (n, γ)-реакции переходных состояний, которые в (d, pf)-реакции, данные о которой закладывались в расчеты, не обнаруживаются. Для резонанса $R4$ и других ($R1, R2, R5$) слабых 1^+ -резонансов ^{239}Pu в разностных амплитудных спектрах обнаружен ряд структур [42], которые могут быть связаны с переходами на

уровни, наблюдаемые в (d , pf)-реакции, и соответствующие неполностью демпфированным вибрационным состояниям во 2-й яме барьера деления ^{240}Pu при энергиях возбуждения на 1—3 МэВ ниже энергии связи нейтрона.

В эксперименте Л. А. Попеко и др. [44] спектр предделительных γ -квантов для ^{239}Pu получен расчетным путем из измеренного разностного спектра электронов конверсии для резонансных (0,29 эВ)

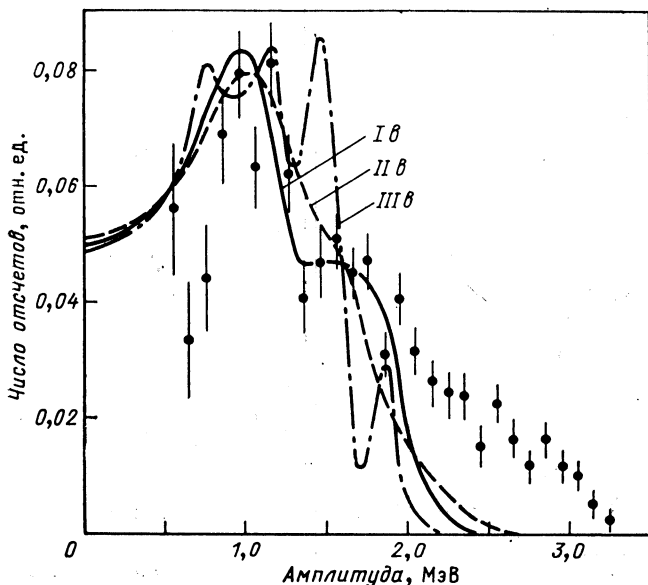


Рис. 21. Усредненный по 1^+ -резонансам ($R1$, $R2$, $R4$, $R5$) разностный ($R_{1,2,4,5}$ — $R8$) спектр γ -квантов и расчетные аппаратные спектры предделительных γ -квантов ^{239}Pu [42, 43]. Обозначения вариантов расчета такие же, как на рис. 9

и тепловых нейтронов. На рис. 22 приведены (полученные при различных предположениях о мультипольности γ -переходов) спектры γ -квантов из (n , γf)-реакции и их сравнение с теоретически рассчитанными спектрами из работы [40]. Оказалось, что теоретические спектры жестче экспериментальных, а наилучшее согласие, по-видимому, достигается для $M1$ -переходов или для переходов с примесью до 50 % $E1$ -переходов при промежуточном демпфировании состояний во 2-й яме.

^{241}Pu . Образующиеся при захвате s -нейтронов ядром ^{241}Pu компаунд-состояния имеют спин и четность 2^+ или 3^+ . Значения спинов резонансов получены в результате многоуровневого анализа данных измерений сечений σ_{tot} и σ_f в области энергий ниже 104 эВ [53, 54]. При среднем расстоянии между уровнями обоих спинов $\langle D \rangle \simeq 1,14$ эВ и делительных ширинах $\langle \Gamma_f(3^+) \rangle \simeq 87$ мэВ и $\langle \Gamma_f(2^+) \rangle \simeq$

≈ 595 мэВ существует необходимость введения поправок на вклад от соседних уровней при измерениях в изолированных резонансах.

К настоящему времени известны и опубликованы результаты только одного эксперимента по исследованию (n, γ)-реакции на

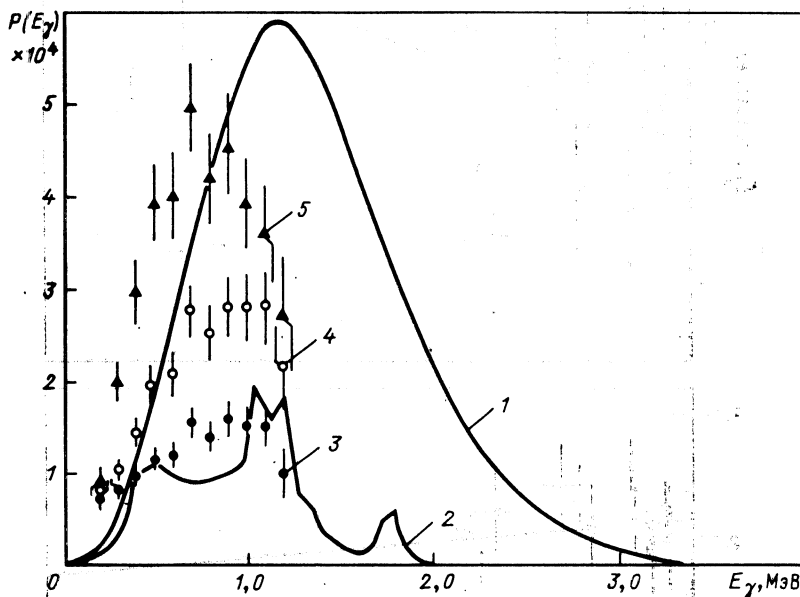


Рис. 22. Экспериментальные и расчетные спектры предельных γ -квантов из (n, γ)-реакции на ^{239}Pu [44]:

1, 2 — расчетные спектры [40] соответственно для полного демпфирования состояний во 2-й яме и его отсутствия; 3—5 — экспериментальные спектры (уменьшены в 5 раз по оси ординат) соответственно для M1-, 50%M1+50%E1- и E1-мультипольностей

^{241}Pu [26—28]. В этом эксперименте, выполненном в Сакле по методике, использованной для измерений с ^{235}U и ^{239}Pu , Симоном и Фрео измерены множественность нейтронов ν_n и полная энергия γ -квантов деления E'_γ для 64 резонансов ^{241}Pu в области $4 < E_n < 91$ эВ. Результаты работы [27] показаны на рис. 23. По сравнению с ^{239}Pu эффект влияния (n, γ)-реакции на вариации величин ν_n и E'_γ в случае ^{241}Pu выражен значительно слабее. Проведенный в работе [27] МНК-анализ зависимости ν_n и E'_γ от Γ_f^{-1} для 14 резонансов со спином 2^+ и 19 резонансов со спином 3^+ дал следующие результаты:

$$2^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}'_{\gamma f} \rangle = \begin{cases} (5830 \pm 5680) \text{ эВ}^2 (\nu_n); \\ (7932 \pm 5158) \text{ эВ}^2 (E'_\gamma); \end{cases}$$

$$3^+\text{-резонансы: } \langle \bar{\Gamma}_{\gamma f} \bar{E}'_{\gamma f} \rangle = \begin{cases} (1627 \pm 1229) \text{ эВ}^2 (\nu_n); \\ (1750 \pm 789) \text{ эВ}^2 (E'_\gamma). \end{cases}$$

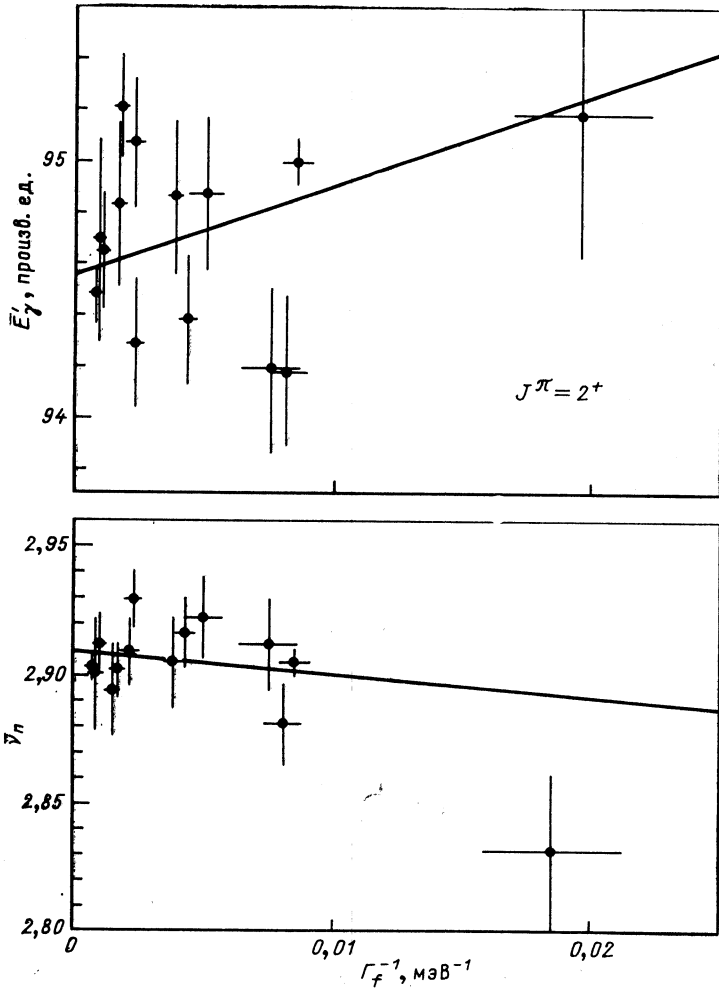


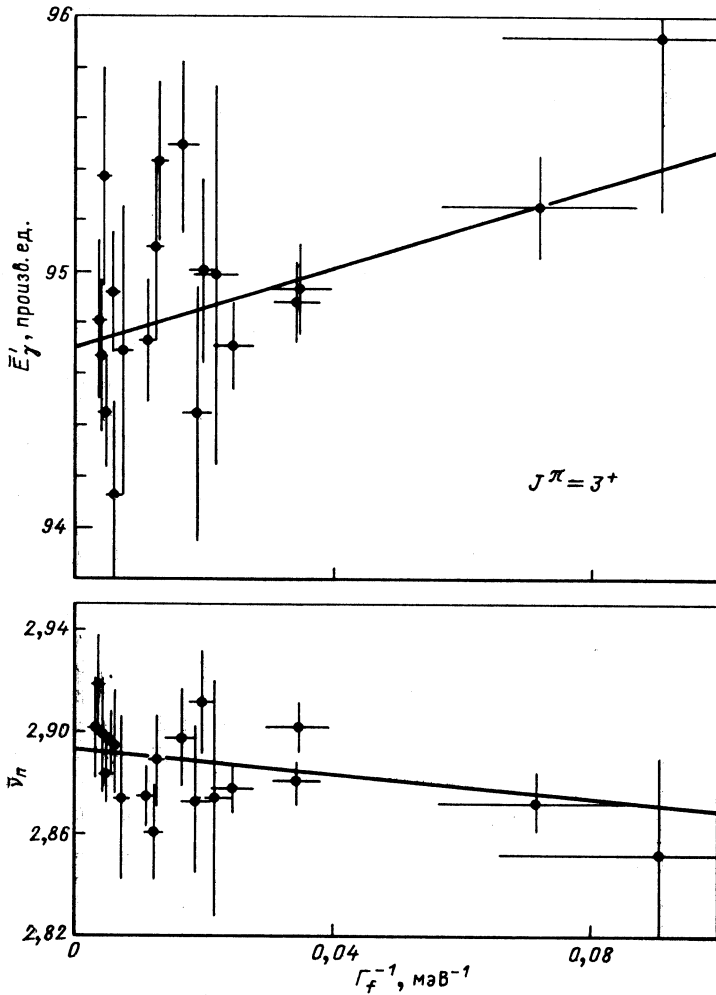
Рис. 23. Корреляции множественности нейтронов ν_n , полной энергии γ -кван

В предположении, что средняя энергия спектра предделительных γ -квантов для ^{241}Pu около 1 МэВ, Симон и Фрео дали оценку ширины ($n, \gamma f$)-реакции на этом ядре: $\bar{\Gamma}_{\gamma f}(2^{+}) \simeq 7$ мэВ и $\bar{\Gamma}_{\gamma f}(3^{+}) \simeq 2$ мэВ.

В обзоре Трошона [26] приводятся несколько отличающиеся от этих оценки параметров $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ и $\bar{E}_{\gamma f}$ для ^{241}Pu , сделанные на основании экспериментальных данных работы [27] и данных Голдстоуна [52] по барьерам деления:

2^{+} -резонансы: $\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (8,7 \pm 4,9)$ мэВ, $\bar{E}_{\gamma f} = (800 \pm 100)$ кэВ;

3^{+} -резонансы: $\bar{\Gamma}_{\gamma f} = (2,1 \pm 0,8)$ мэВ, $\bar{E}_{\gamma f} = (800 \pm 100)$ кэВ.



тов деления E_γ' и обратной делительной ширины резонансов ^{241}Pu [27]

5. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ $(n, \gamma f)$ -РЕАКЦИИ

Как следует из приведенного выше обзора работ, экспериментальные исследования $(n, \gamma f)$ -реакции сопряжены с большими методическими трудностями. Этим в основном и объясняется довольно ограниченный объем накопленных к настоящему времени экспериментальных данных для этой реакции (всего для трех делящихся ядер — ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu). В то же время, по мере появления такой

информации, стала совершенно очевидной необходимость учета $(n, \gamma f)$ -реакции для расчета и оценки нейтронных сечений делящихся ядер в широком диапазоне энергий налетающих нейтронов. В силу этих причин, а также по мере совершенствования методов теории ядерных реакций был опубликован ряд работ, в которых на основе анализа экспериментальных данных были выполнены новые оценки и расчеты параметров $(n, \gamma f)$ -реакции для ряда делящихся ядер.

Метод расчета ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$, основанный на описании средних вероятностей γ -переходов между высоковозбужденными компаунд-состояниями с помощью радиационной силовой функции, развит в работах В. А. Втюрина и Ю. П. Попова [55, 56]. Из экспериментальных данных по $(n, \gamma f)$ -реакции авторы этого метода получили радиационные силовые функции для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в предположении, что среди мягких ($E_\gamma < 2$ МэВ) γ -переходов между компаунд-состояниями преобладают переходы типа $M1$. Основанием для такого предположения служат следующие экспериментальные факты:

1) анализ данных по $(n, \gamma f)$ -реакции на ^{235}U [39] приводит к выводу о преобладании $M1$ -переходов;

2) форма спектра α -частиц из реакции $(n, \gamma\alpha)$ на ядрах с $A \sim 150$ лучше всего может быть описана в рамках гипотезы о преобладании $M1$ -переходов;

3) сравнение ширины $\Gamma_{\gamma\alpha}$ для резонансов ^{143}Nd с разным спином указывает на преимущественный вклад $M1$ -переходов.

Оказалось, что силовая функция мягких γ -переходов, полученная из экспериментальных данных по $(n, \gamma f)$ - и $(n, \gamma\alpha)$ -реакциям, в пределах погрешностей совпадает с радиационной силовой функцией жестких $M1$ -переходов и не обнаруживает зависимости от атомной массы ядра. На основании этого факта при значении силовой функции $S_\gamma(M1) = 2,4 \cdot 10^{-8}$ были рассчитаны ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для широкого круга делящихся ядер (табл. 2). Расчеты проводились

Таблица 2. Ширины $(n, \gamma f)$ -реакции [56]

Ядро-мишень	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{238}Pu	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am	^{243}Am
$\bar{\Gamma}_{\gamma f}^I$, мэВ (оценка)	4,6	1,6	$2 \cdot 10^{-7}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	12	1,4	—	—
$\bar{\Gamma}_{\gamma f}^{II}$, мэВ (оценка)	8,3	3,2	0,15	$2 \cdot 10^{-2}$	16,5	2	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-4}
$\bar{\Gamma}_{\gamma f}$, мэВ (эксперимент)	—	$2 \pm 0,7$ [24] $4 \pm \frac{1}{2}$ [58]	—	~ 1 [4] $< 10^{-1}$ [5]	10 ± 3 [24]	4 ± 2 [59]	—	—

в модели двугорбого барьера деления, при этом параметры барьеров брались из известных экспериментальных данных Бака и др. [57] по (d, pf) -реакции. Приведенным в табл. 2 значениям $\bar{\Gamma}_{\gamma f}^I$ соответствует «мгновенная» $(n, \gamma f)$ -реакция, когда после испускания γ -кванта идет деление через оба барьера, а $\bar{\Gamma}_{\gamma f}^{II}$ — «задержанная», когда ядро, находясь в одном из состояний 2-й ямы барьера деления, делится с периодом полураспада соответствующего изомерного состояния. Из приведенных выше экспериментальных данных только результаты работ [38, 39] можно отнести к измерениям мгновенной $(n, \gamma f)$ -реакции. Следует отметить удовлетворительное согласие сделанных в [55, 56] оценок с имевшимися в распоряжении авторов экспериментальными данными.

В работах В. А. Коньшина и др. [60—63] проанализировано влияние $(n, \gamma f)$ -реакции в расчетах средних ширин и сечений радиационного захвата и деления для ядер с отрицательным порогом деления. В частности, было показано, что результаты расчета радиационных ширин с учетом $(n, \gamma f)$ -реакции существенно различаются для двух представлений спектрального фактора (матричных элементов переходов) — по одночастичной модели (Вайскопфа) и по модели гигантского дипольного резонанса (Лоренца). Из сравнения имевшихся экспериментальных данных по ширинам $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для ^{239}Pu [14, 15] и ^{241}Pu [27] с соответствующими расчетными величинами сделан вывод о том, что представление спектрального фактора в виде представления Вайскопфа не дает согласия с экспериментом, тогда как лоренцева зависимость обеспечивает хорошее согласие. Для указанных ядер получены следующие оценки (с лоренцевым фактором):

$$^{239}\text{Pu}: \bar{\Gamma}_{\gamma f}(0^+) = 10,2 \text{ мэВ}, \bar{\Gamma}_{\gamma f}(1^+) = 4,9 \text{ мэВ};$$

$$^{241}\text{Pu}: \bar{\Gamma}_{\gamma f}(2^+) = 5,0 \text{ мэВ}, \bar{\Gamma}_{\gamma f}(3^+) = 2,9 \text{ мэВ}.$$

В расчетах учитывались только $E1$ -переходы, при этом показано, что при учете $(E1 + M1)$ -переходов ($E1/M1 \simeq 6,8$) согласие с экспериментом несколько ухудшается, а увеличение вклада $M1$ -переходов ($E1/M1 \rightarrow 1$) еще более ухудшает его.

Учет $(n, \gamma f)$ -реакции, а также реакции $(n, \gamma n')$ приводит к изменению энергетической зависимости средних радиационных ширин и сечения радиационного захвата. Так, для ^{239}Pu (рис. 24) при энергии нейтронов $E_n \simeq 1$ МэВ результаты расчета σ_γ с учетом и без учета $(n, \gamma f)$ -реакции различаются почти в 2 раза. В области низких энергий $(n, \gamma f)$ -реакция может давать существенный вклад в полное сечение деления $\sigma_f = \sigma_{fd} + \sigma_{\gamma f}$. Расчет для ^{239}Pu показывает, что при $E_n = 1$ кэВ вклад $(n, \gamma f)$ -реакции в σ_f составляет около 10 %. Учет этой реакции существенно влияет и на $\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$. Так, расчеты α (^{239}Pu) с учетом и без учета $(n, \gamma f)$ -реакции различаются на 15 % при $E_n \simeq 1$ кэВ, на 10 % при 40 кэВ, на 20 % при 300 кэВ и на 50 % при 700 кэВ.

В работе В. С. Ставинского и Г. Я. Тертыхного [64] сделана оценка вклада $(n, \gamma f)$ -реакции в сечение деления четных изотопов урана

с A , равным 232, 234, 236 и 238 в области энергии нейтронов $1,5 < E_n < 5,5$ МэВ, соответствующих первому «плато» сечения деления. Авторами этой работы использован простой вариант статистической теории ядерных реакций. При этом учитывались только первичные $E1$ -переходы с исходного возбужденного состояния ядра, а при вычислении плотности уровней использовалась параметризация Дилга [65]. В работе исследована зависимость результатов

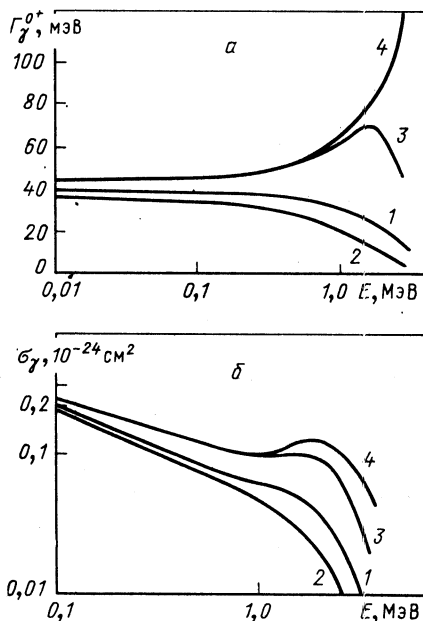


Рис. 24. Энергетическая зависимость (а) ширины $\bar{\Gamma}_\gamma(0^+)$ и сечения $\sigma_\gamma(б)$ для ^{239}Pu с учетом $(n, \gamma f)$ - и $(n, \gamma n')$ -реакций [62]:

1 — с учетом $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, Лоренц;
2 — с учетом $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, Вайскопф;
3 — с учетом $(n, \gamma n')$, Лоренц; 4 — без учета $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, Лоренц

расчета от вида радиационной силовой функции. Помимо широко применяемых моделей Вайскопфа и гигантского дипольного резонанса, использовался подход, предложенный в работах С. Г. Кадменского и В. И. Фурмана [66], в котором учитывается зависимость ширины гигантского резонанса от энергии возбуждения.

Результаты расчетов позволили авторам работы [64] заключить, что $(n, \gamma f)$ -реакция может давать заметный вклад в деление четных изотопов урана на быстрых нейтронах. Относительная величина эффекта при этом сравнима с вкладом $(n, \gamma f)$ -реакции в сечение деления нечетных актиноидов в резонансной области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные о $(n, \gamma f)$ -реакции, содержащиеся в рассмотренных выше работах, их интерпретация и теоретическое описание позволяют сформулировать ряд выводов.

Во-первых, существование ($n, \gamma f$)-реакции можно считать в настоящее время экспериментально доказанным фактом. Для трех изученных ядер — ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu — объем и характер полученной информации существенно различны. Однако общим моментом является то, что наблюдаемые в резонансной области энергий эффекты, связанные с множественностью и полной энергией γ -квантов деления, а также с множественностью вторичных нейтронов деления, могут быть единым образом интерпретированы как проявления ($n, \gamma f$)-реакции в её конкуренции с прямым делением. В связи с этим представляется важным проведение аналогичных измерений для более широкого круга ядер, например, на ядрах урана с A , равным 233, 236. Первое из них, как видно из оценок, сделанных в [56] (см. табл. 2), должно иметь довольно большую вероятность ($n, \gamma f$)-реакции. Что же касается ^{238}U , то из измерений сечения подпорогового деления этого ядра в области энергий ниже 415 эВ [67] следует, что делительные ширины резонансов очень слабо ($v_{\text{eff}} \approx 18$) флуктуируют вокруг среднего значения 0,35 мэВ. Одним из возможных объяснений [7] этого факта может быть доминирующая роль ($n, \gamma f$)-реакции в подпороговом делении ^{238}U .

Во-вторых, полученные из экспериментальных данных ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ для указанных ядер известны с точностью 10—60 %. Расхождение ширины, полученных разными авторами по различающимся методикам, достигает нескольких раз. Погрешности ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ в основном определяются экспериментальными погрешностями измеряемых величин v_{γ} , E'_{γ} и v_n , а также Γ_f . Кроме того, недостаточно хорошо известны спины резонансов. Погрешности $\Delta\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ такого рода в принципе могут быть уменьшены путем увеличения числа измеряемых резонансов и улучшения статистической точности. Необходимы и новые эксперименты по идентификации спинов резонансов, аналогичные измерениям Мура и др. [45].

При обработке результатов измерений множественности нейтронов деления обычно используется параметр $\partial v_n / \partial E^*$, полученный для области быстрых нейтронов. Такая линейная экстраполяция зависимости $v_n(E^*)$ в область энергий возбуждения ниже энергии связи нейтрона также может быть источником значительных погрешностей в определении $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$. Как показывает анализ [68], область энергий возбуждения $4,5 < E^* < 5,5$ МэВ, на которую приходится максимум спектра предделительных γ -квантов, является переходной между двумя областями, характеризующимися разными типами деления. Для сверхтекучей области ($E^* \lesssim 4,5$ МэВ) характерно очень слабое демпфирование, когда прирост энергии возбуждения практически полностью переходит в увеличение кинетической энергии осколков деления. В области с умеренным и сильным демпфированием ($E^* \gtrsim 5,5$ МэВ) кинетическая энергия осколков уменьшается с ростом E^* , а множественность нейтронов деления растет. Поведение зависимости $v_n(E^*)$ в переходной области (возможный резкий рост

с увеличением E^* и, соответственно, большее значение $\partial v_n / \partial E^*$) представляет собой неисследованное явление. Информация о нем помогла бы не только в решении проблемы корректной интерпретации результатов измерений v_n при изучении $(n, \gamma f)$ -реакции, но и внесла бы значительный вклад в наше понимание самого механизма деления.

Еще одним источником погрешности в $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ является зависимость результатов обработки экспериментальных данных о принятой теоретической модели. В связи с этим существует потребность в экспериментальной информации о спектрах предделительных γ -квантов, поскольку из нее можно получить среднюю энергию $\bar{E}_{\gamma f}$ (или $\bar{v}_{\gamma f}$), а значит, и значение $\bar{\Gamma}_{\gamma f}$ без привлечения той или иной теоретической модели. Первые попытки экспериментального определения спектров предделительных γ -квантов показали чрезвычайную трудность таких измерений, обусловленную малым наблюдаемым эффектом, маскируемым прямым делением. Наиболее целесообразным представляется использование для таких измерений детекторов с достаточно высокой эффективностью и умеренным энергетическим разрешением, например NaI(Tl). С их помощью можно не только определить форму спектра предделительных γ -квантов, но и исследовать отдельные γ -переходы на уровне во второй яме двугорбого барьера деления.

И наконец, в-третьих, по мере появления новых данных о спинах резонансов, вероятностях радиационных переходов, барьерах деления и других параметрах, используемых при обработке экспериментальной информации, возникает необходимость в переоценке результатов ранее выполненных исследований $(n, \gamma f)$ -реакции.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить Г. А. Петрова за интересные обсуждения и постоянное внимание к работе, Ю. П. Попова, сделавшего ряд ценных замечаний по материалам выполненных автором исследований $(n, \gamma f)$ -реакции, а также И. В. Манинен за помощь при подготовке публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stavinsky V., Shaker M. O. // Nucl. Phys. 1965. Vol. 62. P. 667—672.
2. Lynn J. E. // Phys. Lett. 1965. Vol. 18, N 1. P. 31—34.
3. Соловьев В. Г. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3., вып. 4. С. 770—831.
4. Bowman C. D., Auchampauch G. F., Stubbins W. F. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 18, No. 1. P. 15—17.
5. Wilets L. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 9. P. 430—432.
6. Воротников П. Е., Отрощенко Г. А. // Ядерная физика. 1968. Т. 7, вып. 5. С. 967—969.
7. Mughabghab S. F. Neutron Cross Section: Vol. 1: Neutron resonance parameters and thermal cross sections, Part B., Z = 61—100. L.: Academic Press. 1984.
8. Vandenbosch R. // Nucl. Phys. 1967. Vol. A101. P. 460—472.
9. Лукьянов А. А., Шекер М. О. // Ядерная физика. 1969. Т. 10, вып. 4. С. 790—793.
10. Лукьянов А. А., Шекер М. О. // Программа и тезисы докладов XIX Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра:

27 января — 4 февраля 1969 г., Ереван, ФТИ АН СССР. Л., 1969. Ч. 2 (ядерные реакции). С. 92—93.

11. Shaker M. O., Lukyanov A. A. // Phys. Lett. 1965. Vol. 19, No. 3. P. 197—198.

12. Cao M. G. // Neutron Cross Sections and Technology: Proc. 2nd Conf. Nuclear Data for Reactors. Washington, 1968. Vol. 1. P. 482—487.

13. Борухович Г. З., Петров Г. А., Тетерев Э. П. и др. // Ядерная физика. 1971. Т. 14, вып. 4. С. 689—694.

14. Зен Чан Бом, Пантелеев Ц., Тянь Сан Хак // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37, № 1. С. 82—85.

15. Ryabov Yu., Trochon J., Shackleton D., Frehaut J. // Nucl. Phys. 1973. Vol. A216. P. 395—406.

16. Trochon J., Ryabov Yu. // Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая — 1 июня 1973 г., ФЭИ. Обнинск, 1974. Ч. 2. С. 232—238.

17. Борухович Г. З., Иванов К. Н., Петров Г. А. и др. // Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 18—22 апреля 1977 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1977. Ч. 3. С. 138—143.

18. Борухович Г. З., Звездкина Т. К., Иванов К. Н. и др. // ЛИЯФ АН СССР. Препринт 452. Л., 1978.

19. Abrosimov N. K., Borukhovich G. Z., Laptev A. B. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A242. P. 121—133.

20. Shackleton D., Trochon J., Frehaut J., Le Bars M. // Phys. Lett. 1972. Vol. 42B. P. 344—346.

21. Frehaut J., Le Bars M., Shackleton D., Trochon J. // Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая — 1 июня 1973 г., ФЭИ. Обнинск, 1974. Ч. 3. С. 145—152.

22. Frehaut J., Shackleton D. // Physics and Chemistry of Fission: Proc. of a Symposium: Rochester, N. Y., August 13—17, 1973. Vienna: IAEA, 1974. Vol. 2. P. 201—210.

23. Shackleton D. Etude des neutrons et des rayons gamma emis lors de la fission induite dans ^{235}U et ^{239}Pu par neutrons lents: mise en evidence de la reaction (n, γ): These de Doctorat. Paris, 1974.

24. Frehaut J., Shackleton D., Trochon J. // Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Munich, 1973. Vol. 1. P. 606—609.

25. Trochon J., Simon G., Sucosd C. // Acta Physica Slovaca. 1976. Vol. 26, No. 1. P. 25—31.

26. Trochon J. // Physics and Chemistry of Fission: Proc. Intern. Symposium: Jülich, May 14—18, 1979. Vienna: IAEA, 1980. P. 87—110.

27. Simon G., Frehaut J. // Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 9—13 июня 1975 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1976. Ч. 5. С. 337—348.

28. Simon G. These de Doctorat. Paris, 1975.

29. Weston L. W., Todd J. H. // Phys. Rev. C. 1974. Vol. 10, No 4. P. 1402—1406.

30. Macklin R. L., Gibbons J. H. // Phys. Rev. 1967. Vol. 159. P. 1007—1012.

31. Рябов Ю. В., Со Дон Сик, Чиков Н., Янева Н. Препринт ОИЯИ РЗ-5297. Дубна, 1970.

32. Weinstein S., Reed R., Block R. C. // Physics and Chemistry of Fission: Proc. Intern. Symposium: Vienna, 28 July — 1 August, 1969. Vienna: IAEA, 1969. Vol. 2. P. 477—486.

33. Weston L. W., Todd J. H. // Proc. Conf. «Neutron Cross Sections and Technology». University of Tennessee. 1971. Vol. 2. P. 961—964.

34. Trochon J., Lucas B., Michaudon A. e.a. // J. de Physique. 1973. Vol. 34.

35. Frehaut J. // Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 28 мая — 1 июня 1973 г., ФЭИ. Обнинск, 1974. Ч. 3. С. 165—176.

36. Howe R. E., Phillips T. W., Bowman C. D. // Phys. Rev. C. 1976. Vol. 13, No. 1. P. 195—205.

37. Богдзель А. А., Грейф Ю., Дюугы З. и др. // Нейтронная физика: Мате-

- риалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 9—13 июня 1975 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. Ч. 6. С. 111—115.
38. Длоугы Х., Криштяк И., Пантелеев П. Препринт ОИЯИ РЗ-9613. Дубна, 1976; Czech. J. Phys. 1976. Vol. B26. P. 1334—1343.
39. Длоугы З., Дука-Зойюми А., Криштяк И., Пантелеев П. Препринт ОИЯИ РЗ-12562. Дубна, 1979; Czech. J. Phys. 1980. Vol. B30. P. 1101—1114.
40. Trochon J., Pranal Y., Simon G., Sucosd C.//Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 9—13 июня 1975 г., М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. Ч. 5. С. 323—336.
41. Trochon J. Etude des proprietes de la fission dans les resonances de ^{239}Pu induites par neutrons lents: These de Doctorat. Paris, 1978.
42. Щербаков О. А. Экспериментальные исследования (n, γ)-реакции на нейтронном спектрометре ГНЕЙС: Дис. канд. физ.-мат. наук. Л., 1988.
43. Борухович Г. З., Звездкина Т. К., Лаптев А. Б. и др.//Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 2—6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. Ч. 1. С. 304—308.
44. Попеко Л. А., Руднев Ю. П., Петров Г. А.//Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 2—6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. Ч. 2. С. 77—81.
45. Moore M. S., Moses J. D., Keyworth G. A. e.a.//Phys. Rev. C. 1978. Vol. 18, No. 3. P. 1328—1348.
46. Gilbert A., Cameron A.//Canad. J. Phys. 1965. Vol. 43. P. 1446—1496.
47. Bergqvist I.//Nucl. Phys. 1965. Vol. 74. P. 15—26.
48. Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов. Деление ядер. М.: Атомиздат, 1976.
49. Worthing A. G., Geffner J. Treatment of Experimental Data. N. Y.: John Wiley and Sons Inc., 1944. P. 199.
50. Hill D., Wheeler J.//Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 1102—1145.
51. Fillmore F. L.//J. Nucl. Energy. 1968. Vol. 22. P. 79—84.
52. Goldstone P. D.//Phys. Rev. C. 1978. Vol. 18. P. 1706—1732.
53. Blons J., Derrien H.//Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 28 мая — 1 июня 1973 г., ФЭИ. Обнинск, 1974. Ч. 2. С. 263—270.
54. Blons J., Derrien H.//J. Phys. 1976. Vol. 37. P. 659—669.
55. Втюрин В. А., Попов Ю. П.//Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 18—22 апреля 1977 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977. Ч. 3. С. 268—272.
56. Втюрин В. А., Попов Ю. П. Препринт ОИЯИ. РЗ-10775. Дубна, 1977.
57. Back V. B., Bondorf J. P., Otroschenko G. A. e.a.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A165, No. 3. P. 449—474.
58. Bollinger L. M.//Nuclear Structure. JINR. Dubna, 1968. P. 317—325.
59. Simon G., Trochon J. CEA-N-1798, Juin 1975. P. 67.
60. Суховицкий Е. Ш., Клепацкий А. Б., Коньшин В. А., Анципов Г. В.//Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 18—22 апреля 1977 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977. Ч. 4. С. 68—74.
61. Анципов Г. В., Зеневич В. А., Клепацкий А. Б. и др.//Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук. 1979. № 4. С. 13—19.
62. Коньшин В. А.//Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук. 1979. № 1.
63. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
64. Ставинский В. С., Тертычный Г. Я. Препринт ФЭИ. 1954. Обнинск, 1987.
65. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M.//Nucl. Phys. 1973. Vol. A217.
66. Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И.//Ядерная физика. 1983. Т. 37. С. 277—288.
67. Theobald J. P., Wartena J. A., Weigmann H.//Nucl. Phys. 1972. Vol. A181. P. 639—644.
68. Patin Y., Lachkar J., Sigaud J.//Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике: Киев, 9—13 июня 1975 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. Ч. 6. С. 300—322.