

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
НЕЙТРОННАЯ
СПЕКТРОСКОПИЯ.
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ,
ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Е. Р. Рей

ХАРУЭЛЛ, АНГЛИЯ

А Н Н О Т А Ц И Я

В настоящем обзоре подробно рассматриваются последние достижения экспериментальной техники в области нейтронной спектроскопии. В нем дается краткое обсуждение многих важных исследований проблем ядерной физики с помощью нейтронов. Отмечается тесная связь между улучшениями методики и получением новых физических результатов. Кроме того, в обзоре рассмотрены тенденции и перспективы развития импульсных нейтронных источников и техники нейтронной спектроскопии по времени пролета в целом. Обсуждаются некоторые возможные направления будущих исследований в области ядерной физики методами нейтронной спектроскопии. Дается подробная библиография упоминаемых работ.

А B S T R A C T

This report is detailed review of the recent achievements in experimental techniques of neutron spectroscopy. It contains brief discussions of the bulk of important neutron investigations in the nuclear physics field. The relations between technical improvements and new physical results are pointed out. Aside from this, the paper includes the analysis of the trends and prospects in the development of pulsed neutron sources and the technique of the time — of — flight neutron spectroscopy. Some speculations about possible directions of future nuclear physics research are presented. A full list of relevant references is provided.

ВВЕДЕНИЕ

По аналогии с классической оптической техникой нейтронную спектроскопию можно разделить на спектроскопию испускания и поглощения. Первая изучает нейтроны, которые испускаются в ядерных реакциях или рассеиваются на образце, помещенном в интенсивный нейтронный пучок. К спектроскопии поглощения относится изучение полных нейтронных сечений методом пропускания или, несколько шире, все работы по определению сечений, а также эксперименты по нейтронной дифракции, которые аналогичны классическому рентгеноструктурному анализу. Единственной общей чертой экспериментов общего типа является измерение длины волны или энергии используемых нейтронов. Техника, применяемая для измерения энергии нейтронов, различна в разных диапазонах. При низких энергиях ($E_n \lesssim 1$ эв) для монохроматизации или анализа пучков широко используется явление дифракции нейтронов.

Энергию быстрых нейтронов ($E_n \gtrsim 1$ Мэв) можно определять измерением энергии заряженных частиц — продуктов реакций, вызванных нейтронами, например в реакции ${}^3\text{He} (n, p)\text{T}$ или в упругом выбивании протонов. Можно также проводить эксперименты с нейтронами, испускаемыми в реакциях типа ${}^7\text{Li} (p, n){}^7\text{Be}$ с монохроматическими заряженными частицами. В этом случае энергия нейтронов фиксирована. Однако существует техника, позволяющая прецизионно измерять энергии нейтронов практически по всему интересующему интервалу энергии (от 10^{-2} до 10^8 эв), а именно метод времени пролета, когда нейтроны посылаются короткими импульсами и измеряется время их пролета на известном расстоянии. Имея достаточную интенсивность, можно всегда произвольно улучшить точность этих измерений, увеличивая пролетную базу, и, более того, с помощью многоканальных временных анализаторов одновременно измерять тысячи различных значений энергии нейтронов.

Здесь не будут описаны все методики, упомянутые выше. Соответствующее рассмотрение имеется в литературе [1], так что ограничимся методом времени пролета, который имеет наиболее широкую область применения. Кроме того, поскольку использование метода времени пролета в исследованиях по физике твердого тела рассмотрено в других обзорах, здесь изложение будет ограничено только применением в области ядерной физики.

1. СПЕКТРОМЕТРЫ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

В спектрометрах по времени пролета обычно используются пульсирующие источники, которые дают нейтроны в широкой энергетической области. Основная идея метода состоит в том, что интервал времени между испусканием нейтронов и достижением отдельными нейтронами удаленного детектора определяет скорость и соответственно энергию нейтронов. Связывая выход детектора с многоканальным временным анализатором, можно непосредственно получить распределение нейтронов по скоростям. Предположим, что нейтронный импульс имеет продолжительность Δt , измерения проводятся на пролетной базе длиной l и задержку t между стартом нейтронного импульса и его регистрацией можно определить точно. Кроме того, примем, что физические размеры пульсирующего источника и детектора вносят неопределенность Δl в длину пролетной базы. Тогда можно записать энергетическое разрешение $\Delta E/E$ как

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta v}{v} = \frac{2\sqrt{(\Delta l)^2 + (v\Delta t)^2}}{l},$$

где v — скорость нейтронов, а относительно Δl и Δt предполагается, что они подчиняются независимым гауссовым распределениям. Можно сразу отметить, что в пределе высоких энергий, когда $(v\Delta t)^2 \gg (\Delta l)^2$, энергетическое разрешение имеет вид:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2v \frac{\Delta t}{l},$$

где $\Delta t/l$ — номинальное разрешение, *мксек/м* или *нсек/м*.

Ясно также, что в пределе низких энергий разрешение дается выражением

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta l}{l},$$

не зависящим от скорости нейтронов и продолжительности импульса благодаря неравенству $(v\Delta t)^2 \ll (\Delta l)^2$. Следовательно, в достижении хорошего разрешения при низкой энергии нейтронов (скажем, $E_n < 100$ эв) кроме базы важными факторами являются длинная пролетная база и короткие детекторы, тогда как при высоких энергиях (скажем, $E_n > 10$ кэв) кроме длины базы оказывается важной уже малая продолжительность импульса Δt . Можно показать, что временная неопределенность в процессе замедления нейтронов для случая пульсирующих ускорителей грубо эквивалентна неустранимой неопределенности длины Δl порядка нескольких сантиметров. Этот факт необходимо иметь в виду при расчетах энергетического разрешения.

Пульсирующие нейтронные источники, используемые в спектрокопии по времени пролета, могут быть механическими устройствами для низкоэнергетической области, и на самом деле большая часть ранних работ по нейтронным сечениям была выполнена с ме-

ханически прерываемыми пучками на реакторах с высоким потоком нейтронов. Прерыватели для быстрых нейтронов с продолжительностью импульса примерно равной 1 *мксек* дают еще весьма приемлемые потоки с разумным разрешением в энергетической области ниже 100 эв, как это хорошо показано в работе Крина и его сотрудников, выполненной в Брукхейвене [2], по γ -спектрам резонансного радиационного захвата нейтронов. Уникальным видом механических пульсирующих систем является импульсный реактор ИБР-30 в Дубне. При работе ИБР-30 в чисто механическом режиме продолжительность импульса, примерно равная 60 *мксек*, делает его очень удобным для исследований по физике твердого тела с помощью тепловых нейтронов благодаря чрезвычайно высокой интенсивности. В настоящее время в этой области он не имеет себе равных, так как на один импульс приходится приблизительно 10^{14} тепловых нейтронов. Однако указанная продолжительность импульса оказывается слишком большой для исследований в области ядерной физики. Работая в бустерном режиме пульсации (ИБР-30 и ЛУЭ-40), можно достигнуть продолжительности импульса примерно 3 *мксек*. В этом случае его возможности аналогичны системам с прерывателями, однако абсолютное значение потока в конце пролетной базы на один или на два порядка выше. Поэтому, применяя более длинные базы, можно для нейтронов более высоких энергий получить разрешение не хуже того, которое имеется с прерывателем.

При переходе к еще более высоким энергиям попадаем в область пульсирующих ускорителей, которые могут давать значительно более короткие вспышки, чем любые механические устройства. Почти любой пульсирующий ускоритель, на котором можно осуществлять реакции с нейтронами в выходном канале, можно использовать для нейтронных измерений по времени пролета, если только интенсивность нейтронов достаточно высока.

Пульсирующие ускорители Ван де Граафа широко используются для изучения ядерных реакций с заряженными частицами. При этом спектры быстрых нейтронов из (p, n)- и (d, n)-реакций и других подобных реакций сильно проясняют природу изобарических аналоговых состояний. Эти реакции также являются источниками моноэнергетических нейтронов с очень короткой продолжительностью импульса (около 1 *нсек*), которые используются в исследованиях ядерного неупругого рассеяния.

Однако пульсирующие ускорители Ван де Граафа не могут конкурировать по интенсивности с циклотронами и линейными ускорителями электронов в качестве импульсных источников с белым спектром замедленных нейтронов, которые требуются для спектроскопии по времени пролета в широкой области энергий нейтронов. Синхроциклотрон Колумбийского университета на энергию 400 *Мэв* с продолжительностью вспышки 20 *нсек* интенсивно используется в качестве импульсного источника нейтронов, рождающихся в реакциях расщепления при бомбардировке свинцовой мишени быстрыми протонами. Синхроциклотрон в Харуэлле (энергия 150 *Мэв*, вспышка

4 нсек) также применяется для подобных исследований. Однако наиболее широко в спектроскопии по времени пролета используются линейные ускорители электронов из-за их относительно низкой стоимости и удобства. Эти ускорители работают на (γ, n) - и (γ, f) -реакциях на тяжелых мишенях и могут давать в зависимости от настройки продолжительности импульсов от десятков микросекунд для низкоэнергетических экспериментов до нескольких наносекунд в случае более быстрых нейтронов. В свою очередь, действенность этих ускорителей можно улучшить на низкоэнергетической границе

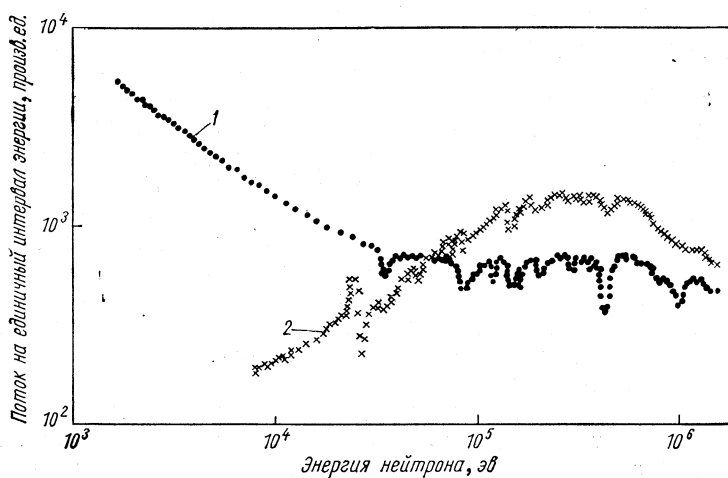


Рис. 1. Бустерные спектры утки:

1 — без воды и бора; 2 — с водой и бором (нормализованы с использованием электронного входа бустера).

области их применимости с помощью быстрого размножителя — бустера, такого, как, например, на харуэллском линейном электронном ускорителе. Размножитель на порядок увеличивает нейтронный выход, зато ширину вспышки нельзя делать меньше 100 нсек. Основные параметры некоторых импульсных источников нейтронов приведены в табл. 1.

В общем, суммарное число нейтронов, испущенных в импульсе, представляет интерес лишь при работе с тепловыми нейтронами. При более высоких энергиях неустраняемый временной разброс источника, связанный с влиянием замедлителя, уменьшается, как $1/\sqrt{E_n}$, и составляет 50 нсек при $E_n = 1$ кэв. Даже при энергиях нейтронов ≈ 100 кэв, когда влияние замедлителя становится неважным (рис. 1), конечный размер нейтронной мишени вносит временную неопределенность указанного порядка. При этих условиях нейтронный поток для данного разрешения оптимизируется подбором длины вспышки ускорителя такого же порядка величины, что

Характеристики нейтронных спектрометров с пульсирующими ускорителями

Местонахождение спектрометра	Тип ускорителя	Тип ускоряемых частиц	Мишень	Энергия, Мэв	Ток в импульсе, мА	Продолжительность импульса, нсек	Максимальная частота повторений, 1/сек	Скорость прохода стая нейтронов в импульсе, 10^{17} нейтрон/сек	Полное число нейтронов в импульсе	Лучшее номинальное разрешение, нсек/м
Карlsruэ	90-дм изохронный циклотрон	Дейтоны	U	50	3000	1	160 000	6	$6 \cdot 10^8$	0,005
Харуэлл	110-дм синхроциклотрон	Протоны	W	150	3000	4	800	300	$1,2 \cdot 10^{11}$	0,04
Ок-Ридж	Электронный линейный ускоритель	Электроны	Ta	140	15 000	2,3—24	1000	40	$\approx 10^{11}$	0,03
Харуэлл	Электронный линейный ускоритель	Электроны	^{235}U Бустер	40	650	100—1700	500	≈ 10	$1,7 \cdot 10^{12}$	0,3
ИБР-30 Дубна	Электронный линейный ускоритель	Электроны	Импульсный быстрый реактор	44	180	1800	100	100	$1,5 \cdot 10^{13}$ (для частоты повторений 100)	≈ 2
ЛИУ-30 Проект, Дубна	Линейный индукционный ускоритель электронов	Электроны	(U)	30	25 000	500	500	240	$1,2 \cdot 10^{13}$	—

и временной разброс замедлителя. Тогда важным параметром оказывается скорость производства нейтронов в импульсе.

На рис. 2 показан нейтронный поток в конце пролетной базы для фиксированной величины разрешения как функция энергии нейтронов для ряда импульсных источников, упомянутых выше. При этом принято во внимание перекрытие импульсов и варьируемая частота повторения импульсов (последняя оптимизирована внутри

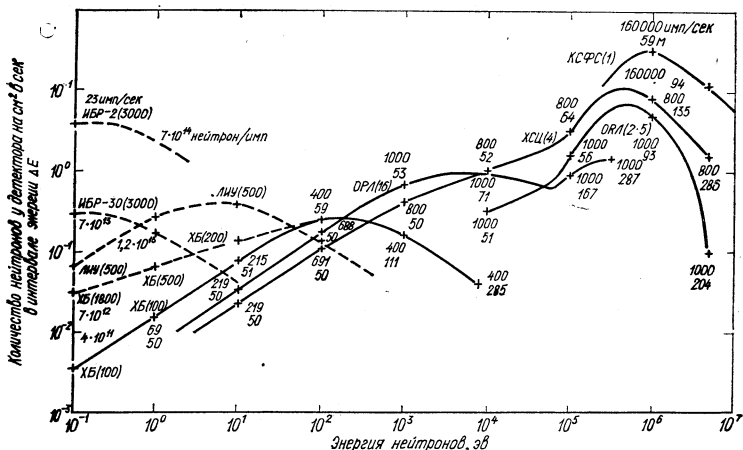


Рис. 2. Сравнительные токи импульсных источников нейтронов, $\Delta E/E = 0,88 \cdot 10^{-3}$ (для 50-м пролетной базы при малых энергиях): ИБР-30 — дубненский импульсный реактор в бустерном режиме со средней тепловой мощностью 25 кВт; ИБР-2 — проектируемый в Дубне импульсный реактор в бустерном режиме с короткими вспышками (тепловая мощность 250 кВт); ЛИН — проектируемый дубненский линейный индукционный электронный ускоритель; ХБ — харуэлльский бустер на тепловом пределе (25 квт по мощности деления); ОРЛ — ок-риджский проект; ХСЦ — харуэлльский синхротрициклон; КСФС — улучшенный синхротрициклон в Карлсруэ за фокусирующим сектором. Величины в скобках — продолжительности импульсов данной машины, нсек. Числа на кривых — частоты повторения импульсов и пролетные базы.

области, разрешенной для каждого источника), а пролетная база увеличивается для более высоких энергий, чтобы удержать энергетическое разрешение на постоянном уровне. Кривые для импульсных реакторов, работающих в режиме размножителя (в бустерном режиме), могут служить лишь для грубой ориентировки. Продолжительность импульса для них принята равной 3 мксек, кроме того, считается, что они пульсируют с указанной средней мощностью и что полный нейтронный поток через поверхность линейно зависит от мощности и не зависит от конфигурации. Даже при этом ясно, что они дают наиболее высокие интенсивности при низких энергиях, но при более высоких энергиях их быстро догоняют ускорители с короткой вспышкой, поскольку начинают требоваться все более длинные пролетные базы для поддержания эквивалентного разрешения. Существует, однако, определенный класс ядернофизических

экспериментов, где приемлемо умеренное энергетическое разрешение и где требуется очень высокий нейтронный поток, чтобы наблюдать слабые эффекты. Такие эксперименты включают наблюдение слабых линий в γ -спектрах радиационного захвата нейтронов [2] и изучение (n, α)-реакции в резонансной области [3]. Для этих экспериментов бустеры имеют определенные преимущества, поскольку они дают также относительную нормировку захватных и делительных сечений в низкоэлектронвольтовой области. Однако для изучения деталей резонансной структуры легких ядер машины с короткими импульсами обладают очевидными преимуществами, которые возрастают с увеличением энергии нейтронов.

Хотя большинство нейтронных спектрометров по времени пролета использует повторяющиеся импульсы, даже в этом кратком обзоре невозможно не упомянуть об использовании ядерных взрывов в качестве импульсных нейтронных источников [4]. В этом случае естественно имеется только один импульс, но он настолько интенсивен, что полный нейтронный выход ($\approx 10^{24}$ нейтронов примерно за 100 нсек) эквивалентен работе современного импульсного источника с линейным ускорителем электронов (с эквивалентной протяженностью импульса) в течение нескольких столетий. Конечно, такое сравнение несколько вводит в заблуждение, на самом деле индивидуальные события не могут быть зарегистрированы во взрывных экспериментах: в детекторах измеряются токи, а не отдельные импульсы. Кроме того, разогрев и движение замедлителя неблагоприятно влияют на разрешение при низких энергиях и проблема проведения самого эксперимента, даже отвлекаясь от неизбежных погрешностей очень сложна. Тем не менее, несмотря на малую продолжительность экспериментов этот метод, позволяет получать сечения весьма короткоживущих и высокоактивных материалов, которые нельзя измерить с другими импульсными источниками. Таким образом, ядерные взрывы дали много новых и интересных данных, особенно для короткоживущих изотопов трансурановых элементов.

2. ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В СОВРЕМЕННЫХ ЯДЕРНОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Интересы ядерной физики в нейтронной спектроскопии тесно переплетены с интересами реакторной физики в проблеме точного измерения сечений. Поэтому многие недавние работы из обеих упомянутых областей могут быть найдены в трудах международных конференций, приведенных в литературе.

Получение точных данных по сечениям производится главным образом в связи с запросами реакторной физики для расчетов общей

* В этом разделе автор основывается на своей статье в книге «Экспериментальная нейтронная резонансная спектроскопия», издаваемой J. A. Harvey. Academic Press, New York.

реактивности, скоростей отдельных реакций, доплеровских температурных коэффициентов и т. д. Стремление удовлетворить эти запросы приводит к техническому прогрессу в области спектроскопии по времени пролета, а именно к усовершенствованию импульсных источников, детекторов, систем регистрации и сбора данных, к созданию более современных программ для ЭВМ, используемых для внесения поправок и анализа данных. Кроме того, наблюдается концентрация усилий на измерениях и оценках определенных «стандартных сечений», таких, как $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, относительно которых измеряется большинство других парциальных сечений (см., например, [5]). Все это развитие, вызванное во многом требованиями реакторной физики, оказывается полезным также для получения информации, применяемой в ядерной физике.

Рассмотрим теперь некоторые примеры последних технических достижений и их следствия для ядерной физики.

Криогенная техника. Результаты измерений резонансных сечений с высоким разрешением, а также средних полных сечений на разделенных изотопах имеются в настоящее время в таких больших количествах, что допустимо использовать нейтронные пучки с диаметром 2 см. Интересное усовершенствование методики, впервые использованной в Сакле, заключается в применении образцов, охлажденных до температуры азота, с тем чтобы уменьшить доплеровское уширение резонансов [6]. В спектрометрах с высоким разрешением для тяжелых ядер указанный эффект накладывает более строгие ограничения, чем разрешение прибора при энергиях нейтронов ниже 1 кэв, так что уменьшение доплеровского эффекта позволяет наблюдать много дополнительных слабых резонансов в этой энергетической области. Пример влияния охлаждения мишени приведен на рис. 3. Видно, что близкий дублет в ^{239}Pu четко разрешается при температуре азота и совсем не разрешается при комнатной [7]. Другим интересным техническим достижением является использование поляризованных нейтронных пучков и поляризованных мишеней в экспериментах по пропусканию с целью определения спиновых резонансов. Эти эксперименты успешно выполнялись для очень низкоэнергетических нейтронов с применением кристаллов кобальта в качестве монохроматоров и поляриметров в сочетании с поляризованными мишенями в Вашингтонской морской исследовательской лаборатории [8] и в группе Сейлора в Брукхейвене [9]. На основе использования различия сечений синглетного и триплетного рассеяний нейтронов на водороде были созданы поляризованные нейтронные пучки с энергией до десятков килоэлектронвольт. Ф. Л. Шапиро в 1966 г. доложил [10] о достижении 44%-ной поляризации нейтронного пучка, полученного пропусканием нейтронов от дубненского импульсного реактора через динамически поляризованную протонную мишень с кристаллами $\text{LMN}[\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \times 24\text{H}_2\text{O}]$, охлажденную до 1°K . Этот поляризованный нейтронный пучок затем пропускается через поляризованную гольмиевую мишень (степень поляризации 40%, магнитное поле 15 кэрт, темпе-

ратура $0,3^{\circ}\text{K}$), причем направления векторов поляризации нейтронов и образца были то параллельны, то антипараллельны. Поскольку две указанные относительные ориентации реализуют два возможных значения спина канала при образовании составного ядра s -нейтронами и поскольку каждый данный резонанс соответствует только одному из них, то значения спинов резонансов легко определяются, если только они хорошо разрешаются. В дубненском эксперименте были найдены спины 22 s -волновых резонансов в гольмии [11].

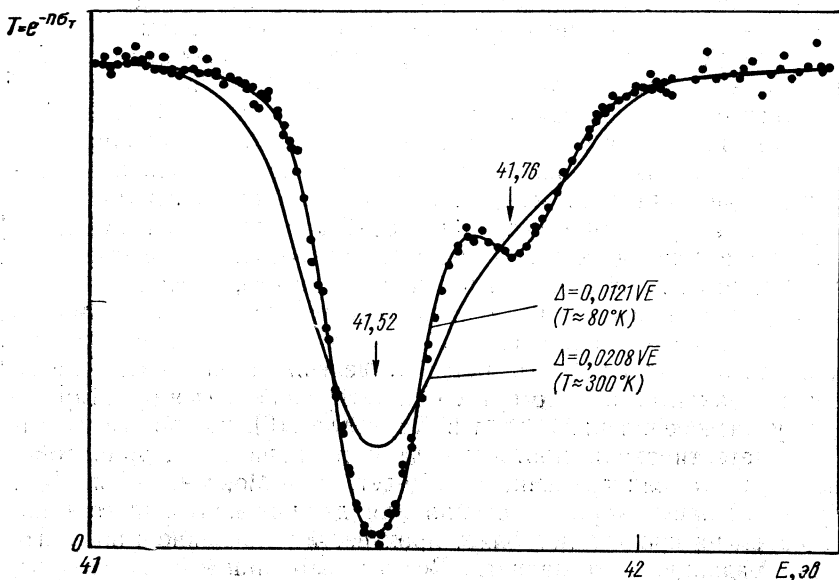


Рис. 3. Влияние охлаждения образца на наблюдаемое сечение.

Сечения радиационного захвата. Измерение сечений радиационного захвата делящихся ядер или отношения α -сечений захвата и деления имеет большое значение для реакторных применений, но всегда сопряжено с большими трудностями, поскольку кроме быстрых γ -квантов захвата в конкурирующем процессе деления также испускаются γ -кванты и быстрые нейтроны, что препятствует надежному выделению захватного γ -излучения. Имеется, однако, метод, успешно использованный объединенной ок-риджской и группой RPI на реакторе RPI для изучения ^{235}U [12], в котором события, относящиеся к делению, исключаются антисовпадением. При этом делящийся образец помещается в ионизационную камеру или любой другой детектор осколков деления с высокой эффективностью; и сечение радиационного захвата определяется по счету захватного детектора, включенного на антисовпадения с детектором деления после введения соответствующих поправок. Применение этой техники становится весьма трудным для веществ с высокой α -актив-

ностью, таких, как ^{239}Pu , поскольку в камеру деления можно помещать лишь весьма малые образцы. Второй метод, первоначально использованный Хопкинсом и Дайвенем [13] на пульсирующем ускорителе Ван де Граафа, позднее применялся Ю. В. Рябовым и др. [14] на дубненском импульсном реакторе. В этом случае в жидкий сцинтиллятор, в котором детектируются быстрые γ -кванты радиационного захвата, вводятся вещества с большим собственным сечением захвата, такие, как гадолиний или кадмий. Быстрые нейтроны деления замедляются в объеме сцинтиллятора, окружающего делящийся образец, и случайным образом захватываются кадмием, приводя ко второму импульсу в детекторе. Этот задержанный импульс позволяет отделить случаи деления от случаев захвата.

В третьем методе, также используемом группой ORNL—RPI [15], делящийся образец помещается в центр бака, заполненного большим количеством сцинтиллятора. При таком расположении импульсы от деления и захвата, возникающие в окружающем объеме, имеют различную амплитуду. Около 12% случаев деления дают импульсы, амплитуда которых больше, чем соответствующая амплитуда 99% импульсов от случаев захвата, так что, выбрав подходящий порог дискриминации, можно измерять скорость деления в образце одновременно со счетом от полного захвата плюс деление. После этого можно вычесть вклад от деления и получить отсюда скорость захвата, а потом и соответствующие сечения. Другую технику разделения применяли в Харуэлле [16], где по форме импульса детектировали протоны отдачи в жидком сцинтилляторе, используя его одновременно как γ -детектор Моксона—Рэя. Как и прежде, знание скорости деления для данного нейтронного канала по времени пролета позволяет произвести разделение и получить сечение радиационного захвата. Все эти методики весьма сложны, и существуют серьезные расхождения между результатами ранних измерений, однако для ^{239}Pu данные, полученные различными методами, в настоящее время находятся в разумном согласии по крайней мере от энергии нейтронов порядка 10 кэв [17].

Спектры γ -квантов радиационного захвата. В последние годы в некоторых лабораториях большое внимание уделяется изучению спектров γ -квантов радиационного захвата резонансных нейтронов в результате развития техники германиевых детекторов. Эти исследования позволяют определить парциальные радиационные ширины для переходов из захватных состояний в основное и ряд возбужденных состояний компаунд-ядра. Главное в этих исследованиях — это проверка того, насколько распределение Портера—Томаса, которое первоначально применялось для описания приведенных нейтронных ширин, справедливо для описания приведенных парциальных радиационных ширин. Это распределение подразумевает справедливость статистической модели ядра и отсутствие эффектов ядерной структуры для компаунд-резонансов. Опубликованные работы, выполненные в RPI, Сакле и Харуэлле, как будто бы подтверждают это [18—20]. Однако исследования, проведенные на брук-

хейвенском реакторе с высоким потоком и быстрым прерывателем, приводят к существованию нестатистического поведения в Tm [21], а наличие промежуточной структуры в нейтронных сечениях, в частности в сечениях деления тяжелых ядер, заставляет предполагать возможность структурных эффектов в γ -спектрах захвата. Поиск таких эффектов продолжается.

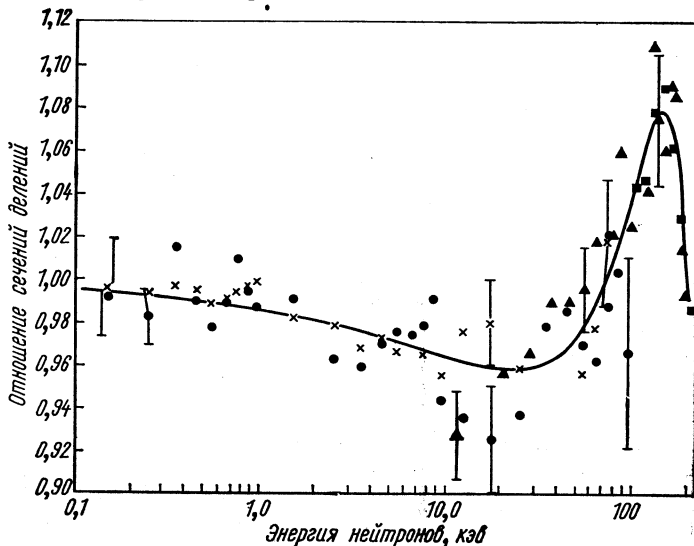


Рис. 4. Сечение реакции $B^{10}(n, \alpha)$, отнесенное к величине $19,30/\sqrt{E_n}$:

▲ — Муриг и др., 1966; × — отношение $\sigma_{n,\alpha}(^6Li)/\sigma_{n,\alpha}(^{10}B)$ из работы [27] вместе с данными Uttley и Diment, 1970 г. по разности $\sigma_{n,T} - \sigma_{n,n}(^6Li)$; ● — разность $\sigma_{n,T}(^{10}B)$ [26] — $\sigma_{n,n}(^{10}B)$ [25]; ■ — разность $\sigma_{n,T}(^{10}B)$ [26] — $\sigma_{n,n}(^{10}B)$ — подогнанная кри-

$$\text{вая: } \frac{\sigma_{n\alpha}(^{10}B)}{19,30} = 0,717 - 1,616 \cdot 10^{-2} \sqrt{E} - 5,254 \times \\ \times 10^4 E + \frac{1,455 \cdot 10^4}{(170,3 - E)^2 + 2,243 \cdot 10^4}$$

Перед тем как закончить рассмотрение различных аспектов применения импульсных источников нейтронов для изучения радиационного захвата, упомянем об измерении отношения одиночных счетов к счетам совпадений в кристалле NaI как функции нейтронного времени пролета при регистрации захватных γ -квантов из образца, расположенного в конце пролетной базы. Это отношение чувствительно к мультипольности γ -квантов каскада, которая, в свою очередь, зависит от спина составного ядра. Указанные измерения являются, таким образом, мощным средством определения спинов резонансов. Впервые Кочева с сотр. [22] в Испре, а затем в Желе [23] успешно измерили этим методом спины для большого числа резонансов.

Рассеяние нейтронов. Наиболее интересные эксперименты по рассеянию выполнены при резонансных энергиях на тяжелых яд-

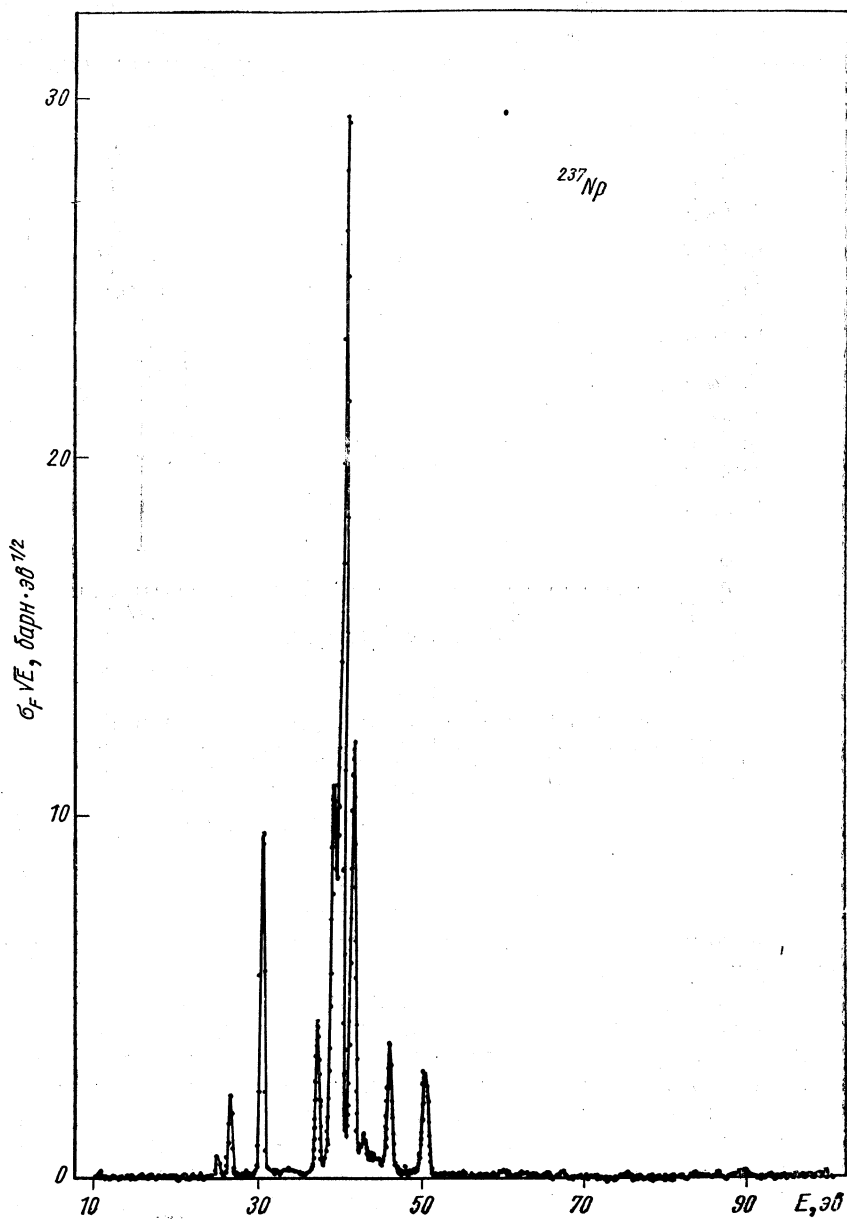
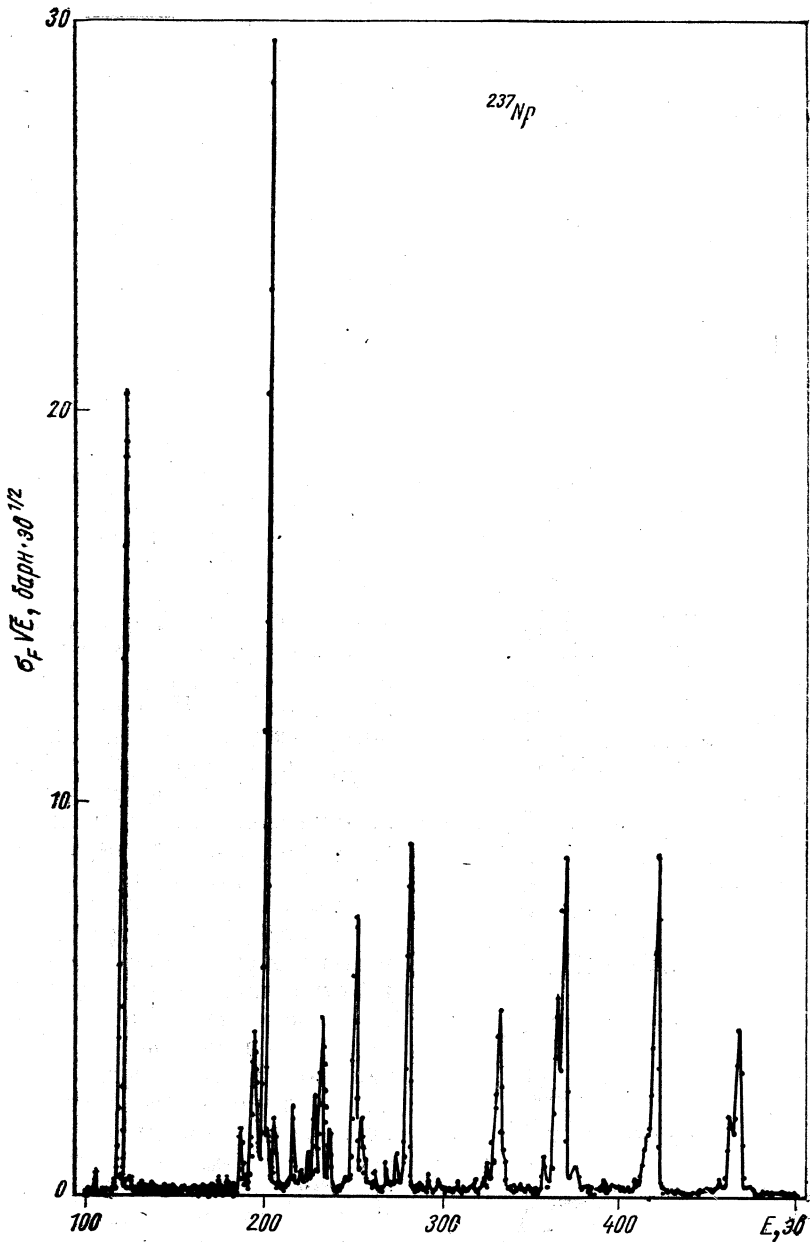


Рис. 5. Сечение



деления ^{237}Np .

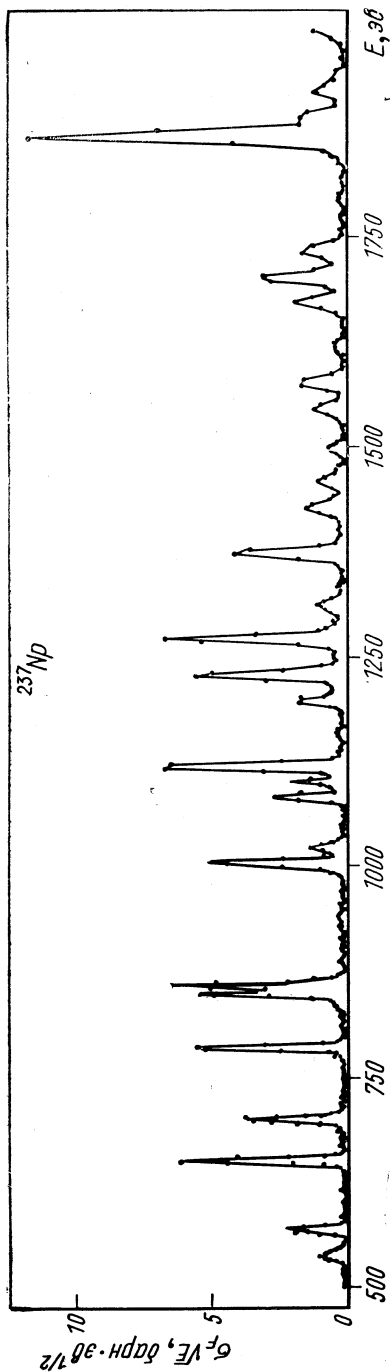


Рис. 6. Сечение деления ^{237}Np .

рах, где эти измерения позволяют определить спины резонансов. Одним из наиболее интересных усовершенствований в этой области было использование в Ливерморе метода «светлой линии» для измерения резонансного рассеяния на ^{239}Pu и ^{261}Pu [24].

Позднее в Харуэлле были выполнены эксперименты по рассеянию на более легких элементах. Тщательные измерения сечения рассеяния на ^{10}B вплоть до энергии нейтрона 100 кэв [25] в сочетании с прецизионными измерениями полного сечения приводят к определению сечения поглощения [26] на ^{10}B , которое является важным ядерным стандартом. Отклонение этого сечения от закона $1/v$ кажется теперь хорошо установленным и показано на рис. 4, взятом из работы [27]. Измерение угловой асимметрии рассеяния нейтронов в слабом резонансе с $E_n = 1167$ эв на ^{54}Fe было использовано для однозначного определения четности этого резонанса [28].

Деление. Несомненно, что за последние годы наиболее важным применением спектрометров по времени пролета в области ядерной физики является изучение сечений так называемого подпорогового деления на изотопах, у которых энергия возбуждения составного ядра близка к энергии барьера деления. Впервые группой в Сакле отмечено существование структуры, отличной от обычного резонансного поведения сечения для компаунд-ядер, ког-

да они не смогли описать распределения делительных ширин на ^{237}Np в обычных терминах статистической модели [28]. На рис. 5, 6 показана группа резонансов вблизи энергии нейтронов 40 эв , обнаруженная в работе [8], а также разрешенные и неразрешенные группы при более высоких энергиях, о которых было доложено позже [7, 29]. Интересной особенностью этих сечений является группирование наблюдаемых в делении резонансов в кластеры, между которыми сечение деления падает почти до нуля. Расстояния между кластерами приблизительно в 100 раз больше среднего расстояния между компаунд-резонансами в этой области.

С другой стороны, полное сечение для ^{237}Np не проявляет такой структуры. Это свидетельствует о том, что только делительные ширины достигают больших величин в некоторых четко выделенных энергетических интервалах. Подобный же поразительный эффект в сечениях подпорогового деления обнаружен и в Желе для ^{240}Pu [30], и в Харуэлле для ^{234}U [31], причем расстояния между группами делительных резонансов оказались равными примерно 70 эв для ^{240}Pu и примерно 7 кэв для ^{234}U . Вейгман в Желе [32] и независимо Линн [33] связали существование этой структуры с двугорбым барьером деления, предложенным в работе Струтинского [34]. Такая форма барьера деления получается в результате модуляции простого барьера капельной модели оболочечными эффектами. Теория Струтинского дает объяснение [35] существованию спонтанно делящихся изомерных состояний, найденных С. М. Поликановым в Дубне для нечетных изотопов америция [36], которые имеют времена жизни порядка 1 мсек и расположены приблизительно на 3 Мэв выше основного состояния. В этой модели группы делительных резонансов, обнаруженные в ^{237}Np , ^{260}Pu и ^{234}U , соответствуют тем резонансам, энергия которых близка к энергии сложных состояний, построенных на изомерном «основном состоянии» во втором потенциальном минимуме барьера деления (рис. 7).

Открытие группирования сильных резонансов, обладающих каналом деления в подпороговой области, привело к тщательной проверке сечений деления для делящихся ядер ^{235}U и ^{239}Pu . В этих случаях никакого порогового поведения в полных сечениях деления не наблюдается, но для одного из возможных значений спина канала, реализуемого s -нейтронами, барьер деления расположен выше энергии отделения нейтрона для соответствующего компаунд-ядра, и могут существовать модуляции сечения деления для этого спинового канала. Этот эффект был продемонстрирован группой ученых из Желя [37], которые использовали автокорреляционный анализ, разработанный Игельстаффом [38], для обработки измерений сечения деления на ^{235}U , выполненных с хорошим разрешением, а также измерений на ^{239}Pu , сделанных в Харуэлле [39] и Сакле [40]. Интерпретация результатов корреляционного анализа не является простой проблемой, поэтому способы получения расстояний между элементами промежуточной структуры, применяемые различными экспериментаторами, пока еще оставляют некоторые

поводы для сомнений [41]. Тем не менее существование промежуточной структуры в сечениях деления хорошо установлено, что вполне отчетливо видно на рис. 8, где приведены данные по ^{239}Pu , полученные в Харуэлле, и усредненные по интервалу энергий 33 эВ для того, чтобы уменьшить влияние тонкой структуры резонансов [42].

Полная интерпретация группирования делительных резонансов развита Линном [33, 43—45], который в терминах модели Струтинского объяснил также и другие проявления структуры в околопоро-

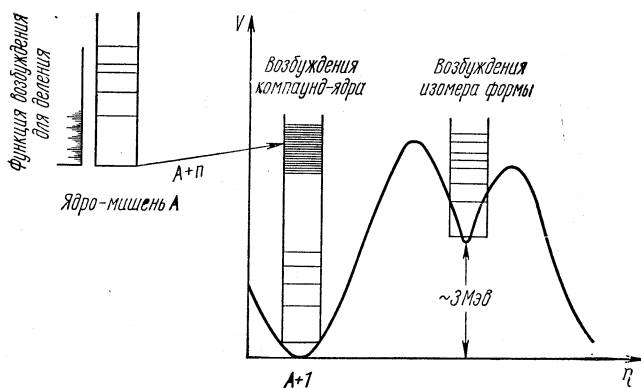


Рис. 7. Влияние двугорбого потенциального барьера на сечения околопорогового деления (η — параметр квадрупольной деформации).

говом делении, такие как сложное поведение сечения деления ^{241}Am , обнаруженное в Лос-Аламосе в экспериментах на ядерных взрывах [46] и изображенное на рис. 9.

Кроме сечений многие другие аспекты процесса деления были также изучены с помощью импульсных источников нейтронов. В Колумбийском университете, используя синхроциклотрон в качестве импульсного нейтронного источника, были изучены массовые и энергетические распределения осколков деления, а также тройное деление как функции энергии нейтронов [47—49]. Кроме того, измерения отношения двойного и тройного деления в резонансах ^{235}U были выполнены в Сакле [50] и Желе [5]. Возможно, наиболее софистичскими экспериментами в изучении процесса деления с линейным ускорителем в качестве импульсного источника были измерения угловых распределений осколков деления в ряде компаунд-резонансов для определения эффективной величины K -проекции спина составного ядра на его ось симметрии. Эта величина интересна для сравнения с теоретическими моделями структуры барьера. Такие эксперименты были проведены в Сакле с использованием аппаратуры, разработанной Дабсом в Ок-Ридже [51]. В этих измерениях анизотропия осколков деления получена для отдельных резонансов при

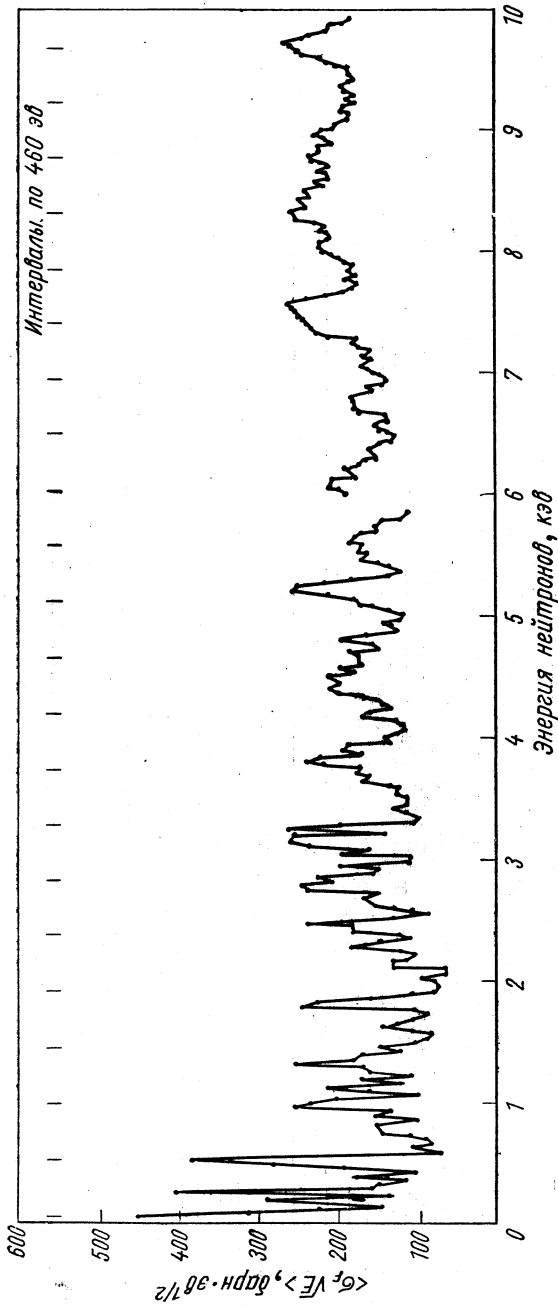


Рис. 8. Сечение деления ^{239}Pu , усредненное по интервалу энергии 33 эв.

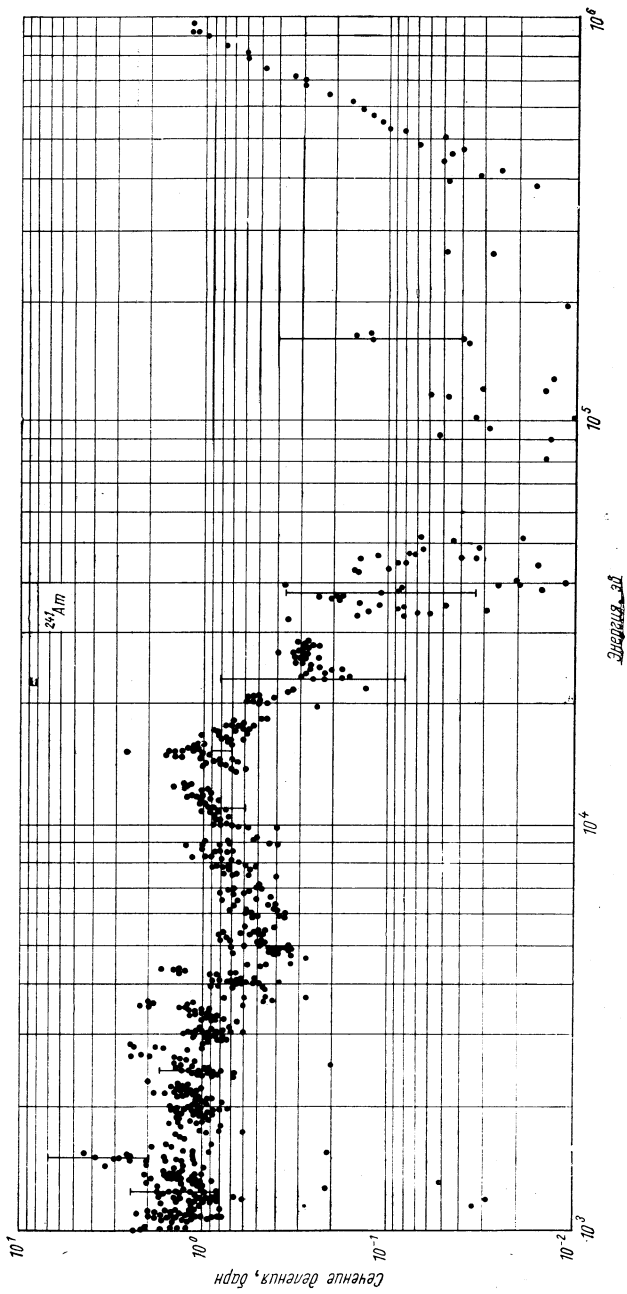


Рис. 9. Сечение деления ^{241}Am в интервале энергий от 10^3 до 10^6 эв.

облучении выстроенных ядер неполяризованными нейтронами. Выстраивание ядер достигается в результате взаимодействия электрических квадрупольных моментов ядер урана с кристаллическими полями, когда кристалл $\text{UO}_2\text{Rb}(\text{NO}_3)_3$ охлаждается до $0,6^\circ \text{K}$. Измерения на пролетной базе 5 м проводились в течение 220 ч, что позволило определить эффективные величины K примерно для 30 резонансов ниже энергии 50 эв. Предшествующая работа с кристаллическим спектрометром [52] ограничивается энергетическим интервалом в несколько электронвольт.

Подобный эксперимент, в котором для охлаждения кристалла $\text{UO}_2\text{Rb}(\text{NO}_3)_3$ до температуры меньше $0,1^\circ \text{K}$ используется криостат, работающий на растворении ^3He в ^4He , был недавно завершён в Харуэлле. Этот криостат был разработан Постма в Голландском реакторном центре в Петтене и установлен на пролетной базе 10 м. Сильное снижение температуры усиливает анизотропию в угловых распределениях и упрощает анализ результатов, а улучшение разрешения приблизительно на фактор 2 позволяет проанализировать большее число резонансов, по сравнению с работой [51]. Полное время измерений в описываемом эксперименте [52] составило 500 ч.

3. ТЕНДЕНЦИИ БУДУЩИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Заглядывая вперед в будущее нейтронной спектроскопии по времени пролета, во-первых, удивляешься тому, как много потенциальных возможностей для развития остается даже в самих импульсных нейтронных источниках. В низкоэнергетическом конце нейтронного спектра, где можно работать с относительно длинными импульсами и высокими мощностями циклов, интенсивность в конечном счете ограничивается лишь скоростью теплосъема с нейтронного конвертора или другого подобного устройства. При этом полезно заметить, что производство нейтронов с помощью электронного пучка относительно неэффективно, так как на каждый полученный нейтрон в мишени диссипируется несколько гигаэлектронвольт энергии электронов. Делящиеся нейтронные конверторы более эффективны — энергия диссипации на один нейтрон составляет несколько сот мегаэлектронвольт, но наиболее эффективными из всех источников нейтронов являются реакции расщепления, идущие на заряженных частицах высоких энергий (протонах). Для протонов с энергией 1 Гэв, например, мишень из урана будет поглощать только 20—30 Мэв на один испущенный нейтрон.

Таким образом, импульсный источник нейтронов крайне высокой интенсивности можно создать с помощью пульсирующего протонного ускорителя высокой энергии с большим током в сочетании с мишенью из жидкого тяжелого металла. Подобное устройство было предложено в проекте ING группы Чок-Ривера [53]. К сожалению,

выполнение этого проекта затруднительно ввиду его высокой стоимости. Для работ в низкоэнергетической области, особенно для тепловых энергий, очень важна конструкция замедлителя. Был проведен ряд исследований, которые выявили преимущества использования охлажденных и отравленных замедлителей с точки зрения сокращения эффективной длины импульса для тепловых нейтронов. Такие усовершенствования могут привести к значительному улучшению разрешения метода времени пролета без дальнейшего увеличения мощности импульса [54].

Для более высоких энергий нейтронов, где малая длительность импульса (порядка нескольких наносекунд) существенна, современное состояние экспериментальной техники еще не позволяет даже приблизиться к пределу, определяемому теплосъемом. Максимальный имеющийся выход нейтронов ограничивается достижимыми токами ускорителей с очень короткими вспышками. Наивысших выходов можно достигнуть накоплением энергии за длительный период и использованием ее в течение нескольких наносекунд для получения нейтронного импульса. Эту идею можно реализовать на устройствах с большим циркулирующим током, таких, как синхроциклотрон, дополненных системой быстрого отклонения тока на мишень. Кроме того, указанную идею можно осуществить, если накапливать электромагнитную энергию в волноводе, полости или индукционном устройстве и затем использовать большую часть энергии при впрыскивании короткого и мощного импульса тока электронов. Кажется вероятным, что дальнейшее развитие техники получения очень коротких интенсивных импульсов будет происходить по пути улучшения техники, электронных пушек и т. д.

Другим техническим усовершенствованием, имеющим возможность повлиять на будущее нейтронной спектроскопии, является улучшение эффективности и разрешения по времени и энергии детекторов. Непрерывное развитие экспериментальных систем, использующих по методу on-line ЭВМ со все большим объемом памяти, несомненно приведет к серьезным последствиям, поскольку станут возможны эксперименты, в которых будут одновременно регистрироваться и сортироваться события, являющиеся функциями нескольких параметров, причем с высоким разрешением.

Конечно, гораздо труднее указать направления, в которых может возникнуть прогресс в понимании физических явлений, связанный с развитием методики, однако уже сейчас некоторые тенденции очевидны. Результаты измерений многих сечений, очень важных для конструирования реакторов на быстрых нейтронах, согласовываются после существовавшей много лет ситуации, когда между данными различных авторов имелись большие расхождения. Точные измерения и исследования методики постепенно вскрывают причины расхождений между ранними работами и ведут к хорошо обоснованной системе данных. Наличие надежных данных по сечениям, в свою очередь, позволяет критически оценивать расчетные методы, применяемые в реакторной физике.

В области ядерной физики уже отмечалось драматическое открытие промежуточной структуры в сечениях околорезонансного деления, связанной с изомерией формы ядра. Эти работы будут продолжаться, пока не удастся понять и объяснить сложную форму потенциального барьера деления. Поиск входных состояний, проявляющихся в γ -спектрах радиационного захвата нейтронов, не привел пока еще к обнаружению каких-либо сильных эффектов, но указания на существование таких эффектов уже имеются, и можно с определенностью сказать, что использование новых, более мощных импульсных источников нейтронов в сочетании с улучшенными германиевыми спектрометрами и более сложными системами хранения и регистрации данных приведет к прогрессу и в этой области. Увеличение интенсивности импульсных источников с белым спектром нейтронов позволит успешно продолжить изучение различных слабых эффектов, подобных (n, α) -реакции в резонансной области, исследуемой в Дубне. Кроме того, может наступить момент, когда исследование $(n, n'\gamma)$ -реакции позволит получать детальные кривые возбуждения различных распадных каналов. Знание этих функций возбуждения для ряда резонансов в относительно легких ядрах позволит обнаружить корреляции между каналами, если они существуют, и установить новым способом пределы применимости статистической модели ядерных реакций. В дополнение к сказанному можно отметить, что должно возрасти применение техники поляризованных нейтронов и мишеней, что позволит более детально изучить образование и распад состояний компаунд-ядра.

Во всех упомянутых областях, а также во многих других использование новых более мощных импульсных источников вместе с улучшением экспериментальной методики должно привести к более глубокому пониманию ядерных реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rae E. R. Fundamentals in Nuclear Theory. IAEA, Vienna, 1967, p. 831.
2. Chrien R. E. Neutron Capture Gamma-ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p. 627.
3. Попов Ю. П. е. а. Nuclear data for reactors, CN-26/125, Vienna, 1970.
4. Diven B. C. Nuclear Structure Study with Neutrons. North-Holland, Amsterdam, 1966, p. 441.
5. Deruytter A. J., Wagemans G., Furetta C. Progress Report on Nuclear Data in the Euratom Community, 1/1 — 31/XII 1967, (EANDC (E) 89U), 1968, p. 146.
6. Deruytter A. J. Nuclear data for reactors, CN-26/106, Vienna, 1970. Le Pipec C. e. a. Neutron Time of Flight Methods, Euratom, Bruxelles, 1961, p. 105.
7. Michandon A. Neutron Cross Sections and Technology, NBS, Special Publication 299, 1968, p. 427.
8. Stolyov A. Phys. Rev., 1960, 118, 211.
9. Marshak H. e. a. Phys. Rev., 1962, 123, 1287.
10. Shapiro F. L. Nuclear Structure study with neutrons, Amsterdam North-Holland, 1966, p. 223.

11. Алфименков В. П. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-3208, 1967.
12. De Saussure G. e. a. Nuclear data for reactors, V. II, IAEA, Vienna, 1967, p. 233.
13. Hopkins J. C., Diven B. C. Nucl. Sci. Engng. 1962, **12**, 169.
14. Рябов Ю. В., Со Дон Сик, Чиков Н., Янева Н. «Атомная энергия», 1968, **24**, 351.
15. Gwin R. e. a. ORNL Report ORNL-TM-2569, 1969.
16. Schomberg M. G. e. a. Fast reactors physics. Vienna, IAEA, 1968.
17. Susoruchkin S. I. Nuclear data for reactors. Vienna, 1970.
18. Rae E. R. e. a. Phys. Rev., 1967, **155**, 1301.
19. Samour C. e. a. Nuclear data for reactors. V. I. Vienna, IAEA, 1967.
20. Stein W. H., Thomas B. W., Rae E. R. Bull. Amer. Phys. Soc. 1969, **14**, 513; Phys. Rev., 1970, **4**, 1468.
21. Beer M., e. a. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 340.
22. Сосева С. е. а. Phys. Lett., 1965, **16**, 159.
23. Carraro G. e. a. Progress Report on Nuclear Data Research in the Euratom Community, 1/1 — 31/XII 1967 (EANDC (E) 89U), 1968, p. 146.
24. Sauter G. D., Bowman C. D. Phys. Rev. Lett., 1965, **15**, 761. Sauter G. D., Bowman C. D. Nucl. Instr. Methods, 1967, **55**, 141.
25. Asami A., Мохон М. С. UKAEA Report AERE-R. 5980, 1969; J. Nucl. Energy, 1969, **24**, 85.
26. Diment K. M. UKAEA Report AERE-K5224, 1967.
27. Sowerby M. G. e. a. UKAEA Report AERE-K6316, 1970.
28. Asami A., Мохон М. С., Stein W. E. Phys. Lett., 1969, **28**, 656.
29. Michaudon A. Nuclear structure, Vienna, IAEA, 1968, p. 483.
30. Migneco E., Theobald J. P. Nucl. Phys., 1968, **112**, 603.
31. James G. D., Rae E. R. Nucl. Phys., 1968, **118**, 313.
32. Weigmann H. Z. Phys., 1968, **214**, 7.
33. Lynn J. E. The Theory of Neutron Resonance Reactions, Oxford Univ. Press. (Clarendon), London—New York, 1969, p. 459.
34. Strutinsky V. M. Nucl. Phys., 1967, **95**, 420.
35. Bjrnholm S. e. a. Nucl. Phys., 1967, **95**, 420.
36. Flerov G. N., Policanov S. M. Compt. rend. Cong. Intern. Phys. Nucl., 1964, **1**, 407.
37. Cao M. G. e. a. Phys. Lett., 1968, **27**, 409.
38. Egelstaff P. A. Nucl. Energy, 1958, **7**, 35.
39. Patric B. H., James G. D. Phys. Lett., 1968, **28**, 259.
40. Blons J. e. a. Compt. rend. Acad. sci. Paris, 1968, **267**, 901.
41. Perez R. B. e. a. Physics and chemistry of fission. V. II, Vienna, IAEA, 1968, p. 283.
42. James G. D., Patrick B. H. Physics and chemistry of fission. V. II, Vienna, IAEA, 1969, p. 391.
43. Lynn J. E. UKAEA Report AERE-R5891 (1968).
44. Lynn J. E. Nuclear structure. V. II. Vienna, IAEA, 1968, p. 463.
45. Seeger P. A. Physics and chemistry of fission, Vienna, IAEA, 1968, p. 249.
46. Seeger P. A. e. a. Nucl. Phys. 1967, **96**, 605.
47. Melkonian E., Mehta G. K. Physics and chemistry of fission. V. II, Vienna, IAEA, 1965, p. 355.
48. Mehta G. K., Melkonian E. Proc. Symp. Nucl. Solid. State Phys., p. 33 USAEC Conf-660221, Bombay, 1966.
49. Mehta G. K. e. a. Proc. Symp. Nucl. Solid. State Phys. Kanpur, 1967.
50. Michaudon A. e. a. Nucl. Phys., 1965, **69**, 573.
51. Dabbs J. W. e. a. Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II, 1968, **13**, 1407.
52. Pattenden N. J., Postma H. Physics and chemistry of fission. V. II, Vienna, IAEA, 1969, p. 330.
53. Bartholomew G. A., Tunnicliffe P. R. Intensive neutron generator, AECL-2600, 1966.
54. Graham K. F., Carpenter I. M. Nucl. Instrum. Methods, 1970, **85**, 163.