

Некоторые новые данные нейтронной спектроскопии тяжелых ядер

С. И. СУХОРУЧКИН

УДК 539.125.5.164

В последние два-три года в нейтронной спектроскопии тяжелых ядер появилось несколько весьма неожиданных экспериментальных результатов, влияние которых на практические реакторные расчеты и научные основы понимания процесса взаимодействия нейтрона с ядрами трудно переоценить. Речь идет о промежуточных структурах в сечениях с масштабом порядка 1 *кэв* (и даже меньше). Они обнаружены у нескольких тяжелых и почти у всех делящихся ядер. При наличии каких-либо структур в сечениях возникает вопрос, учтены ли эти структуры в тех групповых константах, которые положены в основу расчета того или иного типа реактора.

Существовавшая несколько лет тенденция считать, что ядернофизические свойства основных делящихся ядер в первом приближении хорошо известны, оказалась опровергнутой для ряда очень чувствительных для реакторных расчетов констант. Напомним, как были «скопструированы» рекомендованные сечения в области нескольких килоэлектронвольт. Хотя область энергий нейтронов, прилегающая к тепловой точке ($E_n = 0 \div 100$ эв), была достаточно подробно исследована экспериментально и интерполяция результатов из этой области в район энергий нейтронов 25—30 *кэв*, где также имелись надежные данные, казалась безупречной с точки зрения статистической и оптической модели, эта интерполяция была осуществлена на основании моделей, ранее опробованных в широких интервалах энергий (~100 *кэв*), причем их справедливость в малых интервалах (~1 ÷ 10 *кэв*) строго не проверялась. Имея для примера несколько точно измеренных радиационных ширин первых резонансов U^{238} , на основании статистической модели можно предположить, что найденное среднее значение достаточно надежно, так как при большом числе первичных γ -квантов, которыми высвечиваются исходные нейтронные состояния, происходит существенное усреднение флюктуаций интенсивностей отдельных переходов (если они независимы — в смысле статистической модели), и велика вероятность, что и все дальнейшие (по энергий) резонансы будут обладать близкими средними радиационными ширинами.

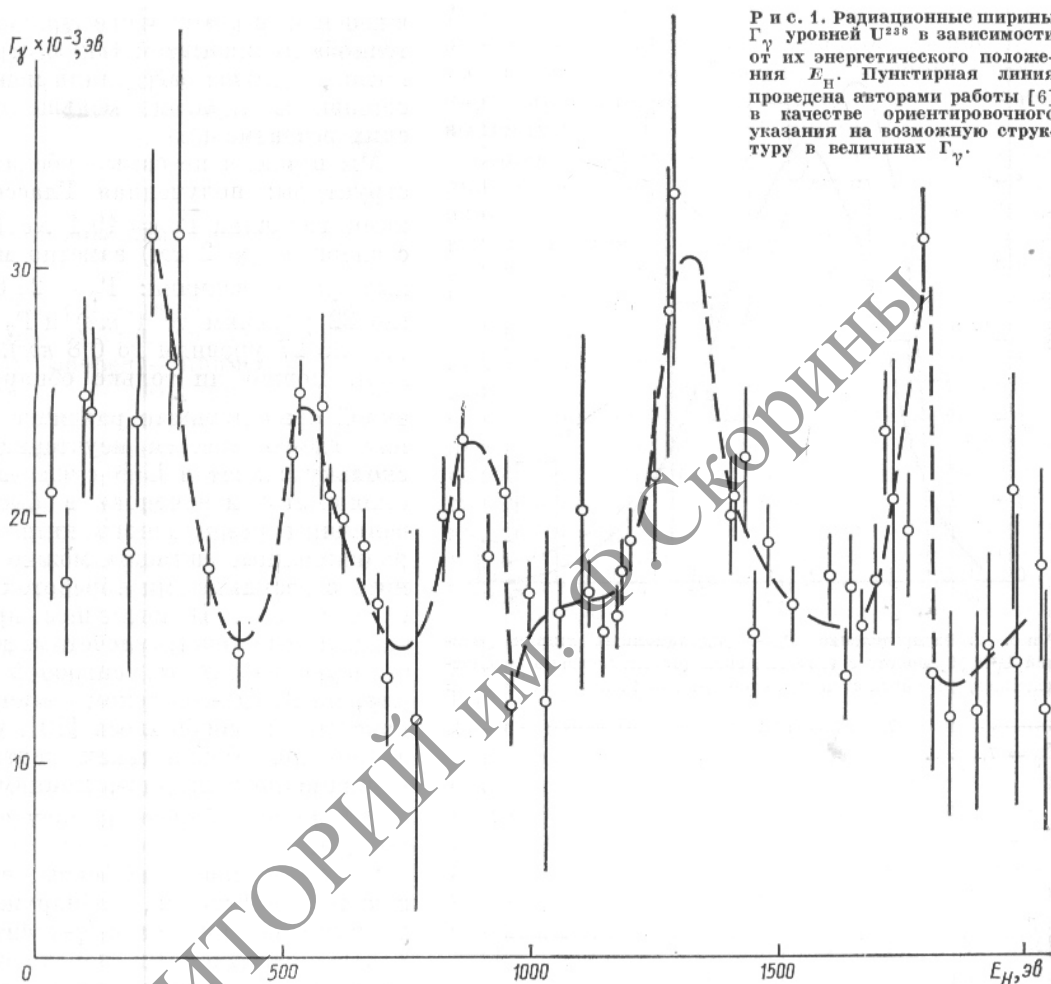
Окончательно проверить такого рода предположения можно только экспериментально. Ниже показано, насколько современные экспериментальные данные подтверждают ранее сделанные предположения о статистическом характере свойств нейтронных уровней.

Радиационные ширины тяжелых ядер

Многие новые результаты по спектрам γ -квантов захвата освещались в докладах и сообщениях на Симпозиуме по структуре ядра в Дубне [1—3]. Хорошее выполнение статистических предположений о распределении величин парциальных радиационных ширин $\Gamma_{\gamma i}$ отмечалось в докладе Боллингера [1]. С другой стороны, в сообщениях Самура и Хриена [2, 3] обращалось внимание на следующие факты: 1) отклонения от ожидаемых распределений $\Gamma_{\gamma i}$ в случае W^{183} ; 2) корреляции между $\Gamma_{\gamma i}$ прямого радиационного перехода и величинами Γ_n^0 — приведенных нейтронных ширин уровней в случае Tm^{169} ; 3) аномально большое число случаев чередования знаков амплитуд радиационных переходов у соседних резонансов Au^{197} , т. е. на большое число случаев положительной интерференции в парциальных сечениях (похожий эффект отмечался ранее в сечении деления [4]).

Следовательно, предположения о статистически некоррелированном характере распределения парциальных радиационных ширин не всегда подтверждаются.

Отдельные $\Gamma_{\gamma i}$ вызывают значительные флюктуации и в полной радиационной ширине $\Gamma_\gamma = \sum \Gamma_{\gamma i}$ (если число $\Gamma_{\gamma i}$ невелико, это приводит к небольшому числу степеней свободы в статистического суммарного распределения [5]). По величинам Γ_γ неожиданный результат недавно был получен Глассом с сотрудниками [6]. В этой работе регистрировался выход γ -квантов из образца U^{238} , помещенного на поверхности земли в 180 м от подземной камеры с ядерным взрывным устройством, служившим источником нейтронов. Измеренные кривые выхода γ -квантов вместе с величинами нейтронных ширин Γ_n , заимствованными из работы [7], позволили получить значительное число величин Γ_γ . На рис. 1 приведены величины Γ_γ



Р и с. 1. Радиационные ширины Γ_γ уровней U^{238} в зависимости от их энергетического положения E_n . Пунктирная линия проведена авторами работы [6] в качестве ориентировочного указания на возможную структуру в величинах Γ_γ .

для резонансов разной энергии, взятые из работы [7]; видно, что индивидуальные значения Γ_γ весьма сильно флуктуируют. На рис. 2 показано распределение Γ_γ вместе со статистическим распределением ($\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1$ мэ).

Так как на рис. 1 приведены те же результаты, что и на рис. 2, но в виде величин радиационных ширин резонансов Γ_γ в зависимости от энергетического положения резонанса E_n по энергетической шкале и так как авторы работы [6] отмечают возможность существования систематической и периодической тенденции в огибающей величин радиационных ширин (с периодом $\sim 0,5$ кэв), получается, что систематический эффект количественно может быть описан статистическим распределением (см. рис. 2). Такой систематический эффект в ширинах Γ_γ обнаружен впервые, его необходимо подтвердить (хотя бы еще в одном

независимом измерении ширин или в измерениях спектров γ -квантов), поскольку наличие структуры в случае ее подтверждения должно сказаться на расчетных величинах резонансных интегралов захвата в U^{238} . Действительно, посмотрим, что будет, если структура подтвердится: радиационные ширины первых резонансов находятся на максимуме огибающей и полученная по ним (по четырем первым) средняя величина $\Gamma_\gamma = 21,6$ мэ не совпадает со средней по всему интервалу $\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1$ мэ. Приведенный пример показывает, почему нейтронные константы для энергий в несколько килоэлектронвольт могут отличаться от тех, которые мы применяем в области самых первых нейтронных резонансов: малая область вокруг тепловой точки может оказаться расположенной произвольно на огибающей какой-либо «промежуточной структуры» (следуя устано-

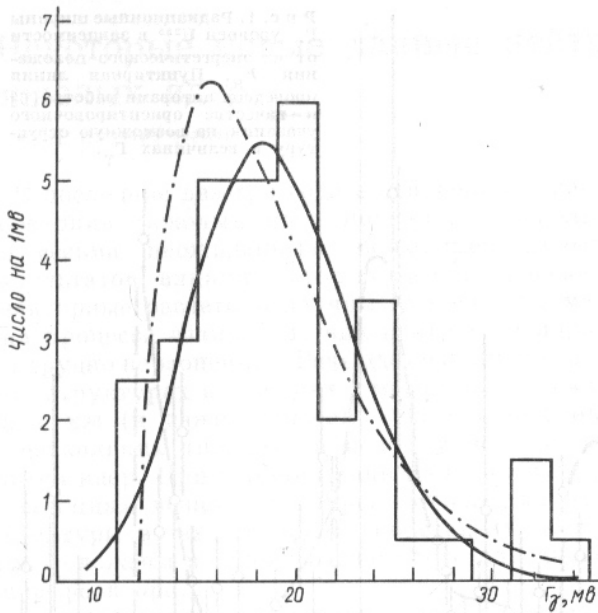


Рис. 2. Распределение Γ_γ — радиационных ширин уровней U^{238} [6] вместе с теоретическим (статистическим) распределением для числа степеней свободы $\nu = 44$ и $\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1$ мев:

— $\nu = 44$, $\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1$ мев; - - - $\nu = 4$, $\bar{\Gamma}_\gamma = 7,1$ мев.

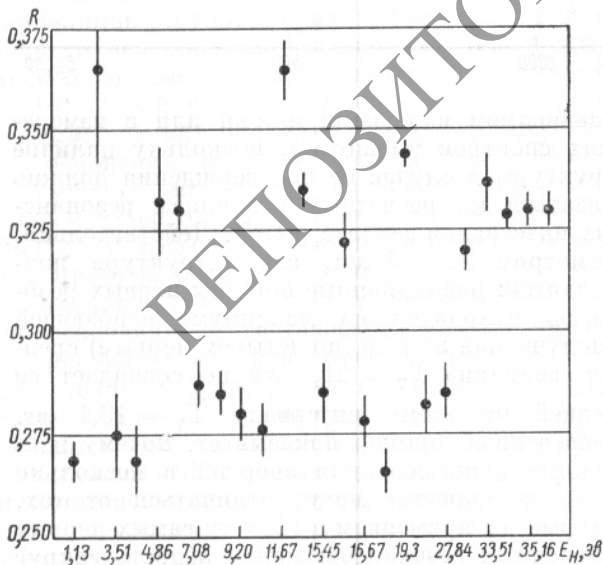


Рис. 3. Относительная множественность R числа γ -переходов при захвате нейтронов на разные резонансные уровни U^{238} (E_n — энергия уровня) [12].

вившейся в литературе традиции, «промежуточной» мы называем такую структуру, период которой больше расстояний между резонансами составного ядра, но меньше ширины оптических резонансов).

Мы привели не самый убедительный пример структуры: полученная Глассом с сотрудниками величина $\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1$ мев (по 62 уровням с энергией до 2 кэв) заметно меньше полученных ранее величин: $\bar{\Gamma}_\gamma = 24,6 \pm 0,8$ мев [8] (по 32 уровням до 1 кэв) и $\bar{\Gamma}_\gamma = 23,7 \pm 1$ мев [9] (по 27 уровням до 0,8 кэв). Остается неясным, можно ли только обнаруженной структурой объяснить это различие в величинах $\bar{\Gamma}_\gamma$ или где-то имеется неучтенная ошибка. Поскольку захват в U^{238} существенно влияет на «экономику нейтронов» в быстром реакторе, величины резонансного интеграла и средние радиационные ширины можно косвенно сравнить с результатами обработок серий критических сборов. В последнее время появилась тенденция понижать расчетные величины, характеризующие захват нейтронов в U^{238} . Например, на Англо-советском семинаре по ядерным константам сообщалось [10], что в последних английских библиотеках нейтронных данных радиационные ширины принимаются равными ~ 22 мев, что близко к значению $\bar{\Gamma}_\gamma$ из работы [6].

Отметим новые эффекты в радиационном захвате нейтронов, обнаруженные недавно группированием числа γ -квантов (числа каскадов радиационных переходов) при захвате нейтрона на разные уровни составного ядра. У неделящихся ядер такое группирование (в зависимости от спина нейтронного уровня) установлено весьма надежно и может быть использовано для определения спина уровня [11]. Аналогичное группирование для U^{235} , приведенное на рис. 3, также может быть связано с различием спинов уровней (этот вывод сделан на основании немногочисленных прямых измерений спинов уровней [13]).

Это же замечание можно отнести и еще к одному эффекту, зависящему от спинов уровней ядер, — к вариациям числа вторичных нейтронов деления $\bar{\nu}$. Наблюдавшееся в работе [14] отличие величин $\bar{\nu}$ для двух систем уровней с разным спином у Pu^{239} можно объяснить различием в пороге деления (в седловой точке) для двух спиновых состояний. Этот эффект требует подтверждения, так как в работе [15] было обнаружено несколько

отличное группирование \bar{v} для тех же резонансов Pu^{239} . Для U^{235} результаты обеих групп (из Ок-Риджа и ОИЯИ [14, 15]) согласуются в том, что вариации v весьма малы, хотя они и имеют систематический характер [15].

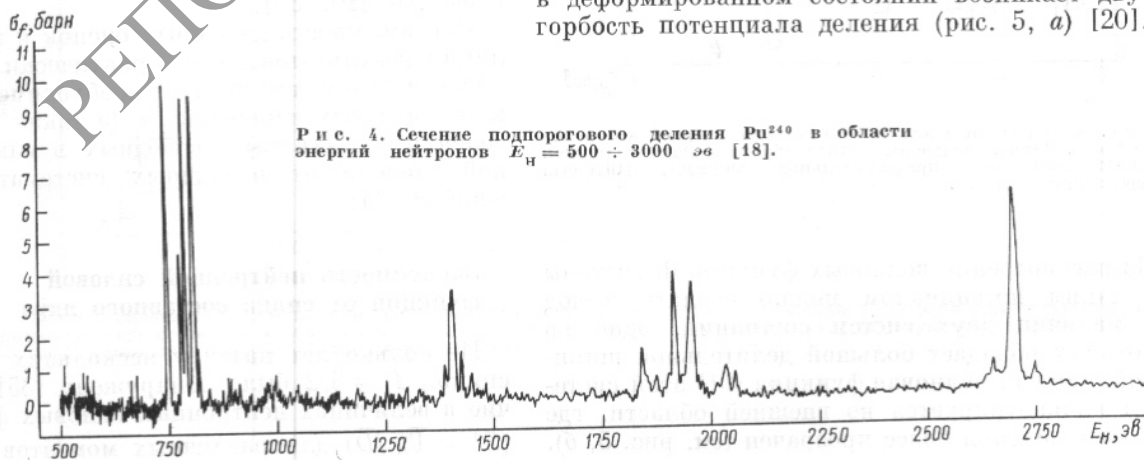
Делительные ширины нейтронных резонансов

В постоянно совершенствующейся методике измерений сечения деления недавно был сделан еще один шаг вперед — применено охлаждение помещаемого в детектор делящегося вещества [12], что существенно улучшает разделение резонансных уровней с энергией в сотни электронвольт, где доплеровское уширение уровней (при комнатной температуре) больше разрешающей способности лучших спектрометров. Первые результаты измерений с 1 г Pu^{239} , охлажденным в сцинтилляционной камере до температуры жидкого азота, показывают, что можно полностью разрешить близкие уровни с энергиями, например, 195,4 и 196,7 эв [12].

Характер распределения делительных ширины нейтронных резонансов в области, близкой к тепловой ($< 100\text{--}200 \text{ эв}$), обсуждался в работах [12, 16], где отмечалось, что спиновая зависимость средней делительной ширины $\bar{\Gamma}_f$ может быть надежно прослежена пока лишь в случае ядра-мишени Pu^{239} [12]. Из прямых измерений спинов уровней Pu^{239} были получены значения $\bar{\Gamma}_f = 30 \text{ мэ}$ для $J = 1^+$ и $\bar{\Gamma}_f \approx 425 \text{ мэ}$ для $J = 0^+$, тогда как из разделения суммарного распределения $\bar{\Gamma}_f$ на две составляющие компоненты $\bar{\Gamma}_f = 41 \text{ мэ}$ и $\bar{\Gamma}_f \approx 15 \text{ эв}$ соответственно. Близкие результаты ($\bar{\Gamma}_f \sim 1,75 \text{ эв}$ для

$J = 0^+$) получались и из анализа (для отдельных резонансов) выхода осколков разной массы, все это можно объяснить на основе известных представлений о механизме деления, выдвинутых в 1955 г. О. Бором [17].

Однако экспериментальная ситуация с сечениями деления таких практически важных изотопов, как Pu^{239} , U^{235} и др., не является такой простой, как это казалось два-три года назад, когда были установлены распределения Γ_f и подтверждены вышеперечисленные зависимости для Pu^{239} . Справедливости перенесения средних величин $\bar{\Gamma}_f$ из малой энергетической области на всю область энергий нейтронов основывается на интуитивном представлении о статистическом поведении уровней высоковозбужденного ядра. Между тем энергия возбуждения этих уровней не так уж велика, чтобы какие-то внутренние динамические характеристики перестали существенно влиять на их свойства. Ярким примером нестатистического поведения могут служить ядра с подпороговым делением (Np^{237} , Pu^{240} , Pu^{242} , U^{234} и др.). На рис. 4 приведено сечение деления Pu^{240} [18] — один из первых случаев обнаружения промежуточной структуры. На кривой отчетливо видна периодическая модуляция сечения деления (интервал равен 700 эв). Подобная же структура одновременно была обнаружена у Np^{237} [12] и недавно в σ_f у U^{234} (с интервалом $\sim 7 \text{ кэв}$) [19]. Теоретическая интерпретация возникновения структуры в σ_f была дана Линном [20] на основе представлений, развитых Струтинским [21], о влиянии оболочечной структуры на форму делительного барьера (см. также доклады авторов этих работ на Симпозиуме по структуре ядра в Дубне в 1968 г.). Из-за оболочечных эффектов в деформированном состоянии возникает двугорбость потенциала деления (рис. 5, а) [20].



Р и с. 4. Сечение подпорогового деления Pu^{240} в области энергий нейтронов $E_n = 500 \div 3000 \text{ эв}$ [18].

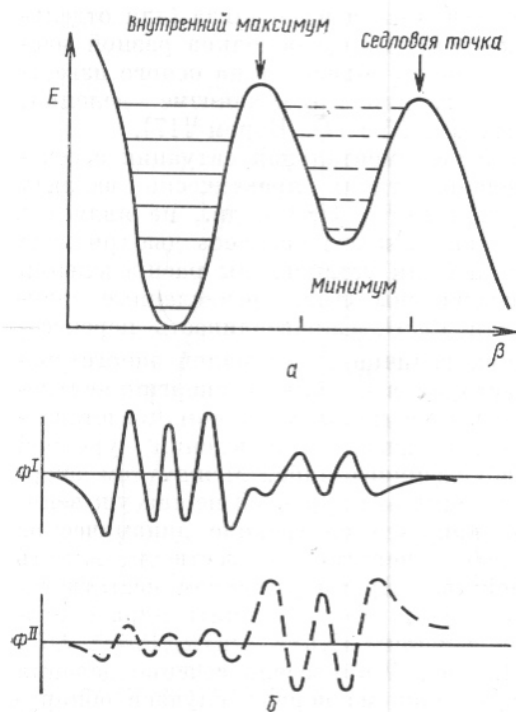


Рис. 5. Диаграмма потенциала [Струтинского и вид волновых функций, соответствующих этому потенциалу [20].

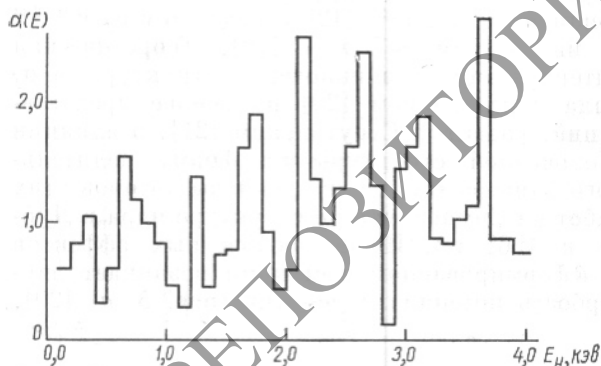


Рис. 6. Вариация α для Pu^{239} в области энергий нейтронов до 4 кэв. Данные получены в [15] с образцом Pu^{239} толщиной 0,0012 атом/барн (предварительные данные). Интервал усреднения 100 эв.

Из рассмотрения волновых функций Φ системы с таким потенциалом можно сделать вывод о наличии двух систем состояний, одно из которых обладает большой делительной шириной, так как волновая функция Φ^{II} этой системы концентрируется во внешней области, где барьер деления более прозрачен (см. рис. 5, б).

В реальных ядрах обе системы состояний (с волновыми функциями Φ^I и Φ^{II}) накладываются друг на друга, что приводит к модуляции индивидуальных величин Γ_f нейтронных резонансов.

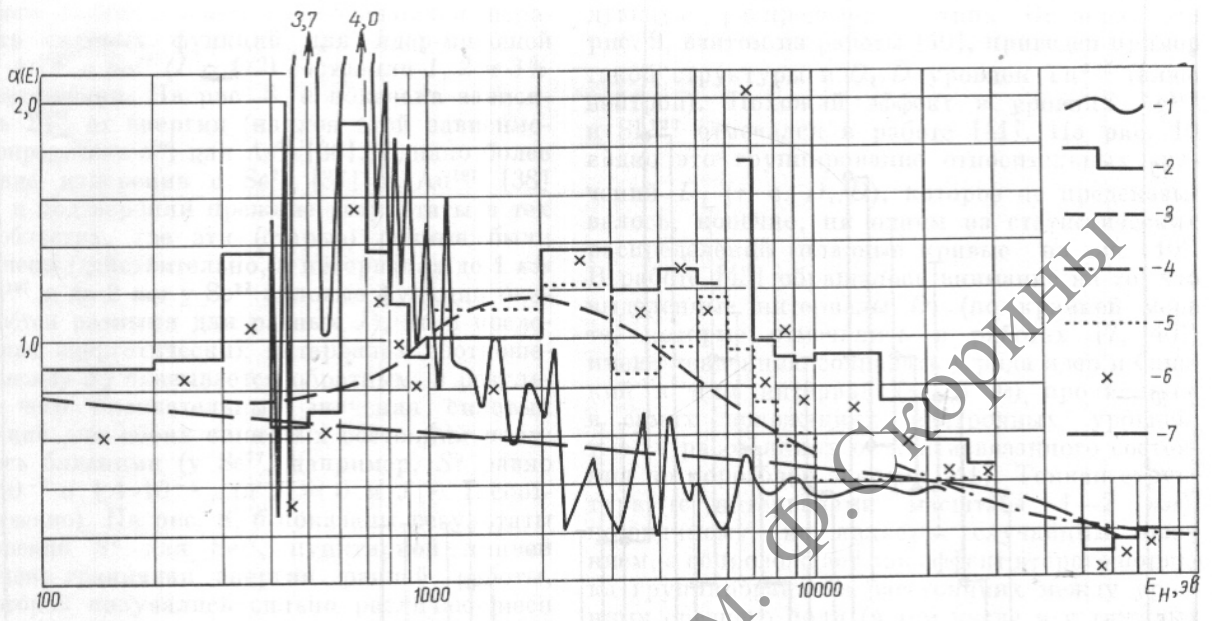
При рассмотрении энергетического хода величины отношения сечения деления к сечению захвата у Pu^{239} $\alpha = \frac{\sigma_f}{\sigma_\gamma}$ также была обнаружена [22] периодическая структура с интервалом порядка 0,5 кэв (рис. 6). Возможно, это происходит за счет модуляции Γ_f у уровней с одним из спиновых состояний, где деление имеет описанный выше [23] подбарьерный характер. Из реальности структуры в α (и сечения деления в Pu^{239} [23, 24], а также U^{235} [24, 25]) автоматически следует вывод, что нужно осторожно использовать простую статистическую модель для интерполяции сечения деления и Γ_f из области, близкой к тепловой, в более широкую область порядка нескольких килоэлектронвольт (хотя такая интерполяция и согласовывалась с относительно старыми данными [26, 27]). Более предпочтительны и весьма необходимы непосредственные измерения α , σ_f и σ_γ в области 1—20 кэв.

На рис. 7 [27—29] приведены предварительные результаты трех таких измерений (сплошные кривые [22, 27] и кресты) вместе с тремя пунктирными кривыми различных теоретических оценок [29] (система 26-групповых констант ФЭИ [30] близка к нижней пунктирной кривой на рис. 7). Обращает на себя внимание большая разнорядность в данных (и в оценках) в области нескольких килоэлектронвольт, что приводит к большим неопределенностям в расчетном коэффициенте воспроизводства ядерного горючего [10, 33].

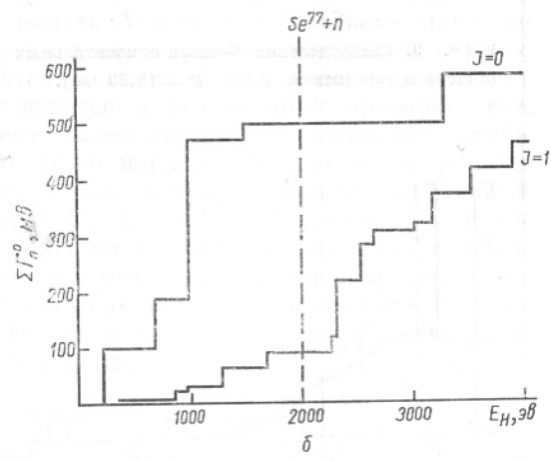
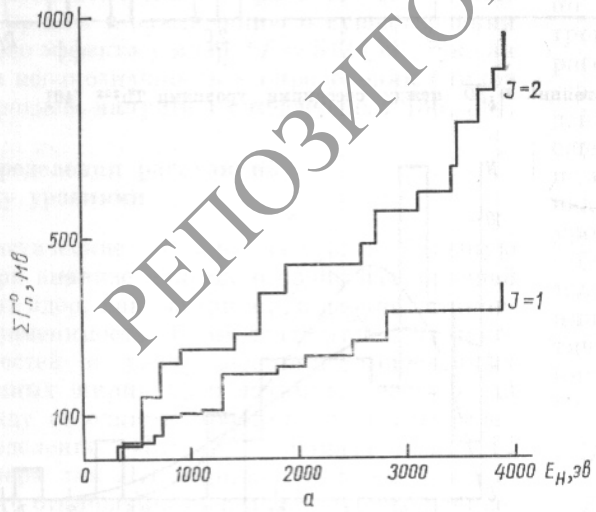
Невозможность надежных оценок и интерполяции результатов в этой практически важной области (1—30 кэв) диктует необходимость проведения новых измерений α (а также сечений деления и захвата), свободных в максимальной степени от различных систематических ошибок [34].

Зависимость нейтронной силовой функции от спина составного ядра

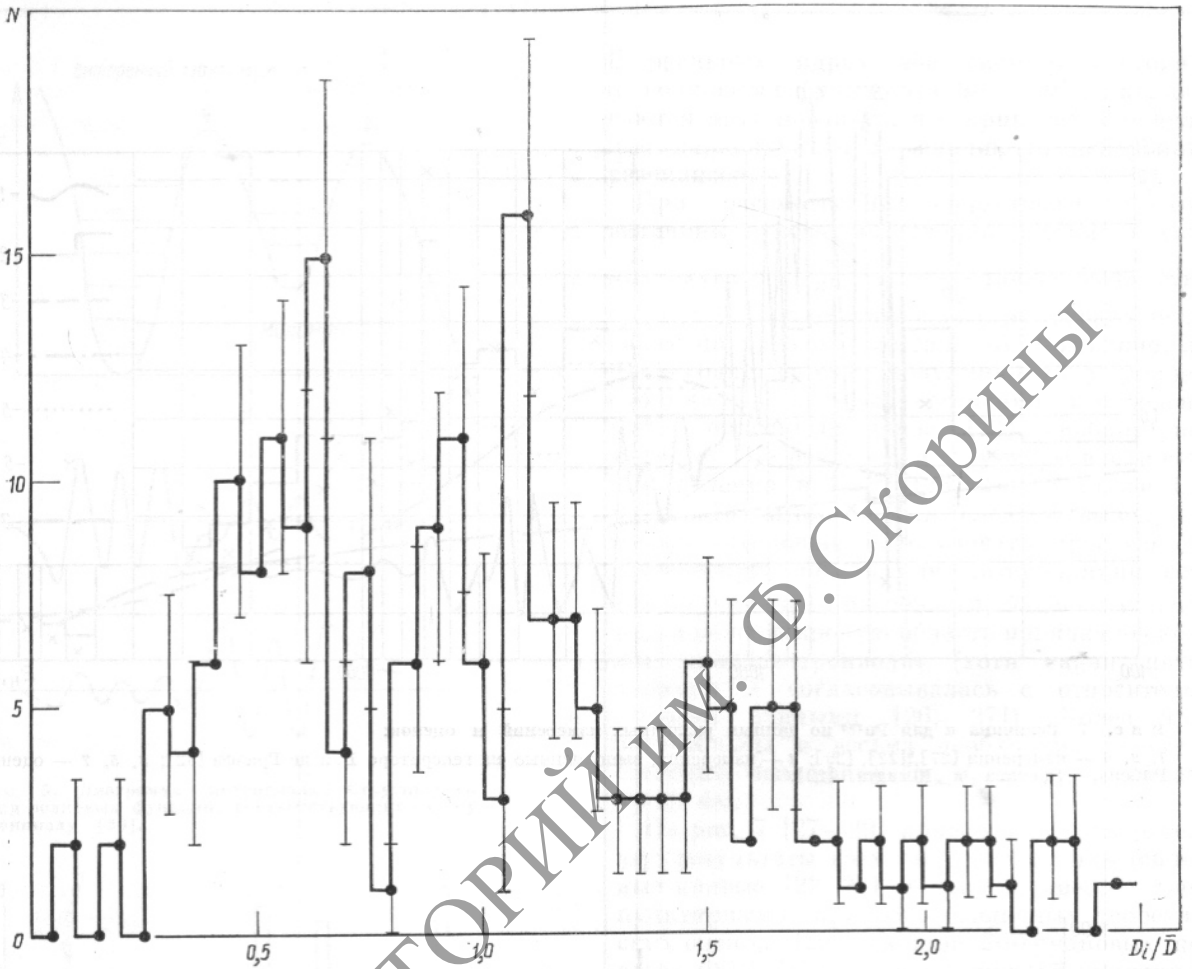
Несколько лет назад у нескольких ядер со спином $I = 3/2$ было обнаружено [35] различие в величинах нейтронных силовых функций ($S^0 = \bar{\Gamma}_n^0 / \bar{D}$) для различных моментов состав-



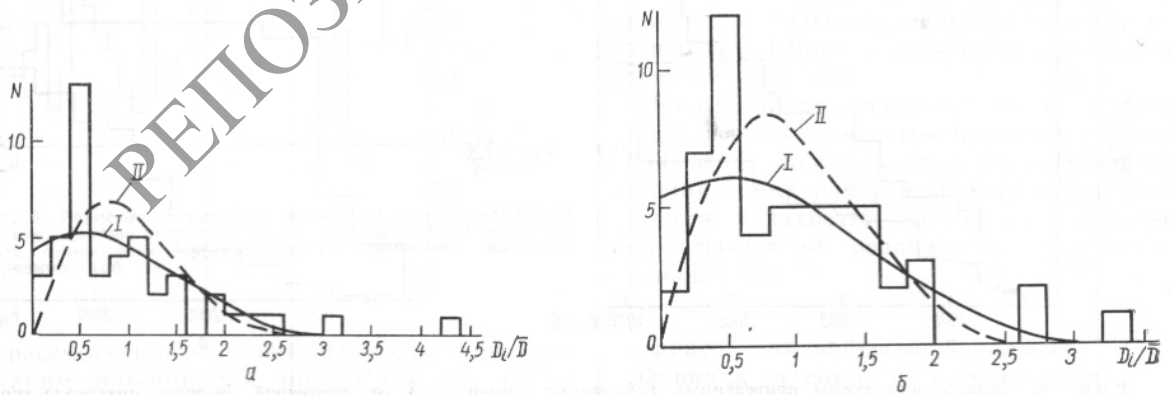
Р и с. 7. Величина α для Pu^{239} по данным различных измерений и оценок:
 1, 2, 6 — измерения [27], [22], [29]; 4 — измерения, выполненные на генераторе Ван де Граафа [32]; 3, 5, 7 — оценки Рибона, Джеймса и Шмидта [29].



Р и с. 8. Зависимость суммы приведенных нейтронных ширин $\Sigma \Gamma_n^0$ от граничной энергии интервала усреднения для двух спиновых состояний ядра ($J=I \pm 1/2$) у As^{76} [36] (а) и Se^{77} [37] (б) (пунктирная линия соответствует граничной энергии более ранней работы [35]).



Р и с. 9. Распределение N -числа относительных расстояний D_i/\bar{D} между соседними уровнями Th^{232} [40] (интервал усреднения 0,05; $\bar{D} = 18,69$ эв).



Р и с. 10. Распределение расстояний между уровнями для изотопов Ag^{109} и Sb^{123} :
 а — Ag^{109} [42] ($E_{\text{макс}} = 600$ эв, 46 уровней); б — Sb^{123} [41] ($E_{\text{макс}} = 1200$ эв, 54 уровня); I — теоретическое распределение Вигнера для двух систем уровней с одинаковыми средними расстояниями; II — то же для одной системы уровней.

ного ядра ($J = I \pm 1/2$). Вероятности случайного возникновения наблюдавшихся неравенств силовых функций для ядер-мишеней As^{75} , Au^{197} и Se^{77} ($I = 1/2$) составили 1, 2 и 3% соответственно. На рис. 8, а показана зависимость $\Sigma \Gamma_n^0$ от энергии (наклон этой зависимости определяет S^0) для As^{75} [36]. Однако более поздние измерения с Se^{77} [37] и Au^{197} [38] хотя и подтвердили прежние результаты в тех же областях, где эти (старые) данные были получены (действительно, в интервалах до 1 кэВ у Au^{197} и до 2 кэВ у Se^{77} силовые функции оказываются разными для разных J), но в последующих энергетических интервалах соотношение между S_J^0 оказывается обратным, в результате чего окончательные значения силовых функций для обоих спиновых состояний получились близкими (у Se^{77} , например, S^0 равно $1,4 \cdot 10^{-4}$ и $1,1 \cdot 10^{-4}$ для $J = 0$ и $J = 1$ соответственно). На рис. 8, б показаны результаты измерений S^0 для Se^{77} , пунктирной линией отмечена граничная энергия ранней работы, в которой получались сильно различающиеся «локальные» силовые функции ($S^0 \approx 2,1 \cdot 10^{-4}$ и $S^0 \approx 0,3 \cdot 10^{-4}$ [35]). Измерения, которые будут проведены в более широких энергетических интервалах, покажут, является ли различие «локальных» S_J^0 результатом статистических флуктуаций величин Γ_n^0 и D или это различие происходит у легких ядер от какого-либо систематического эффекта. Пока еще трудно прийти к заключению о существовании подобного эффекта у ядер с $I = 5/2$ [39], так как имеется неоднозначность в определении спинов ряда уровней, например у празеодима [36, 39].

Распределения расстояний между уровнями

Статистические методы сыграли большую роль при анализе данных о свойствах уровней сложных ядер. Так, например, надежно установлена применимость общих статистических закономерностей к распределениям приведенных нейтронных ширин Γ_n^0 и взаимных расстояний D_i между соседними уровнями тяжелых ядер (распределение Портера — Томаса для Γ_n^0 и Вигнера для D_i). Однако выше было показано, что отклонения от статистических распределений — довольно распространенное явление в нейтронной физике. Следует напомнить, что одним из давно обсуждаемых в литературе вопросов является вопрос о реальности «структур» в расстояниях между соседними уровнями тяжелых ядер [7, 40], т. е. структур

в D_i , накладывающихся на огибающую, следующую распределению типа Вигнера. На рис. 9, взятом из работы [40], приведен пример такой структуры в D_i/\bar{D} уровней Th^{232} (плюс нейтрон). Похожий эффект в уровнях Ag^{109} и Sb^{123} отмечался в работе [41]. На рис. 10 видно это группирование относительных значений D_i (т. е. D_i/\bar{D}), которое не предсказывалось, конечно, ни одним из статистических распределений (плавные кривые на рис. 10). В работе [43] обращалось внимание на то, что выделенные интервалы D_i (по крайней мере те, которые отмечались в работах [7, 40]) имеют тенденцию совпадать у ряда ядер и близкий к ним интервал ($5,5 \text{ эВ}$) проявляется в самих положениях нейтронных уровней, т. е. в расстояниях от квазисвязанного состояния до пороговой энергии [41]. Тонкая структура (с интервалами масштаба 1—2 кэВ), по-видимому, не является случайным явлением, а сопровождается как эффект второго порядка группирование в расстояниях между уровнями среднего поля (в том числе и у тяжелых ядер [44]). Было высказано предположение [45], что не только «тонкая структура», т. е. энергетические интервалы масштаба 1 кэВ (в легких ядрах и нижних уровнях), но и следующий (третий) порядок малых расщеплений можно будет наблюдать уже при усреднении достаточно большого числа точных данных по положениям уровней, получаемых в нейтронной спектроскопии тяжелых ядер. Если рассматривать N -нечетные составные ядра, то «сверхтонкая структура» с интервалом $\sim 1,4 \text{ эВ}$ действительно проявляется, но этот эффект еще нуждается в независимой проверке, как и эффект выделенности четвертого интервала от этого периода ($5,5 \text{ эВ}$) в нейтронных уровнях N -нечетных ядер, при отборе уровней с большой Γ_n^0 [43, 45], т. е. уровней с относительно большим вкладом одночастичного состояния. Следует отметить, что современные теоретические модели пока еще далеки от объяснения эффектов не только сверхмалого, но и малого ($\sim 1 \text{ кэВ}$) масштаба.

Заключение

Выше были рассмотрены некоторые новые тенденции в появившихся за последние два три года данных нейтронной спектроскопии тяжелых ядер. Некоторые из них, например структуры в подпороговом делении, кажутся установленными весьма надежно, другие, например спиновая зависимость силовой функ-

ции и систематические вариации радиационных ширин, требуют проверки. Однако все эти эффекты, одни больше, другие меньше, будут влиять и на расчетные реакторные константы, так что их необходимо изучать не только из-за научной, но и из-за практической значимости.

Широко известным примером этой значимости является влияние неточности в величине α на неоптимальный выбор конструкции быстрого бридерного реактора. Так, в работе [33] влияние имеющейся суммарной неточности в ядерных данных было экстраполировано на 35 лет развития бридерной атомной энергетики (начиная с 1985 г.) и получилась оценка в сумму свыше 35 млрд. долл. Этот пример иллюстрирует практическое применение нейтронной физики. Однако имеющиеся в ней тенденции вселяют надежду, что одновременно с решением практических задач в ней будут получены и значительные научные результаты по физике ядра. В свою очередь, лучшее понимание явлений в нейтронной физике (как части ядерной физики) будет способствовать более всестороннему подходу и к оценке точности (и применимости) нейтронных реакторных констант. Примером может служить та же величина α ^{235}Pu . В недавней работе [31] были пересмотрены применявшиеся ранее методы усреднения делительных ширин уровней Γ_i и — уже в свете наличия вышеописанной промежуточной структуры — была получена новая теоретическая оценка величины α , лучше согласующаяся с экспериментальными данными (учет структуры повышает значение α в области нескольких килоэлектронвольт). Таким образом, принятие во внимание новых экспериментальных тенденций значительно повышает надежность теоретических оценок реакторных констант.

Поступил в Редакцию 22/V 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bollinger. Proc. Intern. Symposium on Nuclear Structure, Dubna, 1968, IAEA (in press).
2. C. Samour. Там же.
3. R. Chrien. Там же.
4. И. В. Кирпичников, К. Г. Игнатьев, С. И. Сухоручкин. «Атомная энергия», 16, 211 (1964).
5. C. Porter, R. Thomas. Phys. Rev., 104, 483 (1956).
6. N. Glass et al. Proc 2nd Conf. on Neutron Cross Section and Technology, Washington, Ed. D. Goldman, 1968, p. 573.
7. J. Gard et al. Phys. Rev., 134, B 985 (1964).
8. J. Rosen et al. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
9. M. Ashgar et al. Nucl. Phys., 85, 305 (1966).
10. С. И. Сухоручкин. «Атомная энергия», 26, 310 (1969).
11. С. Соцева et al. Ref. 6, p. 897.
12. A. Michandon. Ibid., p. 427.
13. F. Simpson et al. Wash-1124 (October 1968), p. 54.
14. S. Weinstein, R. Block. Ibid., p. 160; ref. 6, p. 635.
15. Yu. Ryabov et al. Contributions to the International Symposium on Nuclear Structure, 1968, Dubna, D-3893, p. 88.
16. И. В. Кирпичников. «Атомная энергия», 23, 6 (1967).
17. A. Bohr. Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva 1955), Vol. 2, N.Y., Unit. Nat., p. 151.
18. E. Migneco, J. Theobald. Ref. 6, p. 527.
19. G. James et al. AERE-PR/NP 14, p. 10.
20. J. Linn. Structure in Sub-Threshold Fission Modes. AERE — R 5891 (1968).
21. V. Strutinskiy. Nucl. Phys., A95 (1967), 420.
22. M. Schomburg et al. AERE-PR/NP 14, p. 15.
23. G. James et al. Ibid., p. 18.
24. Ю. В. Рябов и Н. Янева. Тезисы XIX Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра (Ереван, 1969). Т. II, стр. 84.
25. M. Sao et al. Phys. Lett., 27, 409 (1968).
26. К. Р. Абагян et al. Proc. Third Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 2, N.Y., Unit. Nat., 1965, p. 47.
27. Ю. В. Рябов и др. «Атомная энергия», 24, 351 (1968).
28. B. Patrick et al. AERE-PR/NP 14, p. 14.
29. M. Schomburg et al. Report No. 23 AERE — UK on UK/USSR Seminar June 1968.
30. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчетов реакторов. М., Атомиздат, 1964.
31. Л. П. Абагян и др. Англо-советский семинар по ядерным данным для реакторов (Дубна, июнь 1968).
32. G. de Saussure et al. Nuclear Data for Reactors, Vol. II. Vienna, IAEA, 1967, p. 233.
33. P. Greebler et al. Ref. 6, p. 291.
34. S. Friesenhahn, C. Preskitt. Wash-1124 (October 1968), p. 46.
35. J. Julien et al. Nuclear Data for Reactors. Vol. I. Vienna, IAEA, 1967, p. 205.
36. J. Julien. Rapport CEA-R-3385, 1968.
37. H. Malecki et al. Contr. Int. Symp. Nucl. Structure. Dubna, 1968, D-3893, p. 125.
38. R. Alves. Rapport CEA-R-3602, CEN-Saclay, France, 1969.
39. J. Garg et al. Phys. Rev., 137, B547 (1965).
40. W. Havens. Progress in Fast Neutron Physics, Univ. Chicago Press, 1963, p. 215.
41. Г. В. Мурадян и др. Англо-советский семинар по ядерным данным для реакторов (Дубна, июнь 1968).
42. Г. В. Мурадян и др. Nucl. Data for Reactors. Vol. 1, Vienna, IAEA, 1967, p. 79.
43. С. И. Сухоручкин. Ref. 6, p. 923.
44. С. И. Сухоручкин. «Ядерная физика», 10, вып. 3 (1969).
45. С. И. Сухоручкин. «Ядерная физика», 10, вып. 2 (1969).