

Резонансные параметры делящихся ядер

С. И. СУХОРУЧКИН

УДК 539.125.5.162.3

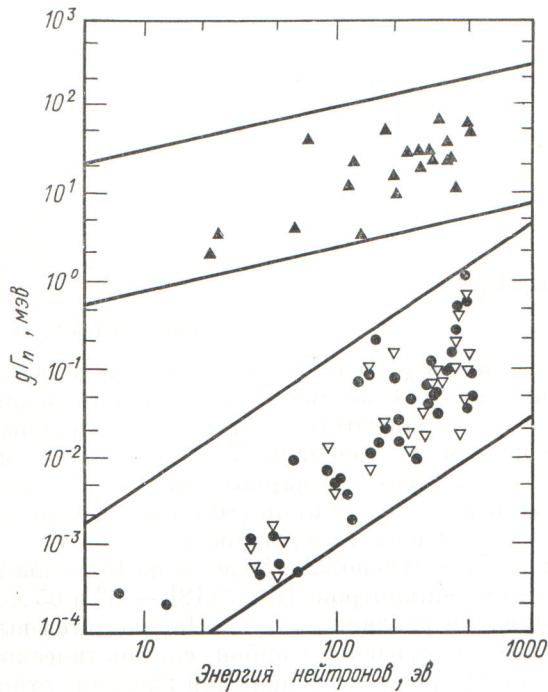
В настоящей работе оцениваются результаты, полученные для основных делящихся (U^{235} и Pu^{239}) и тяжелых изотопов (Th^{232} , U^{238} , Pu^{240}). Такая оценка необходима потому, что, во-первых, проведение новых измерений (в 1966—1970 гг.) было вызвано потребностями реакторостроения на быстрых и промежуточных нейтронах; во-вторых, лишь анализируя разные данные, можно сделать окончательный вывод о реальной точности той или иной реакторной константы. Сопоставлению экспериментальных результатов было уделено большое внимание и на конференции в Хельсинки [1, 2]. Оценки показали, что требуемая точность данных в большинстве экспериментов еще не достигнута и значительное число вопросов только поставлено.

В работах [1—4] приводится список необходимых ядерных данных, относящихся к первой, т. е. к высшей по важности и срочности, категории. Среди этих требований для области резонансных энергий следует отметить 5%-ную точность на определение сечения Th^{232} , 3%-ную точность сечения U^{238} , 3—5%-ную точность сечений U^{235} , Pu^{239} , 10%-ную точность определения резонансных параметров U^{235} , Pu^{239} и других изотопов. Существуют и более жесткие требования [4]. Данные об измерении константы α освещались в работах [5, 6]. Следует подробнее остановиться на резонансной области энергий нейтронов, поскольку часто осуществляется экстраполяция результатов из резонансной области в практически важную киловольтную область энергий нейтронов.

Резонансные параметры и сечения Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} . Данные по четно-четным изотопам наиболее удобны для анализа, так как ядра, образующиеся при захвате нейтрона, т. е. N -нечетные, Z -четные ядра, имеют достаточно низкую плотность уровней и одно спиновое состояние для всех резонансов (при малых энергиях). Сравнение экспериментальных данных по Th^{232} ,

проведенное в работе [2], показало, что в области энергий до 1 *кэв* два различных измерения полного сечения этого изотопа, выполненные с рекордным разрешением [7, 8], дали практически одинаковые суммарные значения приведенных нейтронных ширин (80 и 83 *ме*). Однако для последующих интервалов 1—2 и 2—3 *кэв* в Сакле [7] получено 92 и 89 *ме*, а на Колумбийском синхротроне (США) [8] — 63 и 65 *ме*, т. е. имеется различие в 30%. Наблюдается выходящее за пределы ошибок систематическое снижение (с ростом резонансной энергии) отношения величин нейтронных Γ_n^0 резонансов Th^{232} , измеренных в работах [7, 8]. Разброс величин Γ_n^0 , полученных в других измерениях [9—11], также часто значительно превышает ошибки [2]. Возможно, что систематическое различие в результатах работ [7, 8] вызвано разными методами анализа [12]. Относительно хорошее согласие существует между данными работ [7] и [13] по нейтронным ширинам уровней в интервале 20—2000 *эв* (отношение измеренных силовых функций составляет 0,99).

Средние радиационные ширины $\bar{\Gamma}_\gamma$ у Th^{232} для интервала 50—350 *эв* достаточно хорошо согласуются и составляют 20,9 *ме* [13], 21,4 *ме* [9] и 21,6 *ме* [7], а по всему интервалу 20—2000 *эв* $\bar{\Gamma}_\gamma = 20,5 \pm 3$ *ме* [13]. Для одного из уровней ($E_0 = 712,9$ *эв*) получено аномально малое значение Γ_γ , равное $13,1 \pm 4$ *ме* [13] и 8 ± 8 *ме* [7], что может указывать на реальность сильных флюктуаций в Γ_γ [9, 13]. Таким образом, основным противоречием в данных по Th^{232} остаются не согласующиеся между собой результаты по Γ_n^0 (и по силовым функциям) для области выше 2 *кэв*. В этой области очень важно учитывать вклад от p -уровней. Если до 500 *эв* p -уровни можно выделить по их относительно малым нейтронным ширинам, как это сделано на рис. 1, то в области выше 2—3 *кэв* подобное разделение неприменимо. В связи с разделением уровней на s - и p -резонансы отме-



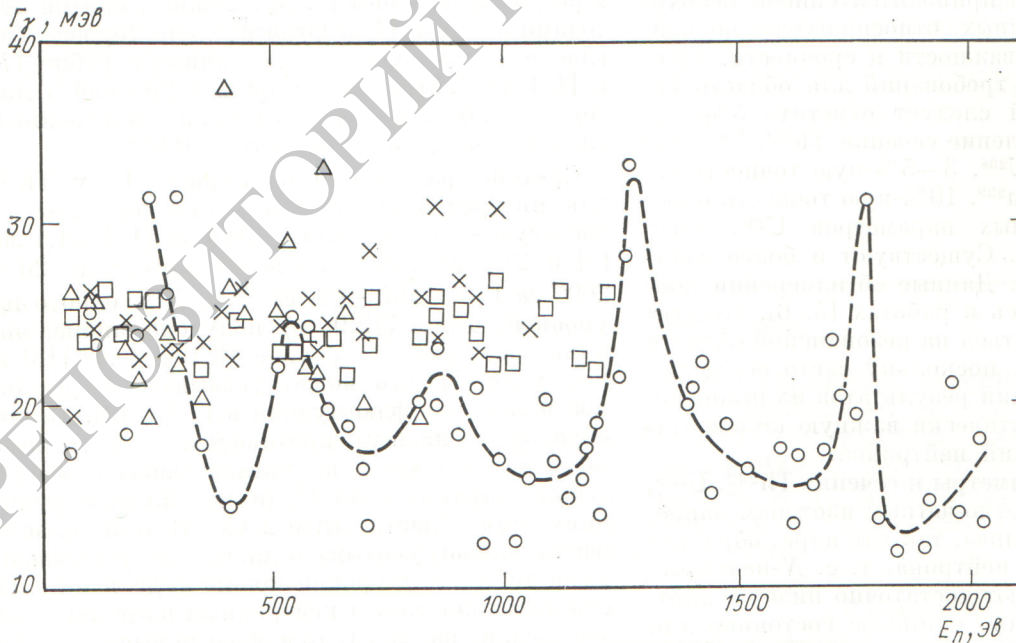
Р и с. 1. Группирование нейтронных ширин уровней Th^{232} вместе с ожидаемыми энергетическими зависимостями этих ширин для s - и p -волновых резонансов: ● — данные работы [7]; ▲ — [8]; ▽ — [13].

тим, что в работе [13] обнаружена близость распределений приведенных s - и p -нейтронных ширин к распределению с числом степеней свободы $\nu = 2$ (вместо распределения Портера — Томаса с $\nu = 1$). Этот эффект, однако, требует проверки, так как большинство данных по другим ядрам согласуется с теоретическим распределением при $\nu = 1$.

Значения средних нейтронных ширин другого ядра — U^{238} — также (это видно из рис. 1) до последнего времени значительно различались: отношение $\bar{\Gamma}_n$ по данным работы [13] к $\bar{\Gamma}_n$ по данным работы [14] составляет 0,83, причем при больших энергиях различия в нейтронных ширинках увеличиваются до 40% [2].

Однако дополнительные измерения полного сечения U^{238} дали лучше согласующиеся между собой значения силовых функций: $(1,13 \pm 0,13) \cdot 10^{-4}$ [15] и $(1,02 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$ [16]. Ранние работы давали значения $(0,70 \pm 0,15) \times 10^{-4}$ [17], $(0,90 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$ [8], $(1,09 \pm 0,15) \times 10^{-4}$ и $(1,00 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$ [18]. Две последние величины и обе новые [15, 16] согласуются друг с другом. По-видимому, их следует принять за рекомендованные.

По данным трех лабораторий, где проводились измерения радиационного захвата U^{238} [19, 17, 20], для первых двадцати резонансов



Р и с. 2. Радиационные ширинки Γ_γ нейтронных резонансов U^{238} по данным работ: ○ — [20]; △ — [17]; × — [19]; □ — [21].

экспериментально определяемая величина $\Sigma \Gamma_n \Gamma_\gamma$ составляет соответственно 290, 266 и 262 мв [2], причем последнее, самое низкое значение из Лос-Аламоса [20] соответствует средней радиационной ширине $\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1$ мв. Между тем в этой работе была обнаружена структура в Γ_γ , которая не повторилась в более поздних измерениях [19, 21]. Из рис. 2 видно, что экстремальные значения (высокие и низкие) работы [20] не находят подтверждения, т. е. до 1 кэв не существует предполагавшейся структуры в Γ_γ . Следует поэтому с осторожностью относиться и к очень низкой средней величине $\bar{\Gamma}_\gamma = 19,1 \pm 1,6$ мв из работы [20] (по данным работ [19, 17, 21] она составляет $24,64 \pm 0,85$; $23,74 \pm 1,09$ и 24 мв соответственно). Недавние измерения Колумбийской группы [16] дали значение $\Gamma_\gamma = 22,8 \pm 0,6$ мв (в области до 1 кэв), лишь незначительно отличающееся от старого значения этой же группы $\Gamma_\gamma = 24,6 \pm 0,8$ мв [22].

Если в резонансной области можно говорить о согласовании средних величин радиационных ширин ($\bar{\Gamma}_\gamma$), то этого нельзя сказать о прямых измерениях сечения захвата в области нескольких килоэлектронвольт. Так, результаты измерений на линейном ускорителе в Ок-Ридже [23] довольно плохо согласуются с данными работ [24, 25], хотя и близки к величинам, полученным из резонансных параметров (набор из Брукхейвенской библиотеки оцененных данных [23]). На неудовлетворительное состояние данных в области 2—20 кэв, где различие достигает ~20% при $E_n \approx 6$ кэв, указывалось и в работе [26], в которой отмечалось, что это различие не может быть объяснено, например, поправками на самоэкранирование. Оценки сечения захвата, выполненные разными авторами [27—30], также различаются в области 3—25 кэв на величину до 15% (между результатами работ [29] и [30]).

Существенные различия имеются и в данных по изотопу Pu^{240} . Так, средние величины $\bar{\Gamma}_n^0$ отличаются в работах [31] и [32] на 30%. Здесь, так же как и в случае Th^{232} и U^{238} , привлечение экспериментальных данных по рассеянию нейтронов дает систематически меньшую величину средней нейтронной ширины, чем данные эксперимента по пропусканию [2].

По данным двух разных экспериментов [33, 34] можно судить, насколько отличаются друг от друга средние радиационные ширины $\bar{\Gamma}_\gamma$ для Pu^{240} : 23,2 и $29,5 \pm 1,5$ мв соответственно.

В табл. 1 показано, насколько различаются данные по полной ширине Γ , а отсюда и по радиационной ширине $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$ самого первого резонанса Pu^{240} при $E_0 = 1$ эв [35].

Таблица 1
Полная ширина первого нейтронного резонанса и средняя радиационная ширина резонансов Pu^{240} по данным разных авторов

Γ , мв	$\bar{\Gamma}_\gamma$, мв	Γ_n , мв	Ссылка и год
42 ± 5	39	$3,1 \pm 0,4$	[36], 1955 г.
40 ± 3	38	$2,06 \pm 0,10$	[37], 1958 г.
$34,5 \pm 3$	32	$2,4 \pm 0,05$	[38], 1959 г.
$30,6 \pm 4,0$	28	$2,30 \pm 0,2$	[39], 1959 г.
$30,8 \pm 2,0$	29	$2,15 \pm 0,10$	[35], 1970 г.
$31,0 \pm 3,0$	29	$2,18 \pm 0,10$	[35], 1970 г.
—	23,2	—	[33], 1968 г.
—	$29,5 \pm 1,5$	—	[34], 1971 г.

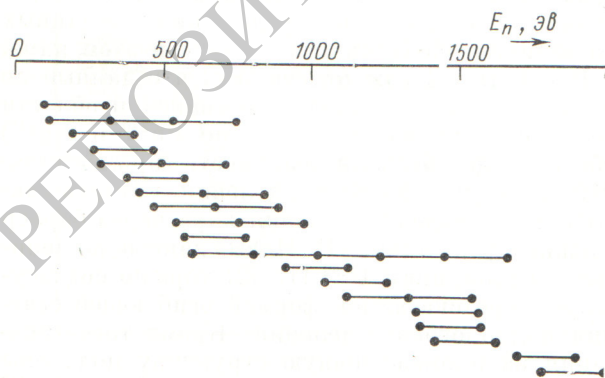
Сравнение этих величин показывает, что только в 1971 г. появилась реальная надежда иметь самосогласующиеся независимые данные по первому резонансу ($E_0 = 1$ эв) и по всей резонансной области ($E_0 = 20—500$ эв [34]), однако необходимо еще проанализировать справедливость замечания (в дискуссии по докладу [35]) о том, что величины резонансных параметров из этой работы (для первого резонанса) не описывают полностью теплового сечения Pu^{240} и приходится вводить гипотетический «критический уровень».

В результате анализа данных по Γ_n и Γ_γ можно сделать вывод, что для четно-четных ядер требуемые точности измерений большинства величин пока еще не достигнуты. Для U^{238} некоторую помощь в уточнении результатов по резонансным параметрам (Γ_γ и др.) могут оказать интегральные опыты, призванные устранить существующую неопределенность в данных по величине нейтронного захвата в этом ядре.

В работе [5] уже отмечалось, что данные по подбарьерному делению в резонансной области нейтронов (особенно данные по Pu^{240} и Np^{237}) убедительно доказали реальность «промежуточной структуры» в сечении деления, которая связывается с моделью деления ядра через барьер сложной формы [40, 41]. Новые данные по делительным ширинам U^{234} [1, 42] хорошо согласуются с предсказанной формой огибающей сечения подпорогового деления. Кроме того, указания на промежуточную структуру получены в последних данных по ядрам Pu^{238} , Pu^{242} и Pu^{244} [43, 44]. Вместе с тем у ядер тяжелее плутония, где, по расчетам В. Струтинского [45],

должны исчезать эффекты от второго барьера, действительно не обнаружено промежуточной структуры (в делении тяжелых изотопов $\text{Sm}^{240, 248}$ [46]), т. е. распределение Γ_f описывается статистической моделью. В связи с появлением новых данных по делению калифорния [47] этот эффект будет, по-видимому, проверен и на нем. Проверкой модели промежуточной структуры являлись и недавние измерения [48] спинов тех резонансов Np^{237} , у которых ранее была найдена аномально большая Γ_f . Все четыре спина оказались одинаковыми ($J = 2$) и в согласии с моделью. Промежуточная структура в подпороговом делении ядер типа Np^{237} , U^{234} и Pu^{240} дает, таким образом, очень убедительный пример отклонения от статистического распределения. В настоящее время продолжается поиск отклонений от статистических закономерностей не только в Γ_f , но и в распределении других резонансных параметров (в качестве примера укажем «структуру» в распределении расстояний между уровнями Th^{232} [5, 49]).

Рассмотрим еще один пример. В работе [50] у того же ядра-мишени Pu^{240} , у которого впервые была обнаружена периодическая, т. е. очень последовательная, структура в сечении подпорогового деления (см. выше и в работе [5]), была обнаружена корреляция во взаимном расположении резонансных уровней: аномально большое число резонансов оказалось разделенным энергетическими интервалами величиной 213 ± 1 эв. На рис. 3 показаны положения уровней, разделенных этим интервалом; имеется даже последовательность из шести эквидистантных периодов. В работе [50] с помощью статистического анализа показано, что фактор случайности возникновения этой корреляции составляет величину порядка 10^{-3} . Похожие кор-



Р и с. 3. Положения пар нейтронных уровней Pu^{240} , разделенных интервалом 213 ± 1 эв [50] (данные [31]).

реляции были обнаружены еще у ряда тяжелых и средних ядер. По-видимому, здесь наблюдается неожиданное и пока необъяснимое явление сверхтонкой структуры, т. е. корреляции порядка десятков и сотен электронвольт. Более тщательные измерения с высоким разрешением типа тех, которые проводятся сейчас и планируются в ближайшем будущем, помогут уточнить характер этого явления, включая его независимую проверку на достоверность и проверку на сохранение «выделенности» определенных интервалов в разных энергетических областях и у разных ядер.

Ранее указания на наличие «сверхтонкой структуры» (с интервалами 70—90 эв) были получены при анализе взаимных положений резонансных уровней с относительно большими нейтронными ширинами, главным образом у N -четных ядер-мишеней [51], а также в самих положениях нейтронных уровней (относительно пороговой энергии) [52, 53]. Так как масштабы обнаруженных сверхтонких структур по порядку величины весьма близки, велика вероятность того, что в тяжелых N -четных ядрах (Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} и т. д.) наблюдается проявление какого-то общего механизма, природу которого можно изучить и на других, более легких ядрах.

Таким образом, рассмотрение данных по четно-четным ядрам-мишеням позволяет обнаружить три тенденции:

1. Для части экспериментов можно отметить удовлетворительное согласие результатов друг с другом, что иллюстрирует, например, определение радиационных ширин Γ_γ изотопов U^{238} (до 1 кэв).

2. В то же время другие параметры, например нейтронные ширины из разных работ и $\bar{\Gamma}_\gamma$ для Pu^{240} , не согласуются между собой. Эта ситуация встречается не реже первой.

3. Несмотря на общее удовлетворительное описание свойств систем нейтронных уровней с помощью статистических ансамблей, отклонения от статистики отмечаются во многих работах, что делает весьма насущной задачей модельное представление нестатистических эффектов и оценку вклада таких эффектов в неопределенность средних резонансных параметров.

Рассмотрим теперь данные для другой группы тяжелых ядер N -нечетных делящихся ядер.

Сечения ядер, делящихся медленными нейтронами. Обстоятельный анализ средних сечений деления σ_f изотопов U^{235} и Pu^{239} (до 20 кэв), а также U^{233} и Pu^{241} (до 1 кэв) был произведен

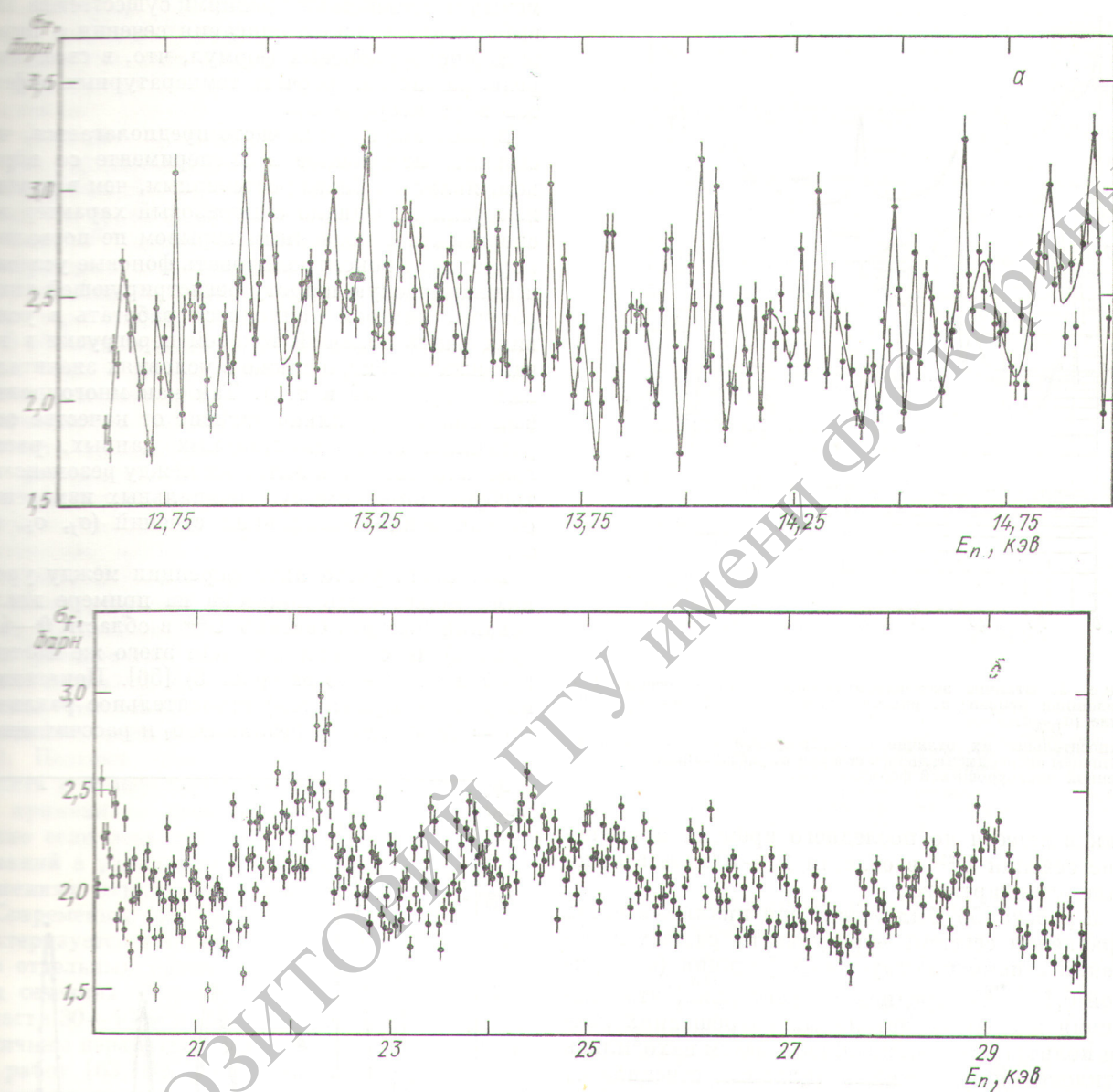


Рис. 4. Структура в сечении деления U^{235} , обнаруженная в работе [55].

в работе [1], в которой вся область изучавшихся сечений каждого изотопа разбита на большое число (20—30) интервалов и рассматривается разброс отдельных результатов по σ_f (внутри интервалов) вокруг средних значений. Путем исключения из усреднения самых старых, а также сильно отличающихся данных получены рекомендованные значения сечений, приведенные в работе [1]. Эти величины, найденные для относительно широких энергетических интер-

валов, не отражают, однако, обнаруженных в сечениях деления U^{235} и Pu^{239} «структур» с интервалами порядка 100 эв [54, 55].

На рис. 4 приведено сечение для областей 12—15 кэв (а) и 20—30 кэв (б) [55]. Отчетливо виден подъем в сечении в области 22 кэв и т. д. Из-за наличия структур измеряемое в узком энергетическом интервале сечение деления оказывается зависящим от разрешения прибора. Это обстоятельство ставит под сомнение прак-

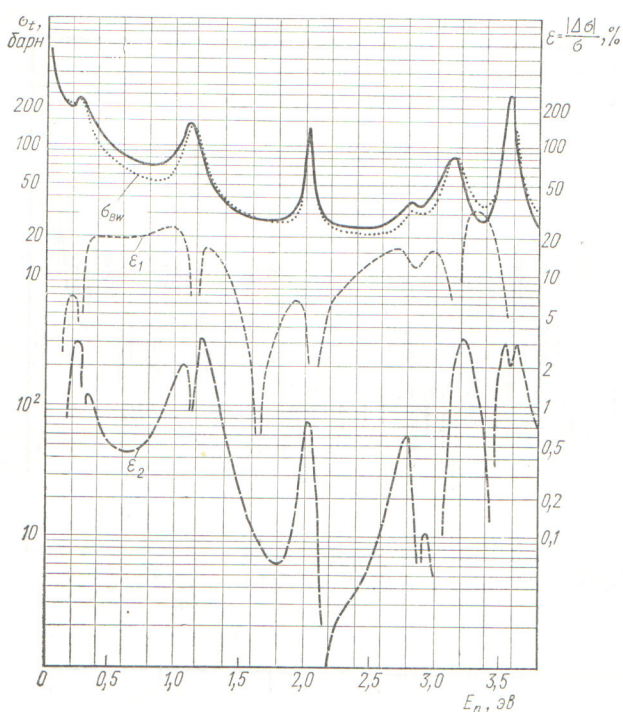


Рис. 5. Отличие экспериментального полного сечения U^{235} (сплошная кривая) от рассчитанного по одноуровневой формуле (σ_{BW}).

Относительное их отличие ϵ_1 сравнивается с относительным отличием экспериментального сечения от рассчитанного по упрощенной многоуровневой формуле [56].

тиковавшееся до последнего времени применение сечения U^{235} в области 10—100 кэВ в качестве стандартного.

В работе [56] был развит оригинальный метод сравнения сечений — результаты разных измерений с помощью гауссовой функции (с шириной $0,15\sqrt{E}$) усреднялись настолько, что различия в экспериментальных разрешениях почти полностью сглаживались, а затем находились отклонения полученных «плавных сечений» от средних величин. Этот способ позволил обнаружить такие методические эффекты, как провалы в σ_f от прохождения нейтронов через фильтрующие конструкционные материалы [56, 57] и различные «марки времени» [56, 58]. Были также установлены различие энергетических шкал большинства спектрометров и тот факт, что в сечении деления U^{235} и Pu^{239} существенные расхождения имеются в областях между резонансными уровнями: сечения, измеренные на спектрометрах с электронными ускорителями [57, 59, 60], оказываются выше σ_f , измеренного с помощью подземного взрыва [58]. Область

между резонансными уровнями существенна для выбора правильного описания сечения с помощью многоуровневых формул, что, в свою очередь, важно для расчета температурных эффектов в реакторе и пр.

В настоящее время часто предполагается, что сечение, измеренное в эксперименте со взрывом, является более достоверным, чем в других измерениях. Однако одноразовый характер эксперимента с подземным взрывом не позволяет корректно проконтролировать фоновые условия и динамическую широту регистрирующей аппаратуры, которой приходится работать в условиях очень большой токовой перегрузки в начальный момент, а также в условиях значительных сотрясений и т. д. Так как многоуровневый анализ σ_f сильно зависит от качества современных экспериментальных данных, согласованность их в областях между резонансами требует, по-видимому, специальных измерений одновременно нескольких сечений (σ_f , σ_c , σ_s , α).

Важность учета интерференции между уровнями может быть показана на примере исследования полного сечения U^{235} в области 0—4 эВ (рис. 5) и сечения деления этого же изотопа в области 22—28 эВ (рис. 6) [56]. Показанное на рис. 5 (пунктиром) относительное различие ($\epsilon_1 = \Delta\sigma/\sigma$) между реальным σ_t и рассчитанным

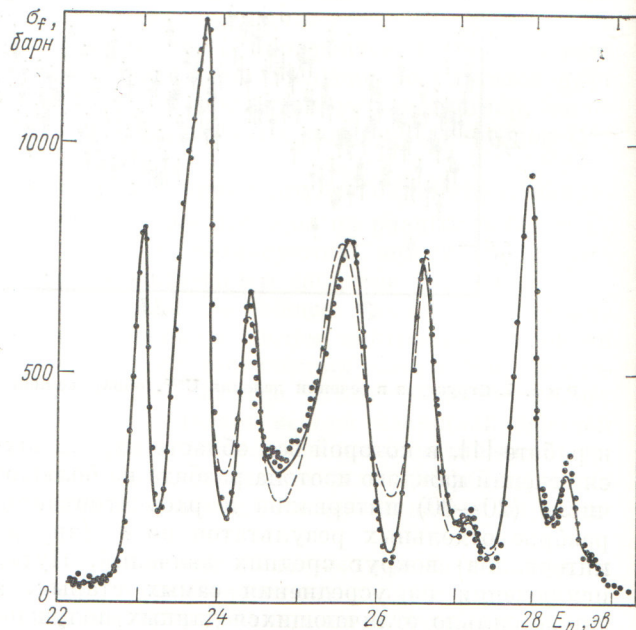


Рис. 6. Экспериментальное сечение деления U^{235} в области 22—28 эВ и теоретический расчет по одноуровневой (пунктир) и многоуровневой (сплошная линия) формулам [56].

по одноуровневой формуле Брейта — Вигнера (σ_{BW}) составляет величину до 20—30% (правая шкала). Различие между измеренным сечением σ_i и рассчитанным по многоуровневой формуле составляет уже несколько процентов (величина ϵ_2 на рис. 5), если использовать даже некоторые упрощающие предположения при расчете интерференции между уровнями [56]. Отметим, что правильное многоуровневое описание сечения U^{235} в этой области, т. е. описание, согласующееся с принятыми в настоящее время [61] значениями спинов уровней, впервые было дано в работе [62].

В области энергий выше 20 эв экспериментальным точкам больше соответствует многоуровневое описание [56], чем одноуровневое приближение (см. рис. 6). В результате применения многоуровневого формализма сокращается число резонансов, вводимых в расчет сечений. Это иллюстрирует рис. 7 [2], где для той же энергетической области 22—27 эв показано положение нейтронных уровней U^{235} по данным работ [63—69], в двух из которых применялся многоуровневый анализ. Этот анализ позволяет не вводить значительного числа «фиктивных резонансов», характерных для одноуровневой подгонки, т. е. не вводить уровней, физическое толкование которых затруднено (они появились лишь из-за неадекватного формализма). Поэтому следует с осторожностью подходить и к некоторым выводам тех работ, где не применялся многоуровневый анализ, особенно если речь идет об обнаружении группирований в радиационных ширинах [63] и в отклонениях парциальных ширин [64, 70, 71].

Современное состояние данных по U^{235} характеризуется как разбросом значений параметров отдельных уровней, так и различием в самих сечениях. Такой пример был приведен для области 30—40 эв в работе [2]. В табл. 2 показаны величины параметров $2g\Gamma_n$, $2g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ и $2g\Gamma_n\Gamma_f/\Gamma$ из работ [63, 66, 68, 70, 71], а в двух предпоследних нижних строчках приведены суммарные величины $\sum 2g\Gamma_n$, $\sum 2g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ и $\sum 2g\Gamma_n\Gamma_f/\Gamma$ (в предпоследней строчке — сумма только по самым сильным резонансам). Так как две суммы характеризуют сечение захвата и деления U^{235} в рассматриваемой области, то видно, что отношение этих величин (т. е. эффективные величины α), по данным разных авторов, весьма сильно, больше чем на 25%, различаются между собой (величина α меняется от 1,03 до 0,59 соответственно).

При многоуровневом анализе всегда желательно знать спины нейтронных уровней. Такие

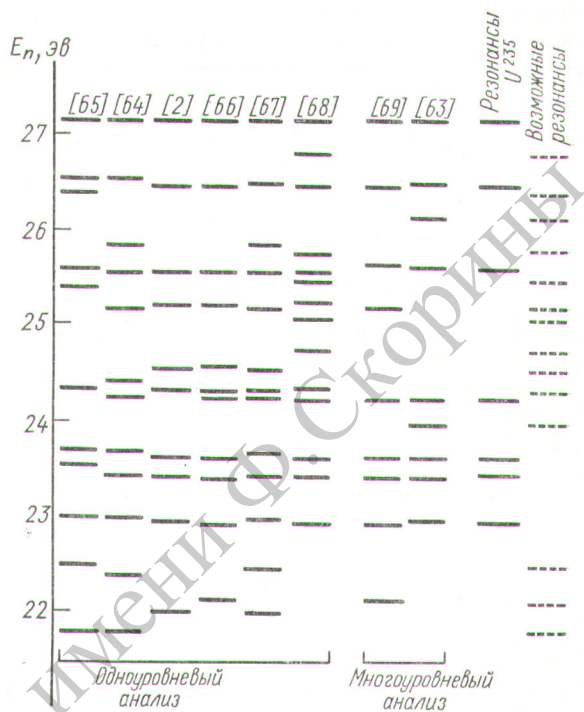


Рис. 7. Положение нейтронных резонансов U^{235} в области энергий 22—27 эв по данным различных работ, в которых применялось как одноуровневое [64—68], так и многоуровневое [63, 69] приближение.

Справа отмечены положения надежно установленных уровней, а также уровней, существование которых окончательно не установлено (пунктир) [2].

данные до последнего времени не были удовлетворительными, так как число известных спинов исчислялось единицами и часто применялся непрямой метод определения спинов уровней U^{235} по множественности γ -квантов захвата. Проведенные в последнее время прямые измерения спинов (по рассеянию нейтронов [72]) не дали однозначного подтверждения спинов, найденных в методах с γ -квантами и по данным об изменениях числа вторичных нейтронов [73] и средней кинетической энергии осколков [74].

К числу возможных систематических эффектов, присущих косвенным методам определения спинов уровней делящихся ядер, относится мешающий эффект от γ -квантов деления, который скоррелирован с величиной Γ_f или $\alpha \approx \Gamma_\gamma/\Gamma_f$ [75], так что в отличие от неделящихся ядер, где косвенные методы дают однозначные значения спинов, для U^{235} результаты таких методов весьма ненадежны.

Сравнение отношений $\alpha = (\sum 2g_n \Gamma_n \Gamma_f / \Gamma) / (\sum 2g_n \Gamma_n \Gamma_f / \Gamma)$ для U^{235} в области 30–40 эв по результатам разных авторов [2, 71]

Таблица 2

E, эв	Работа [66]			Работа [70]		Работа [68]			Работа [63]			Работа [71]		
	$2g\Gamma_n, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma, мв$	$2g\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma, мв$
30,86	0,52	0,15	0,36	0,16	0,35	0,49	0,17	0,32	0,39	0,16	0,23	0,40	0,17	0,23
31,55	—	—	—	—	—	—	—	—	0,01	0,01	0,00	—	—	—
32,07	1,95	0,90	1,01	1,03	0,88	1,87	1,08	0,75	1,49	0,87	0,60	1,83	0,87	0,95
33,52	1,92	0,62	1,24	0,71	1,45	1,82	0,77	1,03	1,47	0,62	0,82	1,86	0,70	1,16
34,34	2,20	0,88	1,22	0,98	1,14	2,18	1,07	1,07	2,18	1,03	1,40	2,12	0,85	1,27
34,83	0,90	0,40	0,49	0,69	0,20	1,25	0,92	0,32	0,60	0,48	0,12	0,90	0,35	0,55
35,17	4,50	2,75	1,62	3,24	1,16	4,55	2,95	1,46	5,47	4,28	1,07	4,76	3,10	1,67
36,6	—	—	—	—	—	—	—	—	0,05	0,04	0,01	—	—	—
37,4	—	—	—	—	—	—	—	—	0,04	0,04	0,00	—	—	—
38,31	0,55	—	—	—	—	0,56	0,48	0,08	0,40	0,34	0,06	0,66	0,39	0,27
39,41	2,55	1,24	1,18	1,45	1,00	2,46	1,43	0,96	3,32	1,69	1,52	2,78	1,28	1,50
39,90	0,46	—	—	—	—	0,31	0,27	0,04	0,38	0,29	0,09	0,40	0,25	0,15
40,51	0,45	—	—	—	—	0,41	0,33	0,08	0,47	0,38	0,09	0,53	0,38	0,15
Час- тич- ная сумма	—	6,94	7,12	8,26	5,88	—	8,39	5,91	—	9,22	5,47	—	7,41	7,40
Пол- ная сумма	15,95	—	—	—	—	15,90	9,47	6,11	16,27	10,23	5,71	16,24	8,34	7,90
Отно- шение α	1,03			0,71		0,71			0,59			1,00		

В табл. 3 приведены данные по спидам резонансов U^{235} , полученные в прямых измерениях [72] (нижняя часть таблицы) и из анализа интенсивностей радиационных переходов [76] (верхняя часть таблицы). Этот второй метод также свободен от недостатков метода множественности (см. выше), поэтому данные табл. 3 можно рассматривать как наиболее прямые современные результаты. Там же приведены менее достоверные значения спинов из прямых измерений (в скобках) и из интерференционного анализа [56] (значения со звездочками), а также делительные ширины из многоуровневого [56, 62] и одноуровневого анализов [70, 71]. Уже по четырем первым величинам табл. 3 видно, что относительно большие (~ 100 мв) и относительно малые (~ 10 мв) делительные ширины встречаются при обоих спинах уровней. Средние значения $\Gamma_f = 45$ мв ($J = 3^-$) и $\Gamma_f = 47$ мв ($J = 4^-$) не подверждают обсуждавшегося

в работе [71] группирования величин Γ_f вокруг средних значений, равных 87 ± 20 и 26 ± 6 мв. В этой работе группирование связывалось со спиновой зависимостью Γ_f , предсказанной в работе [77] (Γ_f составляет 81 и 32,5 мв для J , равного 3⁻ и 4⁻ соответственно).

Положение с уровнями Pu^{239} более определенное, так как прямые измерения спинов и данные по спектрам γ -квантов резонансного захвата нейтронов [78] легче объяснить (моменты уровней составного ядра Pu^{240} с J , равными 0⁺ и 1⁺, имеют сильно различающиеся спектроскопические факторы, которые могут быть относительно легко измерены; кроме того, наличие радиационного перехода в основное 0⁺-состояние однозначно свидетельствует о $J = 1^+$ из-за запрета 0 \rightarrow 0-перехода). В частности, в работе [78] на основании наблюдения прямого перехода с первого нейтронного уровня (при $E_0 = 0,3$ эв) был найден момент для

Делительные ширины уровней U^{235} Таблица 3
и делительные ширины из прямых измерений

Энергия, эв	Спин	Значения Γ_f (мэв) по данным работ			
		[62]	[71]	[70]	[56]
0,29	3*	99	100	—	—
1,135	4*	112	115	—	—
2,04	3*	10	15	—	—
2,77	(4)	160	143	—	55,0
3,15	(3)	79	97	—	94,9
3,62	(4)	43	49	—	51,1
4,34	4	4	3,9	—	4,3
5,50	(4)	23	24	—	200
6,20	—	260	85	—	191,9
6,39	3	—	11	9	9,8
8,78	3	—	76	84	123,0
11,66	4	—	9	4	4,9
12,39	3	—	24	28	25,6
19,29	4	—	58	60	62,8
23,40	(4)	—	7	6	6,0
32,07	4	—	57	53	70,7
38,52	4	—	22	23	34,6
38,34	4	—	29	38	61,0
35,17	4	—	119	126	150,0
39,41	3	—	45	55	70,3

В настоящее время у большинства резонансов Pu^{239} в области энергий до 200 эв однозначно определены спины. Кроме того, многоуровневый анализ сечения деления Pu^{239} в основных чертах совпадает у разных авторов, что было показано на примере области 60—100 эв [2]. В трех независимых работах резонансы были относительно одинаково распределены по интерферирующим между собой группам (с одинаковым J), причем для $J = 0^+$ приходилось вводить два канала интерференции (табл. 4). Вместе с тем для некоторых уровней (2, 6, 11, 13 и 14, см. табл. 4) нет полного согласия в результатах разных расчетов, что, однако, не очень сильно отражается на суммарных распределениях парциальных ширин и на средних величинах (обзор этих распределений был дан ранее, например, в работе [81]). Еще сильнее результаты многоуровневого анализа отличаются от параметров одноуровневой подгонки сечений.

Для примера в последнем столбце табл. 4 приведены данные работы [71] для того же интервала энергий нейтронных уровней Pu^{239} . Только в случае уровней 5 и 9 можно говорить о соответствии результатов. В остальных случаях нейтронные ширины в одноуровневом анализе оказываются больше (уровни 3, 7, 13), а делительные ширины меньше (уровни 1, 2,

если $J = 1^+$, тогда как $J = 0^+$ следовал из рассмотренных соображений при анализе интерференционной структуры сечения [79].

Результаты параметров Pu^{239} в области 60—100 эв по данным разных работ [2, 71]

Таблица 4

Уровни	Джеймс [80]					Фаррел [80]					Работа [79]					Работа [71] *		
	$E, \text{эв}$	Γ_{n^*} мэв	Γ_{f1} мэв	Γ_{f2} мэв	J	$E, \text{эв}$	Γ_{n^*} мэв	Γ_{f1} мэв	Γ_{f2} мэв	J	$E, \text{эв}$	Γ_{n^*} мэв	Γ_{f1} мэв	Γ_{f2} мэв	J	$E, \text{эв}$	$2g\Gamma_{n^*}$ мэв	Γ_{f^*} мэв
57,44	—	—	—	—	—	57,30	19,7	1040	—	0	57,00	14,47	—1554	28	0	57,8	9,37	402
60,94	30	—	5930	—	0	62,70	13,37	—4250	—	0	61,86	26,25	7102	20	0	58,6	3,91	712
—	—	—	—	—	—	63,16	0,69	—54	—	1	63,02	0,70	80	—	1	59,6	12,8	135
—	—	—	—	—	—	65,40	0,80	—39	—	1	—	—	—	—	—	61,7	1,46	160
65,71	—	—	—	—	—	65,75	7,57	—127	—	1	65,71	9,17	28,5	—	1	63,4	8,4	108
66,57	—	—	—	—	—	66,75	4,21	—	1355	0	65,50	13,66	2380	1510	0	—	—	—
—	—	—	—	—	—	68,05	0,014	—250	—	1	—	—	—	—	—	69,9	2,9	40
74,05	—	—	—	—	—	74,19	3,32	92	—	1	74,05	3,37	—26	—	1	—	—	—
74,97	—	—	—	—	—	74,97	16,4	148	—	1	74,94	22,78	—87	—	1	75,6	36,6	82
—	—	—	—	—	—	77,80	0,35	—	2000	0	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	78,60	0,008	50	—	1	78,97	0,04	2	—	1	—	—	—
82,36	5,39	—456	416	0	0	81,1	8,54	1950	—	0	80,92	4,95	963	582	0	—	—	—
82,88	0,50	29,5	—	1	1	83,62	0,22	—74	—	1	82,67	0,39	10	—	1	82,7	6,8	72
85,48	7,86	37	—	1	1	85,40	1,48	48	—	1	85,49	7,45	9,4	—	1	—	—	—
85,22	57,6	2686	571	0	0	85,60	43,5	—1916	—	0	85,53	53,4	—2010	55	0	85,7	38,7	802
96,49	(6,68)	1467	—	0	—	—	—	—	—	—	96,54	20,66	842	1816	0	—	—	—
100,25	(5,60)	—	5949	—	—	—	—	—	—	—	101,75	9,05	—4823	25	0	—	—	—

* Одноуровневый анализ.

15), чем в многоуровневом анализе, или вводятся несколько «фиктивных» уровней (между 1 и 2) с весьма значительными нейтронными ширинами и пропускаются широкие уровни (6, 10, 12), т. е. уровни, составляющие как бы фон в сечении деления ($\Gamma_f > 1000$ мв). Ввиду такого преобразования параметров при одноуровневой подгонке тех сечений, в которых заведомо имеются интерференционные эффекты, не следует переоценивать физический смысл одноуровневых параметров. К ним следует относиться, как к первому грубому приближению при описании сечения для практических расчетов.

Аналогичный эффект, как было видно выше, наблюдается в результате анализа сечений U^{235} . Проведенный недавно в Сакле одноуровневый анализ новых данных по σ_f [82] выявил следующие параметры для области 0—150 эв: $\bar{\Gamma}_\gamma = 42,6$ мв, $\bar{\Gamma}_f = 73,4 \pm 8,0$ мв, число степеней свободы $\nu = 2,8$. В то же время многоуровневый анализ $\sigma_f, \sigma_i, \sigma_c$ [56] в области 0—50 эв привел к величине $\bar{\Gamma}_f = 150$ мв, причем распределение ширины лучше описывается двумя зависимостями с $\nu = 2$; $\bar{\Gamma}_f = 300$ мв (27 уровней) и $\bar{\Gamma}_f = 63$ мв (55 уровней).

Чтобы закончить рассмотрение области первых нейтронных резонансов Pu^{239} , следует упомянуть о предварительных данных группы Колумбийского университета (см. в работе [43] стр. 54), обнаружившей изменение кинетической энергии осколков при делении состояний этого ядра с разным спином. Найденная в этой работе разница кинетических энергий для первого положительного ($E_0 \approx 0,3$ эв) уровня Pu^{239} по сравнению с отрицательным уровнем, дающим вклад в тепловую точку, согласуется с наблюдаемой для этих уровней в работе [73]

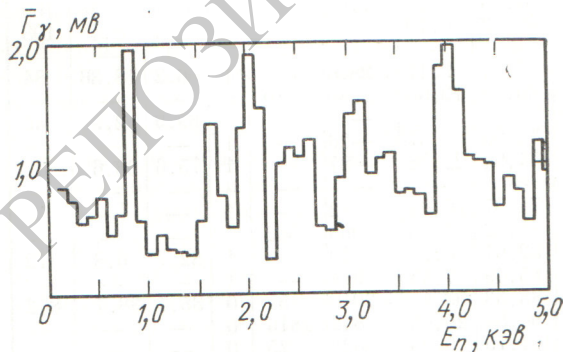


Рис. 8. Отношение сечений деления и захвата для Sm^{244} [94] (в предположении $\bar{\Gamma}_\gamma = 37$ мв).

вариацией числа $\bar{\nu}$. Однако в работе [83] не было обнаружено заметных изменений числа $\bar{\nu}$ для резонансов с разными спинами (в отличие от данных [73] и [84]), а в работе [85] было показано, что различие между данными по $\bar{\nu}$ не может быть приписано какому-то простому дискриминационному свойству применявшихся в работах [73, 84] камер деления. Очевидно, для разрешения противоречий в данных по $\bar{\nu}$ [73, 83, 84] необходимы дополнительные измерения. Совецание экспертов МАГАТЭ в Студовике (1970 г.) рекомендовало провести такие исследования возможно быстрее ввиду их большого физического и прикладного значения [86].

Данные по остальным делящимся изотопам, включая Pu^{241} [87—89], пока еще не столь многочисленны, как по изотопам, обсуждавшимся выше. Поэтому мы лишь ограничимся замечанием, что в случае U^{233} измерения его сечений [90, 91] дали близкие результаты, но анализ этих сечений привел, как и в случае Pu^{241} , к несколько отличающимся параметрам уровней [92].

В частности, для распределений делительных ширин Pu^{241} были получены очень различные числа степеней свободы ν , равные 1,5 [87] и 2,8 [89], хотя в обеих работах применялось одноуровневое приближение. Ввиду явного разнообразия в методах анализа сечений и в связи с увеличением круга ядер, у которых недавно измерялись сечения деления в резонансной области (Th^{229} [93], Pu^{238} [43], $Sm^{244-248}$ [94] и Cf^{249} [47]), делаются попытки не только обрабатывать сечения с помощью многоуровневых формул разного типа [95], но и разрабатываются методы сравнения и перерасчета параметров, получающихся в рамках разных многоуровневых формализмов [96, 97].

В работе [95] отмечалось, что до тех пор, пока данные по какому-либо изотопу малочисленны, обычно наблюдается их относительное «согласие», и такое положение некоторое время рассматривается как удовлетворительное, однако новые повторные (или более точные) измерения бывают часто весьма неожиданны. В настоящее время подобное отношение складывается в анализе данных по резонансной области тяжелых ядер.

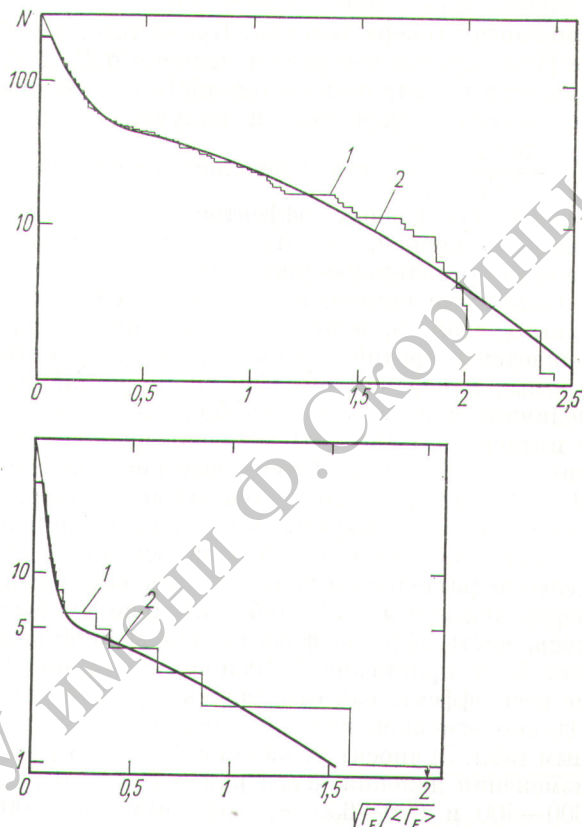
Разберем пример того, насколько быстро меняется ситуация для каждого конкретного ядра. На рис. 8 приведены данные по отношению сечений деления и захвата ($1/\alpha$) для изотопа Sm^{244} [94]. Видна отчетливая «промежуточная структура», хотя в более ранней работе по тому же

ядру [46] и из теоретических оценок ее появления не было очевидным. Наличие локальных «структур» в сечении означает, что свойства резонансов меняются весьма существенно при изменении энергий нейтронов на несколько сот электронвольт и перенесение средних значений (и распределений ширин) из одной области в другую невозможно, так как приведет к большим ошибкам. Покажем это на примере величины σ для Pu^{239} .

Промежуточная структура в сечении деления Pu^{239} . Обнаружение модуляции делительных ширин (т. е. промежуточной структуры в σ_f) у ядер с подпороговым делением (см. выше) заставило обратиться и к ядру Pu^{239} , деление которого через канал с $J = 1^+$ может рассматриваться как проходящее вблизи порога [1] (см. обзоры [41, 98]). В работе [99] повторен корреляционный анализ сечения деления этого ядра и подтверждена структура с интервалом ~ 450 эв. Однако реальность такой структуры частично была поставлена под сомнение в связи с работой [100], где определено, что структура в Pu^{239} , например, может быть следствием статистической флуктуации.

Для решения этого вопроса на линейном ускорителе в Сакле провели специальные измерения полного сечения и сечения деления Pu^{239} с использованием охлажденного образца [101, 102]. Зависимость сечения σ_f от энергии, полученная в этом эксперименте, такова: в районе 600–900 эв в сечении сильные уровни отсутствуют — сечение как бы обрывается [101]. Чтобы объяснить количественно этот эффект, в некоторых работах был проведен последовательный анализ не только σ_f , но и полного сечения и рассеяния нейтронов. Так, в работе [101] для каждого энергетического интервала шириной 110 эв (0–110, 110–220, 220–330 эв и т. д.) строилось распределение делительных ширин всех резонансных уровней. На рис. 9 (внизу) показано такое распределение для последнего интервала 550–660 эв; далее анализ пока не проводился. Авторы работы [101] приходят к выводу, что разложение этого распределения на два компонента позволяет получить две средние делительные ширины: $\bar{\Gamma}_f(1^+) = 7$ эв и $\bar{\Gamma}_f(0^+) = 1800$ мв. Такое же разложение проводилось в других интервалах. Для них имеются прямые определения спинов уровней [102], по которым также были получены близкие значения.

При проведении многоуровневого анализа сечений Pu^{239} в области до 160 эв в работе [79] (см. также табл. 4) было найдено, что каждая ширина $\Gamma_f(0^+)$, в свою очередь, может быть



Р и с. 9. Распределение делительных ширин нейтронных резонансов Pu^{239} по данным работы [101]:

Вверху — сравнение суммарного распределения Γ_f (кривая 1) для области 0–660 эв с теоретическим (кривая 2), состоящим из двух компонент — двух распределений с параметрами: $N = 171$ число уровней, $\bar{\Gamma}_f = 35,5$ мв, $\nu = 1$; $N = 58$, $\bar{\Gamma}_f = 2270$ мв, $\nu = 1,4$. Внизу — сравнение распределения Γ_f (кривая 1) для области 550–660 эв с теоретическим (кривая 2), состоящим из двух компонент — двух χ^2 -распределений с параметрами: $N = 26$, $\bar{\Gamma}_f = 7$ мв, $\nu = 1$; $N = 6$, $\bar{\Gamma}_f = 1800$ мв, $\nu = 1$.

представлена в виде суммы двух Γ_f (и соответственно двух распределений Γ_f с числом степеней свободы $\nu = 1$ со средними $\bar{\Gamma}_{f_1} = 218$ мв и $\bar{\Gamma}_{f_2} = 1464$ мв). Этот вывод сделан из того экспериментального факта, что каждую $\Gamma_f(0^+)$ приходится представлять в виде суммы независимых делительных ширин Γ_{f_1} и Γ_{f_2} , иначе не получается удовлетворительного описания наблюдаемых интерференционных эффектов.

Особо следует отметить сильно меняющийся характер поведения средней делительной ширины $\Gamma_f(1^+)$ (что видно уже при рассмотрении обеих частей рис. 9). Авторы работ [101, 102] рассматривают это как прямое указание на про-

явление ожидаемой модуляции $\Gamma_f(1^+)$ из-за сложного барьера деления. Кроме того, в работе [102] произведен расчет величин $\sigma_0\Gamma_\gamma$ и $\sigma_0\Gamma_f$ для разных спиновых состояний (и разных энергетических интервалов) и получена величина $\alpha = \frac{\Sigma\sigma_0\Gamma_\gamma}{\Sigma\sigma_0\Gamma_f} = \frac{\bar{\sigma}_\gamma}{\bar{\sigma}_f}$, что позволяет проанализировать вклад разных эффектов, зависящих от спинов уровней, в эту практически очень важную реакторную константу.

Отдельные компоненты такого расчета показаны в табл. 5, в последнем столбце которой приведены средние значения по результатам прямых измерений [6]. Как видно из таблицы, величина α испытывает наибольшие изменения в интервалах 400—500 эв (очень низкое значение) и 600—650 эв (очень высокое значение). В первом из этих интервалов сильно (в два раза) уменьшился суммарный захват, во втором интервале еще сильнее уменьшилось суммарное деление (выделено в табл. 5). Так как деление через канал с $J = 1^+$ действительно уменьшилось, часть эффекта флюктуации величины может быть приписана ожидаемому явлению (но не весь эффект, как отмечалось в работе [102]). Однако основной вклад в вариации α (по данным табл. 5) вносят не канал с $J = 1^+$, а резкие изменения деления через канал с $J = 0^+$: при 300—400 и 600—650 эв, максимум при 500—600 эв, а также отмечавшаяся выше флюктуация в захвате при 400—500 эв (эти величины отмечены звездочками в табл. 5). Поэтому вопрос об основной причине сильных вариаций α нельзя считать окончательно решенным.

Однако теперь ясно, что ограничение какой-либо узкой областью энергий (порядка 100 эв) при анализе распределений парциальных ширин и сечений (и их отношения) равносильно внесению в результаты существенной систематической ошибки. Только изучая структуру

с масштабом в сотни электронвольт, можно надеяться получить достаточно хорошую экстраполяция распределений парциальных ширин в область неразрешенных резонансов. При этом следует помнить, что уже при энергиях в несколько килоэлектронвольт у ядер типа Pu^{239} существенную роль начинают играть уровни, возбуждающиеся нейтронами с орбитальным моментом $L = 1$ (p -волна), а о них имеется меньшая информация, чем о s -нейтронах ($L = 0$).

Количественное описание промежуточной структуры в сечении Pu^{239} содержится в работе [103], где определены параметры уровней во второй потенциальной яме (двугорбого потенциала деления) — так называемые уровни второго класса [41]. Используя эти результаты, авторы работы [104] анализировали влияние промежуточной структуры на доплеровский коэффициент реактора на быстрых нейтронах. Они пришли к выводу, что для Pu^{239} это влияние велико и необходимы самые подробные сведения о промежуточной структуре.

* * *

В заключение следует отметить, что возросший уровень экспериментальных работ по измерению нейтронных сечений в резонансной области энергий связан с введением в строй целой серии линейных электронных ускорителей и использованием подземных ядерных взрывов. Только в последние годы начало работать еще несколько мощных линейных ускорителей, а на подземных взрывах теперь удается измерять сечения таких короткоживущих ядер, как, например, U^{237} и изотопы кюрия и калифорния. Относительные возможности трех основных типов спектрометров, базирующихся соответственно на механическом селекторе, ядерном взрыве и линейном ускорителе, рассматривались в обзорах [1, 95]. Там было показано, что в области нескольких килоэлектронвольт максимальную

Определение величины α для различных участков сечения Pu^{239} из параметров нейтронных резонансов [102] и сравнение с результатами прямых измерений

Таблица 5

Область энергии, эв	Захват			Деление			Отношение	
	$\Sigma\sigma_0\Gamma_\gamma$, $J = 0^+$, барн·эв	$\Sigma\sigma_0\Gamma_\gamma$, $J = 1^+$, барн·эв	$\Sigma\sigma_0\Gamma_\gamma$, $J=0^+$ и $J=1^+$, барн·эв	$\Sigma\sigma_0\Gamma_f$, $J = 0^+$, барн·эв	$\Sigma\sigma_0\Gamma_f$, $J = 1^+$, барн·эв	$\Sigma\sigma_0\Gamma_f$, $J=0^+$ и $J=1^+$, барн·эв	α (E) (расчет)	α (E) (эксперимент) [6]
100—200	112	824	936	687	482	1169	0,801	0,80±0,08
200—300	33	936	969	540	565	1105	0,877	0,91±0,09
300—400	58	478	536	164 *	303	467	1,147	1,13±0,11
400—500	14 *	219 *	233	328	254	582	0,401	0,49±0,06
500—600	53	475	528	668 *	285	953	0,553	0,69±0,07
600—650	1	300	301	68 *	70	138	2,18	1,62±0,17 ($E_n = 600 \div 700$ эв)

Основные параметры современных электронных ускорителей (и некоторых других установок), используемых в спектроскопии по времени пролета [95]

Таблица 6

Установки и их местонахождение	Пролетная база, м	Длительность импульса, нсек	Энергия частиц, Мэв	Ток в импульсе, а	Мощность, квт
Механический селектор, Брукхейвен (США)	22—48	5000	—	—	—
Механический селектор, университет в Киле (ФРГ)	21,5	1000	—	—	—
Электронные ускорители:					
Сан-Диего (США)	16—230	20	60	10	—
Ливермор (США)	4—250	15	140	10	—
Вашингтон (США)	—	5	100	—	30
Ок-Ридж (США)	20—2000	2—1000	140	15	—
Трой (США)	10—250	—	> 100	15—20	50
Жель (Бельгия)	до 200	20	65	4	—
Сакле (Франция)	50—200	10	> 60	—	5
Харуэлл (Англия)	5—300	100	45	—	6—8
Синхроциклотрон, Невис, Колумбийский университет (США)	до 200	10	550 (протоны)	—	20
Ядерные взрывы, Лос-Аламос (США)	~ 250	100—200	—	—	Пять взрывов за семь лет
Импульсный реактор, Дубна, СССР [21, 64, 71]	до 1000	~ 4000	—	—	—

Информацию способны дать только линейные ускорители (и подобные им установки), так как разрешение базирующихся на них спектрометров по порядку величины сравнивается с доплеровским уширением резонансов (рис. 10).

Приведенные на рис. 10 параметры такого спектрометра (длительность импульса 25 нсек, пролетная база 200 м) являются в некотором смысле стандартными: в табл. 6 показаны параметры большинства современных линейных ускорителей. Видно, что они имеют сравнимое разрешение (хотя и неодинаковые мощности).

Теперь посмотрим, как используются эти возможности и какие эксперименты уже проводятся или будут проводиться в ближайшее время. Из табл. 7 следует, что измерения сечений σ , констант α и \bar{v} будут продолжены и расширены. Из приведенных данных видно, что только несколько независимых измерений могут обеспечить надежное знание какой-либо важной реакционной константы, поэтому широкий фронт нейтронных исследований абсолютно необходим.

Получающаяся на современных селекторах информация обрабатывается и анализируется на соответствующем уровне, т. е. с применением больших и быстродействующих вычислитель-

ных машин, в том числе с использованием памяти на магнитных дисках. Достигнутые успехи могли быть значительнее, если бы раньше были устранены различия в применяемых программах обработки и объединены разные формализмы при теоретической интерпретации сечений. В по-

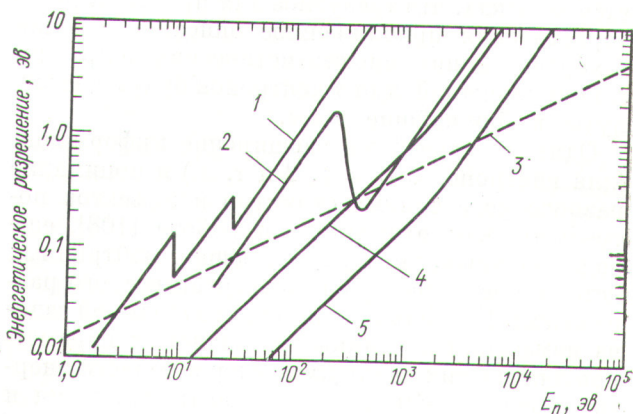


Рис. 10. Сравнение разрешающих способностей трех основных типов спектрометров для разных энергий:

механического (1), устройства с ядерным взрывом (2) и спектрометра с базами 40 м (4) и 200 м (5) на основе электронного линейного ускорителя. Кривая 3 — оценка доплеровского уширения резонансных линий [95] ($A = 240$).

Типы измерений (1—проводимые, 0—планируемые), выполняемых на различных нейтронных спектрометрах (95)

Таблица 7

Тип измерения	Механические селекторы		Электронные ускорители								Другие	
	Брук-хейвен	Киль	Сан-Диего	Ливермор	Вашингтон	Ок-Ридж	Трой	Жель	Сакле	Хару-элл	Колумбийский ун-т	Лос-Аламос
Сечения:												
полное	—	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	—
захвата	—	—	1	1	—	1	1	1	1	1	1	1
рассеяния	—	—	—	1	0	0	0	1	1	1	—	1
деления	—	—	—	1	—	1	0	1	1	1	1	1
Константы:												
α	—	—	—	1	—	1	0	—	0	1	—	0
γ	—	—	—	0	—	1	1	—	0	0	—	—
Спектры γ -квантов	1	—	1	1	—	1	1	1	1	0	—	—
Множественность γ -квантов	—	—	1	1	—	0	—	1	1	0	—	—
Поляризация, выстроенные ядра	—	—	—	—	—	1	—	—	0	1	—	0
Сечения радиоактивных образцов:												
полные	—	1	—	—	—	1	1	—	—	—	—	—
захвата	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1
деления	—	—	—	1	—	1	—	0	—	0	—	1
Стандартные сечения	—	—	1	0	0	1	0	1	1	1	1	—
Массовые и энергетические распределения осколков деления	—	—	—	—	—	0	—	0	1	—	1	1
Самоиндикация	—	—	1	0	—	0	0	0	0	0	1	0

следнее время проведена работа по сопоставлению резонансных параметров, полученных в рамках различных формализмов [96, 105—107], а также показано, что только совместное использование всех сечений (как это было сделано в случае Pu^{239}) может дать результаты с определенным физическим смыслом. Появляется надежда, что требуемое для практики реакторостроения приближенное описание сечений и хорошее понимание статистических (и других) закономерностей для α -нейтронов будут достигнуты в ближайшие годы.

Однако дальнейшее расширение информации (для нейтронов с $L = 1, 2$ и т. д.) и понимание разного рода тонких структур и эффектов требуют, как отмечалось в работе [108], еще более мощных, чем существующие, нейтронных источников и еще лучшего энергетического разрешения. Поскольку остается необходимой задача измерения и анализа резонансных параметров для многих делящихся ядер в области энергий выше 50—100 эв, то вопросы сравнения и оценки данных останутся актуальными, а различные тонкие эффекты станут предметом предстоящих теоретических исследований.

Поступила в Редакцию 14/XII 1970 г.
В окончательной редакции 27/V 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. J a m e s. Proc. Second Conf. Nuclear Data for Reactors (Helsinki, 1970). Vol. 1, Vienna, IAEA, 1970, p. 267.
2. P. R i b o n. Ibid, vol. 1, p. 571.
3. RENDA — Compilation of EANDC Requests for neutron data measurements, W. H ä u s s e r m a n n, S. S c h w a r z (1968). Цитировано в [2].
4. P. G r e e b l e r et al. Proc. Second Conf. Neutron Cross Section and Technology. NBS-Special Publication — 299. Washington, 1968, vol. 1, p. 291; см. [1], Vol. 1, p. 17.
5. С. И. С у х о р у ч к и н. «Атомная энергия». 28, 38 (1970); 31, 245 (1971).
6. С. И. С у х о р у ч к и н. См. [1], vol. 1, p. 307.
7. P. R i b o n. CEA-N-1149 (1969). Цитировано в [2].
8. I. G a r t et al. Phys. Rev., B134, 985 (1964).
9. M. A s h g a r et al. Nucl. Phys., 76, 196 (1966).
10. L. B o l l i n g e r et al. Phys. Lett., 8, 45 (1964).
11. E. H a d d a d et al. GA-6272 (1965). Цитировано в [2].
12. I. L'Heriteau, P. R i b o n. Third Conf. Neutron Cross Sections and Technology. (USA, 1971). Report III-19.
13. L. F o r m a n. Ibid., Report VI-16.
14. G. C a r r a r o, W. K o l a r. См. [1], vol. 1, p. 403.
15. G. C a r r a r o, W. K o l a r. См. [12], Report VI-23.
16. F. R a h n et al. См. [12], Report VI-2.
17. M. A s h g a r, C. C h a f f e y, M. M o x o n. Nucl. Phys., 85, 305 (1966).
18. F. F i r k et al. Nucl. Phys., 41, 614 (1963).
19. G. R o h r, H. W e i g m a n n, I. W i n t e r. См. [1], vol. 1, p. 413.

20. N. Glass et al. См. [4], vol. 1, p. 573.
21. Х. Малэцки и др. Радиационные ширины нейтронных резонансов U^{238} . Доклад на Советско-французском семинаре по ядерным данным (Дубна, 1970 г.); «Атомная энергия», 32, вып. 1 (1972).
22. I. Rosen et al. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
23. E. Silver et al. См. [12], Report VI-3.
24. М. С. Мохон. AERE-R-6074, 1969. Цитировано в [22].
25. S. Friesenhahn et al., NASA CR-72745, 1970. Цитировано в [22].
26. M. Fricke et al. См. [12], Report II-11.
27. T. Pitterle. См. [1], vol. 2, p. 687.
28. L. Abagjan et al. См. [1], vol. 2, p. 667.
29. W. Davey. Nucl. Sci. Engng., 39, 337 (1970).
30. T. Byer, V. Konshin. См. [12], Report III-7.
31. W. Kolar, K. Böckhoff. См. [4], vol. 1, p. 519; J. Nucl. Energy, 22, 299 (1968).
32. М. Сао et al. См. [4], vol. 1, p. 513.
33. H. Weigmann, H. Schmid. J. Nucl. Energy, 22, 317 (1968).
34. R. Hockenbury et al. См. [12], Report VI-4.
35. D. Ramakrishna, M. Navalkar. См. [1], vol. 1, p. 553.
36. Ю. Абов. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. М., Изд-во АН СССР 1955, стр. 294.
37. P. Egelstaff et al. Nucl. Energy, 6, 303 (1958).
38. R. Cote' et al. Phys. Rev., 114, 505 (1959).
39. N. Pattenden, V. Rainey. J. Nucl. Energy, 11, 14 (1959).
40. V. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
41. I. Lynn. Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1969, p. 249.
42. G. James, G. Slaughter. Nucl. Phys., A139, 471 (1969).
43. T. Young, M. Silbert. NCSAC-31 (EANDC-US-143-«U»), 1970, p. 70.
44. G. Auchampaugh et al. См. [12], Report VI-6.
45. V. Strutinsky, H. Pauli. См. [41], p. 155.
46. M. Moore et al. См. [1], vol. 1, p. 527.
47. M. Silbert et al. См. [12], Report VI-5.
48. F. Poortmans et al. См. [12], Report VI-11.
49. W. Havens, Jr. Progress in Fast Neutron Physics. Univ. Chicago Press, 1963, p. 215.
50. K. Ideno, M. Okubo. J. Phys. Soc. Japan, 30, No. 3, 620 (1971).
51. С. И. Сухоручкин. «Ядерная физика», 10, 496 (1969).
52. С. И. Сухоручкин. Nucl. Data for Reactors. Paris, IAEA, 1966, CN-23-105, vol. 1, p. 159.
53. S. Sukhoruchkin. См. [4], vol. 2, p. 923.
54. С. Bowman et al. См. [1], vol. 2, p. 65.
55. С. Bowman et al. См. [12], Report V-7.
56. G. Krebs et al. См. [1], vol. 2, p. 789; см. [12], Report III-8.
57. М. Сао et al. См. [4], vol. 1, p. 481.
58. W. Brown et al. Proc. Conf. Neutron Cross Section and Technology. Washington, 1966, p. 971.
59. G. de Saussure et al. ORNL-TM, 1804 (1967).
60. F. Brooks et al. AERE-ND/GEN, 35 (1966).
61. R. Schermer et al. Phys. Rev., 167, 1121 (1968).
62. И. В. Кирпичников и др. «Атомная энергия», 16, 216 (1964).
63. I. Sramer. Nucl. Phys., A126, 471 (1969).
64. Ван Ши-ди и др. Physics and Chemistry of Fission. Vol. 1, Vienna, IAEA, 1965, p. 287; препринт ОИЯИ Р-204 (1965).
65. С. Bowman et al. Phys. Rev., 130, 1482 (1963).
66. A. Michandon et al. Nucl. Phys., 69, 545 (1965).
67. I. Schmidt. KFK 120-EANDC-E-354 (1966). Цитировано в [2].
68. D. Drawbaugh, G. Gibson. См. [52], vol. 2, p. 251.
69. F. Adler, D. Adler. См. [4], vol. 2, p. 967.
70. M. G. Sao et al. J. Nucl. Energy, 22, 211 (1968).
71. Ю. В. Рябов и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4992 (1970).
72. F. Poortmans et al. См. [1], vol. 1, p. 449.
73. S. Weinstein et al. Phys. Rev. Letters, 22, 195 (1969); См. [41], p. 477.
74. С. Бочваров, Е. Дерменджиев, Н. Кашукеев. См. [41], p. 465.
75. С. Bowman et al. См. [43], p. 112.
76. R. Chrien et al. См. [12], Report VI-20 а.
77. Н. О. Базазянц, И. В. Гордеев. «Атомная энергия», 13, 321 (1962).
78. R. Chrien et al. См. [1], vol. 1, p. 377.
79. H. Derrien et al. См. [1], vol. 1, p. 481.
80. G. James. J. Nucl. Energy, 22, 263 (1968); J. Farfelli. Phys. Rev., 165, 1371 (1968).
81. A. Michaudon. См. [4], vol. 1, p. 427.
82. I. Blons et al. См. [12], Report VI-8a.
83. L. Weston, I. Todd. См. [12], Report VI-9.
84. Ю. В. Рябов и др. Сообщения Международного симпозиума по структуре ядра. D-3893. Дубна, 1968, стр. 88.
85. Е. Дерменджиев, П. Пантелеев. Препринт ОИЯИ РЗ-5081 (1970).
86. D. Colvin. См. [1], vol. 2, p. 195.
87. I. Blons et al. См. [1], vol. 1, p. 469; см. [12], Report VI-8 b.
88. М. Moore et al. Phys. Rev., B 135, 945 (1964).
89. W. Kolar et al. См. [12], Reports VI-25, VI-26.
90. W. Kolar et al. См. [1], vol. 1, p. 387.
91. М. Сао et al. См. [1], vol. 1, p. 419.
92. R. Joly. См. [1], vol. 2, p. 919.
93. I. Felvinei, E. Melkonian. BNL-50276 (T-603), 1970, p. 60.
94. G. Keyworth, M. Moore. Ibid, p. 136.
95. М. Moore. См. [12], Report VI-1.
96. F. Adler, D. Adler. См. [1], vol. 2, p. 777.
97. G. de Saussure et al. См. [1], vol. 2, p. 757.
98. I. Lynn. См. [1], vol. 1, p. 93; А. В. Игнатюк. Структура барьеров деления (Материалы пятой зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий). Часть 2. Ленинград, 1970, стр. 317.
99. G. James, V. Patrick. См. [4], vol. 1, p. 391.
100. G. de Saussure et al. Phys. Letters, 31B, 413 (1970); см. [41], p. 307.
101. I. Blons et al. См. [1], vol. 1, p. 513.
102. I. Trochon et al. См. [1], vol. 1, p. 495.
103. Y. Kikuchi. Trans. Amer. Nucl. Soc., 13, No. 4, 312 (1970).
104. I. L'Heriteau, G. Neviere. См. [12], Report VI-7.
105. А. А. Лукьянов. См. [21], Параметры многоуровневого анализа сечений в резонансной области.
106. D. Harris. См. [12], Report VI-33.
107. G. Auchampaugh. См. [12], Report III-6.
108. Г. В. Мурадян и др. См. [1], vol. 1, p. 603.