

УДК 539.173

## ИССЛЕДОВАНИЯ $(n, \gamma f)$ -РЕАКЦИИ КАК МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

© 2020 г. О. А. Щербаков<sup>1, \*</sup>, А. С. Воробьев<sup>1</sup>, А. М. Гагарский<sup>1</sup>, Л. А. Вайшнене<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова

Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

\*E-mail: shcherbakov\_oa@nrci.ru

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Кратко описаны история открытия и сегодняшний статус исследований  $(n, \gamma f)$ -реакции – уникальной 2-х ступенчатой ядерной реакции, протекающей в тяжелых ядрах под действием нейтронов. На примере измерений, выполненных на нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС в Гатчине, показано, что уже известно и какая информация может быть получена из экспериментов по изучению  $(n, \gamma f)$ -реакции на резонансных нейтронах для важнейших делящихся ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , в том числе о свойствах первичных гамма-переходов между высоковозбужденными состояниями вблизи энергии связи нейтрона.

DOI: 10.31857/S036767652010021X

### ВВЕДЕНИЕ

Индукцированное нейтронами деление после предварительного испускания одного или нескольких  $\gamma$ -квантов, известное как  $(n, \gamma f)$ -реакция или  $(n, \gamma f)$ -процесс, впервые было предсказано теоретически Ставинским и Шекером [1], и независимо от них Линном [2]. Исследования  $(n, \gamma f)$ -реакции интересны и важны прежде всего для физики деления ядер как источник информации о высоте и структуре барьера деления, а также о спектрах переходных состояний над барьером и влиянии квантовых характеристик возбужденных состояний делящегося ядра на свойства продуктов деления. Не менее интересным является то обстоятельство, что исследования  $(n, \gamma f)$ -реакции представляют собой один из немногих способов изучения  $\gamma$ -переходов между высоковозбужденными состояниями тяжелых ядер вблизи энергии связи нейтрона. Структура таких состояний, например нейтронных резонансов, сложна, а экспериментальные данные об многочастичных компонентах их волновых функций практически отсутствуют. Именно поэтому исследования предделительных  $\gamma$ -переходов между высоковозбужденными состояниями в тяжелых ядрах, в волновые функции которых основной вклад дают именно многочастичные компоненты, могут быть важным источником информации.

### МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ $(n, \gamma f)$ -РЕАКЦИИ

При захвате медленного нейтрона с энергией  $E_n$  образуется компаунд-ядро в возбужденном состоянии с энергией  $E^* = B_n + E_n$ , спином  $J = I \pm 1/2$  и четностью  $\pi = \pi_f$ , где  $I$  – спин и  $\pi_f$  – четность основного состояния ядра-мишени. Обычно в тяжелых делящихся ядрах  $B_n \sim 5\text{--}6$  МэВ, а энергия изолированных нейтронных резонансов с надежно установленной величиной спина не превышает  $\sim 200$  эВ. Теоретическое выражение для  $\Gamma_{\gamma f}$  ширины  $(n, \gamma f)$ -реакции может быть записано в следующем виде:

$$\Gamma_{\gamma f}(E^*, J, \pi) = \sum_{XL} \sum_{J_f} \int_0^{E^*} \rho(E^* - E_{\gamma}, J_f, \pi_f) \cdot \Gamma_{\gamma}^{XL}(E_{\gamma}) \times P_f(E^* - E_{\gamma}, J_f, \pi_f) \cdot dE_{\gamma} \quad (1)$$

где  $J$  – спин,  $\pi$  – четность,  $E^*$  – энергия возбужденного состояния компаунд-ядра,  $E_{\gamma}$  – энергия  $\gamma$ -кванта (перехода),  $XL$  – тип ( $E$  – электрический или  $M$  – магнитный) и мультипольность  $\gamma$ -перехода, соответственно, и  $\Gamma_{\gamma}^{XL}(E_{\gamma})$  – радиационная ширина. Плотность уровней  $\rho(E^* - E_{\gamma}, J_f, \pi_f)$  и вероятность деления  $P_f(E^* - E_{\gamma}, J_f, \pi_f)$  вычисляются для конечного ( $f$ ) состояния со спином  $J_f$ , четностью  $\pi_f$  и энергией возбуждения  $E^* - E_{\gamma}$ .

В работе Ставинского и Шекера [1] оценки ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  для некоторых делящихся ядер были сделаны при следующих предположениях: а) в радиационных переходах доминирует дипольное излучение, вклады  $E1$ - и  $M1$ -переходов равны; б) матричные элементы  $\gamma$ -переходов постоянны (т.е. применима одночастичная модель); в) учитываются только первичные  $\gamma$ -переходы, т.к. деление после последующих переходов энергетически маловероятно; г) плотность уровней при энергии возбуждения вблизи энергии связи нейтрона описывается законом с постоянной температурой. Для наиболее изученных ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  полученные оценки  $\Gamma_{\gamma f}$  оказались сравнимыми с величинами средних радиационных ширины этих ядер:  $0.3 \cdot \langle \Gamma_{\gamma} \rangle \approx 12$  мэВ ( $^{235}\text{U}$ ) и  $0.5 \cdot \langle \Gamma_{\gamma} \rangle \approx 22$  мэВ ( $^{239}\text{Pu}$ ).

В работе Линна [2] оценки ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  были сделаны при иных предположениях относительно свойств предделительных  $\gamma$ -переходов: а) в радиационных переходах доминирует  $E1$ -излучение, вклад  $M1$ -переходов пренебрежимо мал; б) матричные элементы  $\gamma$ -переходов вычислялись по модели гигантского дипольного резонанса (ГДР); в) плотность уровней описывается моделью Ньютона. Были получены следующие величины ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  раздельно для нейтронных резонансов с разным спином:

$^{235}\text{U}$ :  $\Gamma_{\gamma f} = 3$  мэВ ( $3^-$ -резонансы) и 1.5 мэВ ( $4^-$ -резонансы);

$^{239}\text{Pu}$ :  $\Gamma_{\gamma f} = 3$  мэВ ( $1^+$ -резонансы) и 4–7 мэВ ( $0^+$ -резонансы).

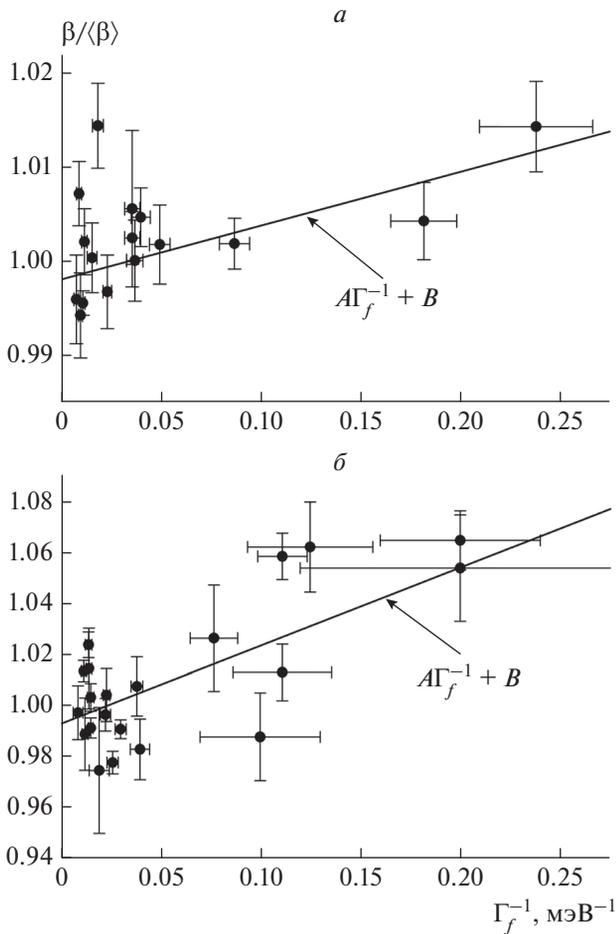
Таким образом, уже самые первые теоретические оценки показали, насколько сильно зависит величина ширины ( $n, \gamma$ )-реакции от характеристик предделительных  $\gamma$ -переходов, таких как тип и мультипольность  $\gamma$ -излучения, энергетическая зависимость матричных элементов переходов. Это означает, что эксперименты по измерению ширины ( $n, \gamma$ )-реакции и спектров предделительных  $\gamma$ -квантов могут служить источником информации о радиационных переходах между высоковозбужденными состояниями тяжелых ядер вблизи энергии связи нейтрона, каковыми по своей природе и являются предделительные  $\gamma$ -кванты.

Экспериментальное исследование предделительных  $\gamma$ -квантов является трудной задачей, поскольку наблюдаемые в эксперименте  $\gamma$ -кванты являются проявлением суммы 2-х механизмов: прямого деления и ( $n, \gamma$ )-реакции. Поскольку из экспериментов по делению на быстрых нейтронах известно, что множественность вторичных нейтронов деления практически линейно зависит от энергии возбуждения, то можно предположить, что уменьшение энергии возбуждения компаунд-ядра после испускания предделительного

$\gamma$ -кванта ведет к уменьшению множественности нейтронов деления. Что касается гамма-квантов из осколков деления, то они испускаются на последней стадии девозбуждения осколков, после испускания нейтронов деления. Предположим, что энергия возбуждения делящегося компаунд-ядра слабо влияет на множественность и полную энергию  $\gamma$ -квантов из осколков. Тогда добавление предделительного  $\gamma$ -кванта к 6–8 квантам из осколков приведет к небольшому увеличению множественности и полной энергии  $\gamma$ -квантов деления. Данные предположения лежат в основе метода измерения ширины ( $n, \gamma$ )-реакции посредством измерения вариаций множественности и полной энергии  $\gamma$ -квантов, а также множественности нейтронов деления в изолированных нейтронных резонансах с известными спином и четностью. Можно показать, что сделанные предположения можно записать в виде следующих простых математических выражений:

$$\begin{aligned} v_{\gamma} &= v_{\gamma 0} + \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} v_{\gamma f}, & E_{\gamma} &= E_{\gamma 0} + \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} E_{\gamma f}, \\ v_n &= v_{n 0} - \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} \left( \frac{d v_n}{d E^*} \right) E_{\gamma f}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $v_{\gamma f}$  и  $E_{\gamma f}$  — средняя множественность и средняя энергия предделительных  $\gamma$ -квантов;  $v_{\gamma 0}$ ,  $E_{\gamma 0}$ ,  $v_{n 0}$  — средняя множественность и полная энергия  $\gamma$ -квантов, средняя множественность нейтронов прямого деления (т.е. в отсутствие ( $n, \gamma$ )-реакции);  $\Gamma_f$  — полная делительная ширина. Из соотношений (2) следует, что при наличии даже небольшого вклада ( $n, \gamma$ )-реакции должны наблюдаться корреляции между величинами  $v_{\gamma}$ ,  $E_{\gamma}$ ,  $v_n$  и обратной делительной шириной  $\Gamma_f^{-1}$ . Исчерпывающий обзор корреляционных экспериментов такого типа, выполненных до 1990 года, можно найти в работе [3]. В качестве примера, рассмотрим результаты измерений множественности и спектров  $\gamma$ -квантов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  резонансными нейтронами на нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС в ПИЯФ [4, 5]. Осколки деления в этих экспериментах регистрировались с помощью ионизационной камеры деления, а  $\gamma$ -кванты деления в совпадении с осколками регистрировались сцинтилляционными детекторами  $\text{NaI(Tl)}$  с низкой эффективностью регистрации  $\epsilon_{\gamma} \approx 2\%$  ( $E_{\gamma} = 1$  МэВ). При такой методике эксперимента параметр  $\beta$ , отношение скоростей счета совпадений “осколок– $\gamma$ -квант”  $N_{\gamma f}$  и осколков деления  $N_f$ , является величиной, соответствующей истинной множественности  $v_{\gamma}$ , “взвешенной” с помощью функции



**Рис. 1.** Корреляция относительной множественности  $\gamma$ -квантов деления  $\beta/\langle\beta\rangle$  и обратной делительной ширины  $\Gamma_f^{-1}$  для: *a* –  $4^-$ -резонансов  $^{235}\text{U}$  и *b* –  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$ .

$\varepsilon_\gamma(E_\gamma)$  – энергетической зависимости эффективности регистрации детектора  $\gamma$ -квантов:

$$\beta = \frac{N_{\gamma f}}{N_f} = \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} v_{\gamma 0}(E_\gamma) \varepsilon_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma + \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} v_{\gamma f}(E_\gamma) \varepsilon_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (3)$$

где  $E_{\gamma 1}$  и  $E_{\gamma 2}$  – нижний и верхний пороги регистрации, соответственно;  $v_{\gamma 0}(E_\gamma)$  и  $v_{\gamma f}(E_\gamma)$  – спектры  $\gamma$ -квантов из осколков деления и  $(n, \gamma f)$ -реакции, соответственно. Последнее выражение можно привести к линейному виду  $A \cdot \Gamma_f^{-1} + B$ , где  $A$  и  $B$  – константы подгонки, определяемые из экспериментальных данных методом наименьших квадратов (рис. 1). В предположении, что искомая ширина  $\Gamma_{\gamma f}$  – слабо флуктуирующая величина, а спектр и множественность  $\gamma$ -квантов из осколков деления также слабо меняются от резонанса к резонансу, ширина  $\langle\Gamma_{\gamma f}\rangle$  вычисляется по формуле

$$\langle\Gamma_{\gamma f}\rangle = A\langle\beta\rangle / \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} v_{\gamma f}(E_\gamma) \varepsilon_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (4)$$

где  $\langle\beta\rangle$  – среднее значение величины  $\beta$  по массиву измеренных резонансов. Спектр предделительных  $\gamma$ -квантов  $v_{\gamma f}(E_\gamma)$  и эффективность регистрации  $\varepsilon(E_\gamma)$  были получены расчетным путем.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

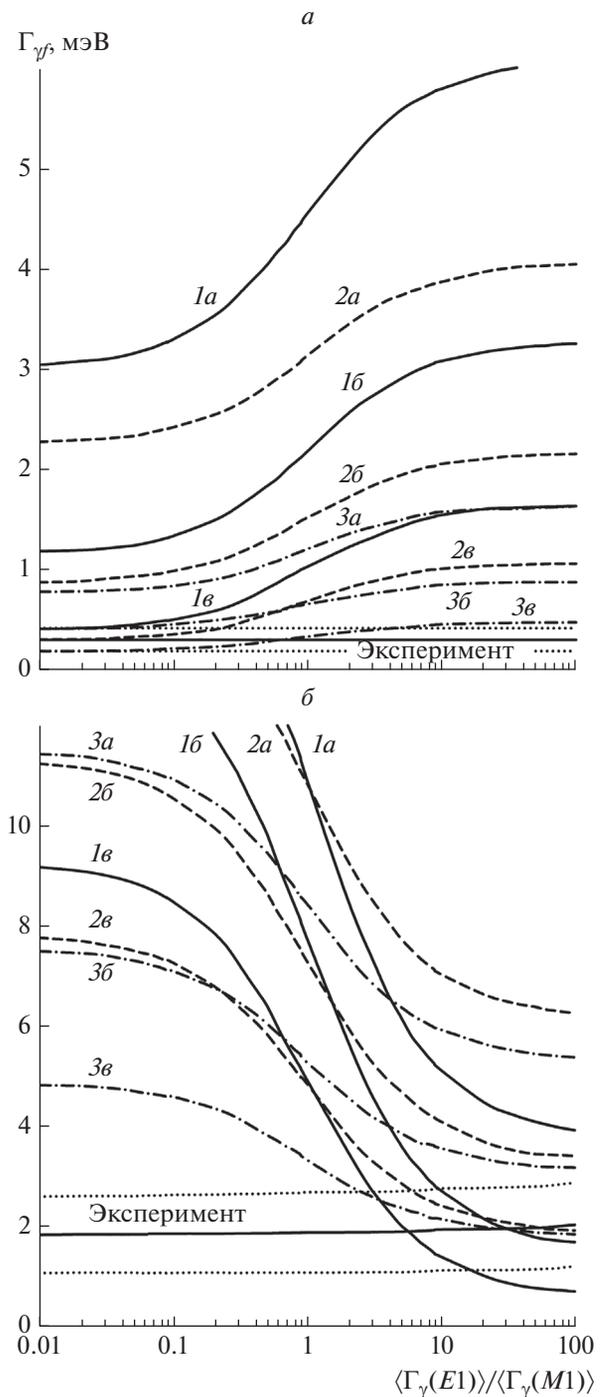
Измерения множественности  $\gamma$ -квантов деления были выполнены для 21 изолированного резонанса и 30 групп перекрывающихся резонансов  $^{235}\text{U}$  в диапазоне энергий нейтронов 4–130 эВ, а для  $^{239}\text{Pu}$  – для 30 изолированных и 10 групп перекрывающихся резонансов в диапазоне 14–205 эВ. Полученные экспериментальные значения ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  приведены в табл. 1. Для анализа экспериментальных данных были выполнены расчеты ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  и спектров предделительных  $\gamma$ -квантов. Учитывались только дипольные  $E1$ - и  $M1$ -переходы, плотность уровней вычислялась по формуле Гильберта–Камерона с параметрами подгонки к наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. Матричные элементы  $\gamma$ -переходов вычислялись по одночастичной модели и по модели ГДР. Расчет делительных ширины производился с использованием одnogорбой и двугорбой модели барьера деления. Для последней учитывались два варианта: полное демпфирование коллективных вибрационных состояний во 2-й яме барьера деления и промежуточное демпфирование. Экспериментальные и расчетные ширины

**Таблица 1.** Нейтронные резонансы  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ : начальные и конечные состояния предделительных  $\gamma$ -переходов, измеренные ширины  $(n, \gamma f)$ -реакции

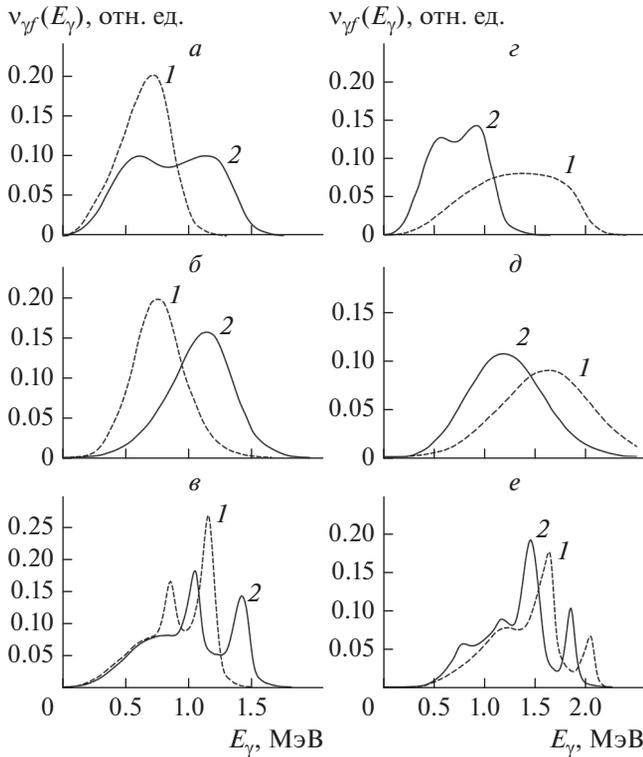
Ядро-мишень	Компаунд-ядро		После $M1$ -перехода	После $E1$ -перехода	$\Gamma_{\gamma f}$ , мэВ
$^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}$	$3^-$	$2^-, 3^-, 4^-$	$2^+, 3^+, 4^+$	$0.87 \pm 0.89$
		$4^-$	$3^-, 4^-, 5^-$	$3^+, 4^+, 5^+$	$0.32 \pm 0.13$
$^{239}\text{Pu}$	$^{240}\text{Pu}$	$0^+$	$1^+$	$1^-$	$2.8 \pm 9.2$
		$1^+$	$0^+, 1^+, 2^+$	$0^-, 1^-, 2^-$	$1.91 \pm 0.81$

$\Gamma_{\gamma f}$  для  $4^-$ -резонансов  $^{235}\text{U}$  и  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$  приведены на рис. 2 в зависимости от отношения интенсивностей  $E1$ - и  $M1$ -переходов (полных радиационных ширин). Сравнение экспериментальных и расчетных ширин  $\Gamma_{\gamma f}$  показало, что в предделительных  $\gamma$ -квантах компаунд-ядра  $^{236}\text{U}$  преобладают  $M1$ -переходы, в ядре  $^{240}\text{Pu}$  —  $E1$ -переходы. Наилучшее согласие имеет место при использовании модели ГДР и модели входных состояний с промежуточным демпфированием состояний во 2-й яме барьера деления. Доминирование предделительных  $M1$ -переходов в компаунд-ядре  $^{236}\text{U}$  было также обнаружено в ОИЯИ в экспериментах по измерению вариаций выходов рентгеновских квантов (как продуктов внутренней конверсии предделительных  $\gamma$ -квантов) в нейтронных резонансах  $^{235}\text{U}$  с энергиями 2–21 эВ [6]. Там же в Дубне, в экспериментах по изучению ( $n, \gamma\alpha$ )-реакции на нейтронных резонансах было показано, что  $M1$ -излучение преобладает и в  $\gamma$ -переходах между высоковозбужденными состояниями некоторых среднетяжелых ядер ( $A \sim 150$ ) [7]. Следует отметить, что малая величина 0.32 мэВ ширины  $\Gamma_{\gamma f}$   $4^-$ -резонансов  $^{235}\text{U}$  может быть интерпретирована как прямое следствие преобладания  $M1$ -переходов, поскольку именно такие переходы приводят к состояниям отрицательной четности, для которых соответствующие барьеры деления выше, чем барьеры с такими же значениями квантовых чисел ( $J, K$ ), но с положительной четностью. Усиление  $M1$ -переходов между высоковозбужденными состояниями в  $^{236}\text{U}$  противоречит теоретической оценке по одночастичной модели  $\langle \Gamma_{\gamma}(E1) \rangle / \langle \Gamma_{\gamma}(M1) \rangle \approx 125$ , независимой от энергии перехода, а также известной экспериментальной оценке  $\langle \Gamma_{\gamma}(E1) \rangle / \langle \Gamma_{\gamma}(M1) \rangle \approx 5-6$ , полученной из анализа радиационных ширин тяжелых ядер для энергий  $E_{\gamma} \sim 4-6$  МэВ [8].

Одной из возможных причин усиления  $M1$ -переходов может быть вклад в радиационную силовую функцию так называемой ядерной ножничной моды (“scissors mode”), имеющей резонансный характер в низкоэнергетической области ( $E_{\gamma} \sim 2-3$  МэВ) [9]. Количественная оценка вклада данного эффекта в ( $n, \gamma f$ )-реакцию на ядрах  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  была сделана в недавно опубликованной работе Линна и др. [10]. С использованием современных теоретических расчетных кодов авторами этой работы были получены величины ширин  $\Gamma_{\gamma f}$  и спектров (рис. 3) предделительных  $\gamma$ -квантов ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  для моделей 2-горбого и 3-горбого барьеров деления, с учетом и без учета  $M1$ -ножничной моды. Оказалось, что в ( $n, \gamma f$ )-реакции на ядре  $^{235}\text{U}$  (рис. 4а) доминирующую роль играют одночастичные  $E1$ -переходы, а вклад  $M1$ -переходов для резонансов обоих спинов не превышает 5%. Для  $4^-$ -резонансов вклад  $M1$ -



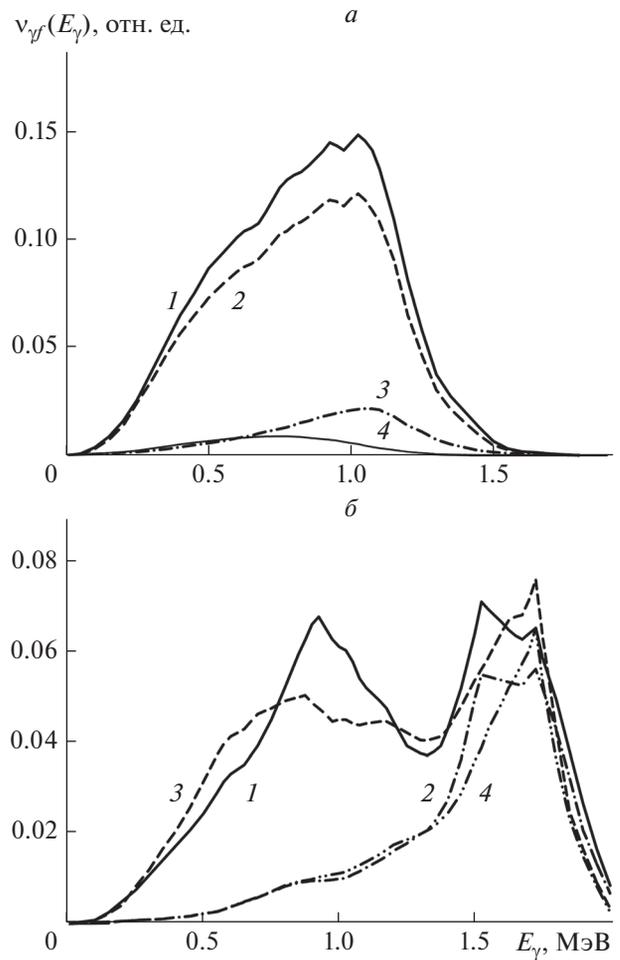
**Рис. 2.** Экспериментальные и расчетные ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  для а)  $4^-$ -резонансов  $^{235}\text{U}$  и б)  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$ . Точечные линии выше и ниже сплошной линии “эксперимент” соответствуют погрешности  $\pm\sigma$ . Варианты расчета: 1 — одногорбый барьер деления, 2 — двугорбый барьер деления при полном демпфировании состояний во 2-й яме, 3 — двугорбый барьер деления при промежуточном демпфировании; а — одночастичная модель  $\gamma$ -переходов, б, в — модель ГДР (вероятность парциальных  $\gamma$ -переходов пропорциональна, соответственно,  $E_{\gamma}^4$  и  $E_{\gamma}^5$ ).



**Рис. 3.** Спектры предделительных  $\gamma$ -квантов для  $4^-$ -резонансов  $^{235}\text{U}$  (а–в) и  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$  (г–е). а, г – расчет по модели одногорбого барьера деления; б, д – расчет по модели двугорбого барьера при полном демпфировании состояний во 2-й яме; в, е – расчет по модели двугорбого барьера при промежуточном демпфировании.

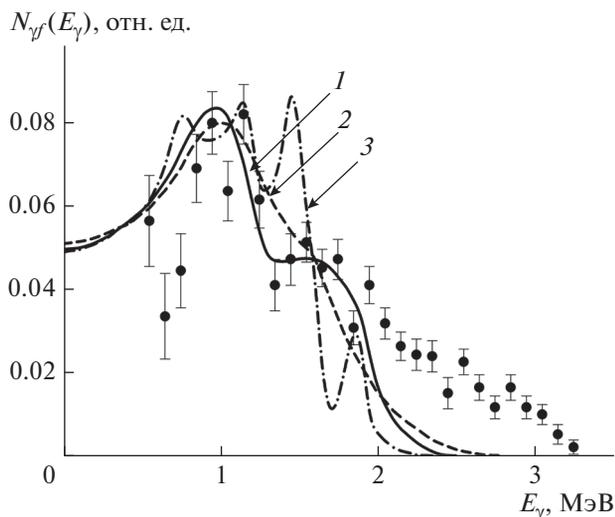
ножничной моды в ширину  $\Gamma_{\gamma f} = 1.4$  мэВ не превышает 0.05 мэВ. Совершенно очевидно, что результаты новых расчетов Линна и др. [10] для  $^{235}\text{U}$  противоречат экспериментальным данным ПИЯФ и ОИЯИ, и это противоречие является серьезным аргументом для проведения новых экспериментов на данном ядре, в первую очередь – по измерению спектров предделительных  $\gamma$ -квантов.

Для  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$  Линном и др. была получена ширина  $\Gamma_{\gamma f} \approx 1.7$  мэВ с доминирующим вкладом  $E1$ -переходов, тогда как вклад  $M1$ -переходов составляет 0.5 мэВ. Спектр предделительных  $\gamma$ -квантов на рис. 4б показывает большой вклад  $M1$ -ножничной компоненты в области энергий  $E_{\gamma} > 1.4$  МэВ, который увеличивает ширину  $\Gamma_{\gamma f}$  на 0.84 мэВ, т.е. до 2.3 мэВ. Полученная Линном и др. величина ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  в диапазоне 1.7–2.3 мэВ хорошо согласуется с полученными из измерений на ГНЕЙСе значениями  $1.91 \pm 0.81$  мэВ, а также с результатами выполненных нами расчетов для соотношения интенсивностей  $\gamma$ -переходов  $E1/M1 > 5$  (рис. 2б) и модели 2-горбого барьера деления.



**Рис. 4.** Спектры предделительных  $\gamma$ -квантов для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  (расчет, Линн и др. [10]). а –  $^{235}\text{U}$ : 1 – полный спектр, 2 – вклад  $E1$ -одночастичных переходов, 3 – вклад  $E1$ -переходов (ГДР), 4 – суммарный вклад  $M1$ -переходов. б –  $^{239}\text{Pu}$ : двугорбый барьер деления: 1 – полный предделительный спектр, 2 – вклад  $M1$ -ножничной компоненты; трехгорбый барьер деления: 3 – полный предделительный спектр, 4 – вклад  $M1$ -ножничной компоненты.

Из анализа результатов измерений ширин ( $n, \gamma f$ )-реакции следует, что для однозначного определения природы предделительных  $\gamma$ -квантов необходимы измерения их энергетических спектров. В силу малой величины эффекта, даже в наиболее благоприятном случае  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$ , у которых  $\Gamma_{\gamma f}/\langle \Gamma_f \rangle \approx 0.06$ , такие измерения чрезвычайно трудны, поскольку необходимо отделить вклад одного предделительного  $\gamma$ -кванта от фона 6–8  $\gamma$ -квантов прямого деления (из осколков). Измерения спектров  $\gamma$ -квантов деления на ГНЕЙСе [3] были выполнены для 8 резонансов  $^{239}\text{Pu}$ : 4-х “слабых”  $1^+$ -резонансов с малыми делительными ширинами ( $\Gamma_f < 10$  мэВ), 3-х “сильных”  $1^+$ -резонансов с большими дели-



**Рис. 5.** Измеренный разностный спектр  $\gamma$ -квантов деления для слабых и сильных  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$  и расчетные аппаратные спектры предделительных  $\gamma$ -квантов. Варианты расчета: 1 – одnogорбый барьер деления; 2 – двугорбый барьер (полное демпфирование); 3 – двугорбый барьер (промежуточное демпфирование).

тельными ширинами ( $38 \text{ мЭВ} < \Gamma_f < 144 \text{ мЭВ}$ ) и одного  $0^+$ -резонанса. Аппаратурные (амплитудные) спектры  $\gamma$ -квантов, усредненные по группе “слабых” резонансов, и спектр наиболее “сильного” (с наибольшей статистикой)  $1^+$ -резонанса  $10.93 \text{ эВ}$  использовались для вычисления разностного спектра, трактуемого далее как аппаратный спектр предделительных  $\gamma$ -квантов. Этот спектр приведен на рис. 5 вместе с расчетными аппаратными спектрами предделительных  $\gamma$ -квантов, полученными из расчетных энергетических спектров для  $1^+$ -резонансов  $^{239}\text{Pu}$  с использованием функции отклика детектора NaI(Tl) и метода Монте-Карло. На достигнутом уровне статистической точности можно только утверждать о наличии нескольких максимумов при энергиях  $E_\gamma \sim 1.0\text{--}1.2, 1.6\text{--}1.8 \text{ МэВ}$  и высокоэнергетической компоненты, простирающейся до  $\sim 3 \text{ МэВ}$ . Говорить о согласии результата измерений с каким-либо из приведенных вариантов расчета было бы статистически необоснованно. Очевидно, что продолжение измерений данного типа на  $1^+$ -резонансах  $^{239}\text{Pu}$  должно быть связано не только с увеличением статистической точности в несколько раз, но и с увеличением числа исследуемых резонансов. Несомненно, что данная экспериментальная задача является трудной и амбициозной, но именно она представляется наиболее перспективным направлением дальнейших исследований ( $n, \gamma$ )-реакции, с учетом практической важности новых высокоточных данных, необходимых для развития ядерной

энергетики, что совпадает с мнением авторов работы [10].

В настоящее время на нейтронном спектрометре ГНЕЙС в ПИЯФ начата новая программа экспериментов по исследованию ( $n, \gamma$ )-реакции, которой предусмотрено проведение высокоточных измерений множественности и спектров  $\gamma$ -квантов деления, а также множественности нейтронов деления на ядрах  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в резонансной области энергий до  $300 \text{ эВ}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано – какая информация о высоковозбужденных состояниях в тяжелых ядрах и радиационных переходах между ними может быть получена из экспериментов по изучению ( $n, \gamma$ )-реакции на резонансных нейтронах. Сравнение полученных ранее экспериментальных данных по ширинам  $\Gamma_\gamma$  и спектрам предделительных  $\gamma$ -квантов с результатами выполненных ранее и новейших теоретических расчетов позволяет сформулировать задачу новых экспериментальных исследований. Для однозначного вывода о применимости существующих в настоящее время моделей радиационной силовой функции наиболее актуальными являются новые высокоточные измерения энергетических спектров предделительных  $\gamma$ -квантов.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 19-02-00116.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stavinsky V.S., Shaker M.O. // Nucl. Phys. 1965. V. 62. P. 667.
2. Lynn J.E. // Phys. Lett. 1965. V. 18. P. 31.
3. Щербаков О.А. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 419; Shcherbakov O.A. // Phys. Part. Nucl. 1990. V. 21(2). P. 177.
4. Abrosimov N.K., Borukhovich G.Z., Laptev A.B. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 242. P. 121.
5. Щербаков О.А., Воробьев А.С., Иванов Е.М. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. С. 137; Shcherbakov O.A., Vorobyev A.S., Ivanov E.M. // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 81.
6. Dlouhy Z., Duka-Zolyomy A., Kristiak J., Pantelev Ts. // Czech. J. Phys. B. 1980. V. 30. P. 1101.
7. Понов Ю.П. Реакция ( $n, \alpha$ ) на нейтронных резонансах. Препринт ОИЯИ. РЗ-8140. Дубна, 1974.
8. Kopecky J., Goriely S., Peru S. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. Art. № 054317.
9. Guttormsen M., Bernstein L.A., Gørgen A. et al. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. № 014302.
10. Lynn J.E., Talou P., Bouland O. // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. № 064601.