

71 KIEV

Мелуш

Нейтронная физика

Neutron Physics Conference
Kiev, USSR, 24-28 May 1971
Kiev-1972
Volume 2

часть II



NDS LIBRARY COPY

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

часть II

(МАТЕРИАЛЫ ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ

КИЕВ, 24—28 МАЯ 1971 г.)

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКОВА ДУМКА»

КИЕВ—1972

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я :

Доктор физико-математических наук Л.Н.УСАЧЕВ (ответственный редактор), кандидаты физико-математических наук С.И.СУХОРУЧКИН, (зам.ответственного редактора), В.П.ВЕРТЕБНЫЙ (зам.ответственного редактора), Ж.И.ПИСАНКО, доктор физико-математических наук М.Н.НИКОЛАЕВ.

Редакция информационных изданий

Зав.редакцией В.И.Гилелах

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
В ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ

В.М.Струтинский

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Кратко описываются основные результаты теории деления ядер, основанной на методе оболочечной поправки. Результаты сравниваются с некоторыми экспериментальными данными.

New results in theory of nuclear fission based on the shell correction approach are briefly described. A comparison with empirical data is given.

В последнее время было достигнуто более глубокое понимание механизма деления ядер в связи с развитием представлений об оболочечной структуре ядер, особенно ядер деформированных, и развитием подходящего теоретического аппарата. Согласно новым представлениям нуклонные оболочки проявляются не только в сферических ядрах и, следовательно, не только в некоторых аномалиях распределений осколков в тех случаях, когда условия благоприятствуют образованию почти сферических околomagических ядер, но и в ядре, возникая еще за-

долго до разрыва, оболочки существенно влияют на весь процесс деления. Эти явления проявляются сильнее всего как раз в самой интересной с практической точки зрения области ядер от тория до калифорния.

Новые теоретические результаты были получены благодаря иному подходу к проблеме энергетических оболочек в ядрах. При этом исходным является предположение о том, что энергетические оболочечные явления непосредственно связаны с определенными флуктуациями пространственного распределения нуклонов. В этом случае применяется метод теории возмущений, в котором роль малого параметра играет отклонения плотности от однородного капельного распределения.

В результате интенсивных экспериментальных и теоретических исследований было обнаружено существование стационарного промежуточного состояния в делящихся ядрах указанной области ядер. Оказалось, что это явление - источник многих значительных аномалий свойств деления, таких как существование спонтанно делящихся изомеров, модуляция делительных ширин в подборьерном делении, вызванном резонансными нейтронами, широкие резонансы "делительной" степени свободы, существенные отклонения от традиционной картины Боровских каналов деления в угловой анизотропии осколков. Эти особенности отчетливо проявляются в разнообразных ядерных процессах, например реакциях (α, p) , а также в делении, вызванном нейтронами, или фотоделении. Из экспериментов уже сейчас получено много важных качественных и количественных сведений, и в результате возникает картина, не только качественно, но и количественно согласующаяся с теоретическими предсказаниями. Кроме того, в теории достигнут прогресс в объяснении величин порогов деления самых тяжелых ядер и также, по-видимому, получено объяснение асимметрии деления ядер. Тем не менее, теория все еще слишком далека от того, чтобы количественно предсказывать, например, сечения деления ядер. Эксперименты и кропотливые измерения все еще необходимы, и новые неожиданные результаты исследований процесса деления только лишь раз показывают, что нельзя слишком полагаться на теоретиков. Это особенно относится к теории деления. Деление предъявляет высокие требования к качеству и полноте наших представлений о свойствах ядерной материи. Как пример достаточно сказать, что при делении происходит настолько существенная перестройка всего ядра, что даже са-

мая простая проблема теории деления — проблема порогов деления — по существу требует такого состояния микроскопической теории энергии связи ядер, когда можно было бы рассчитывать индивидуальные массы ядер с точностью в несколько сотен килоэлектрон-вольт в интервале атомных весов порядка сотни единиц. Еще сложнее предсказывать динамические характеристики деления, такие как времена спонтанного деления, флуктуации распределений осколков. О динамике движений большого масштаба в ядрах известно сейчас очень мало, и, кроме того, проделанные расчеты показывают, что такие существенные величины, как обобщенные параметры инерции (эффективные массовые коэффициенты), так же сильно подвержены влиянию оболочечной структуры в делящемся ядре, как и сама энергия деформации. Тем не менее, есть достаточные основания для умеренного оптимизма теоретиков, которые сейчас пытаются разобраться в этом сложном деле. Ниже приводятся некоторые результаты, характеризующие современное состояние вопроса и направления будущего развития.

Капельная модель

Модель хорошо известна. Традиционно она является основой для описания энергии деформации ядра в делении. Эта модель полностью игнорирует оболочечную структуру ядер и потому характеризуется лишь весьма умеренной точностью около пяти мегаэлектрон-вольт. Такая точность недостаточна, поскольку в тяжелых ядрах сами пороги деления такой же величины. Однако имеются две крайне важные качественные особенности капельной энергии деформации: 1) существование в энергетической поверхности тяжелых ядер некоторой определенной "долины", которая характеризуется относительно слабой вариацией энергии; 2) существование определенной точки разрыва ядра, когда сильно деформированное ядро становится абсолютно неустойчивым к разрыву на две части. Понять эти особенности можно, если учесть, что капельная модель предполагает существование двух "микроскопических" в ядерном масштабе сил классического происхождения: силы поверхностного натяжения и кулоновской силы. В тяжелых ядрах эти силы очень велики. Так, при деформации примерно соответствующей порогу деления, изменение каждой из этих двух компонент капельной энергии составляет величину порядка сотни мегаэлект-

рон-вольт. Однако в тяжелых ядрах имеется некоторая совокупность таких форм ядра, для которых эти силы почти уравновешивают друг друга. Малая величина порогов деления в тяжелых ядрах как раз и является результатом такого явления.

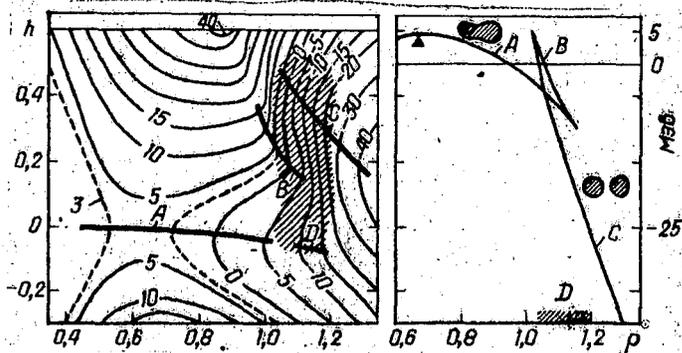


Рис. 1. Рельеф капельной энергии деформации для $\chi = 0,8$, ρ - расстояние между центрами масс двух "половинок" ядра: А - долина энергии КМ; В - хребет, разделяющий долину КМ от минимума для разделенных осколков С; Д - область выхода из долины (разрыв ядра).

Существование капельной долины важно потому, что она грубо определяет "траектории" движения ядра от начального состояния к точке разрыва: достаточно ядру уйти из долины, как возникают большие силы, стремящиеся либо вернуть ядро обратно в область долины, либо разорвать его на части. Таким образом, рельеф поверхности энергии деформации ядра выглядит как долина реки с крутыми берегами.

Другая особенность заключается в том, что при некоторой большой деформации капельная долина резко меняет наклон, круто обрываясь вниз наподобие водопада. Форма ядра в этом случае весьма определенная, поскольку delicate баланс двух больших сил становится невозможным при некоторой большой деформации, когда энергия двух разделенных осколков при том же расстоянии между их центрами оказывается гораздо ниже по энергии.

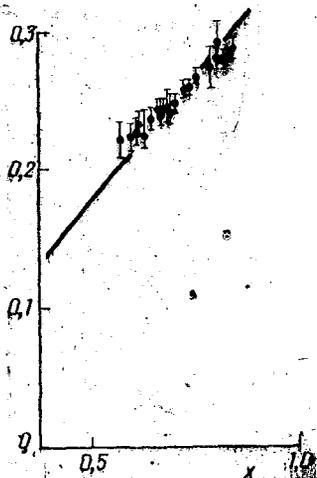
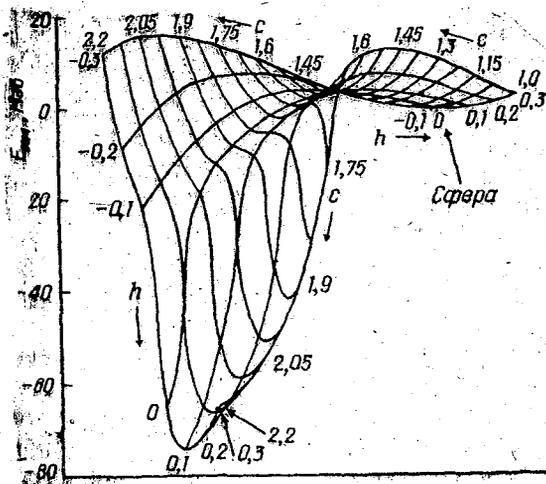


Рис.2. Перспективный вид поверхности капельной энергии деформации для ядра $\rho_0 = 4.0$.

Рис.3. Кинетическая энергия осколков, рассчитанная как кулоновское отталкивание в точке разрыва (в единицах поверхностной энергии сферы).

В качестве примера на рис.1 изображена контурная карта капельной энергии деформации как функции двух параметров деформации, один из которых (ρ) — расстояние между центрами тяжести двух половинок ядра, а другой h — определенным образом связан с толщиной "шейки" (более тонкая шейка соответствует точкам, расположенным выше горизонтальной осн, примерно соответствующей дну капельной долины). Хорошо видны указанные особенности. На рис.1 справа показано, как изменяется энергия ядра вдоль "дна" капельной долины. Видно характерное изменение наклона в точке выхода из долины и переход к фигурам, представляющим разорвавшееся ядро. На рис.2 показан перспективный вид поверхности.

Важность этих особенностей капельной модели очевидна. Благодаря им в теории можно ограничиться исследованием только области капельной долины, где на фоне взаимно скомпенсированных классических сил особенно сильно проявляются различные структурные эффекты.

в первую очередь, оболочечной структуры (амплитуда последних в деформированном ядре — порядка 5 — 7 Мэв).

Естественно интерпретировать точку выхода из долины как место разрыва ядра. Такое предположение вполне согласуется с опытом. На рис.3 показана энергия кулоновского отталкивания осколков, рассчитанная для точки разрыва и предположительно равная кинетической энергии осколков деления. Согласие с опытными данными хорошее, не хуже, чем, например, в имеющихся динамических расчетах (Никс, 1969).

Непосредственно перед разрывом ядро имеет довольно толстую шейку, равную примерно $1/3 R_0$, и деформация ядра здесь в общем не так уж велика. Это позволяет "приблизиться" к точке разрыва при помощи обычного рассмотрения. При отсутствии каких-либо сил, препятствующих разрыву шейки, разрыв должен происходить в области выхода из капельной долины за относительно короткое время порядка ядерного. Поэтому можно предположить, что распределение осколков остается близким к распределению при подходе к точке разрыва.

Оболочки в деформированных ядрах

Распределение оболочек в деформированных ядрах хорошо видно на рис.4, где показан рельеф осциллирующей оболочечной части энергии деформации, рассматриваемой как функция числа нуклонов (ней-

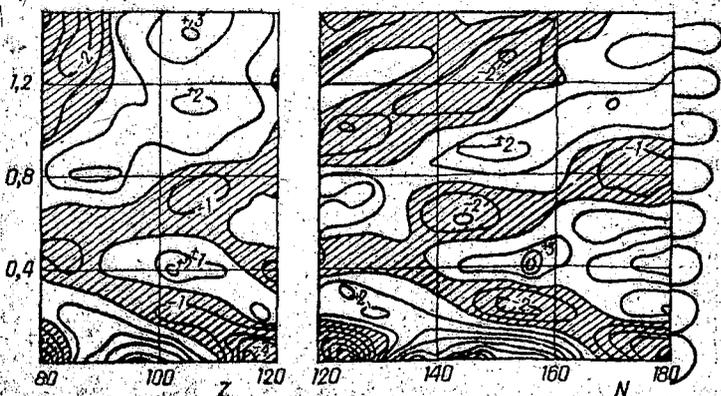


Рис.4. Осциллирующая часть энергии деформации ядра в зависимости от числа нейтронов и деформации. Контурные линии проведены через 1 Мэв.

тронов) и деформации ядра. Расчет выполнен методом оболочечной поправки с Вуде - Саксоновским потенциалом для последовательности форм ядра, примерно соответствующей капельной долине. Заштрихованы области магичности, которым соответствует наибольшие отрицательные значения оболочечной поправки δu . Здесь же находятся наибольшие разреживания одночастичных уровней около энергии Ферми. Отчетливо проявляются магические области сферических ядер ($N = 82, 126, 184$), магические области при $N = 100, 152$, с которыми связаны равновесные деформации ядер редких земель и актиноидов, а также отчетливые области магичности в сильно деформированных ядрах при $Z = 86$ и $N = 146$. По причинам, отмеченным выше, наличие "оболочек" в сильно деформированном ядре оказывается особенно существенным в очень тяжелых ядрах. Поэтому особенный интерес представляет магическое число $N = 146$, являющееся числом нейтронов в таком "заурядном" ядре, как Pu^{240} , и, следовательно, речь идет как раз о тех ядрах, которые представляют наибольший интерес с точки зрения деления и его приложений.

Промежуточное состояние в делении

На рис. 5 показано, как выглядит энергия деформации ядра Pu^{240} после того, как учтены протонные и нейтронные оболочечные поправки (на нем эти поправки изображены отдельно слева, а справа сверху - часть рельефа капельной энергии деформации). На рис. 5 показана только представляющая интерес область капельной долины и район, непосредственно примыкающий к выходу из нее. Отчетливо видны две глубокие потенциальные ямы, одна из которых (при меньшей деформации) соответствует основному состоянию деформированного ядра, а другая - второму (квазистационарному) состоянию с большой деформацией. Подобная картина получается также и в других близких ядрах, хотя там вторая потенциальная яма выражена слабее или соответствует большей энергии. В общем параметри второй ямы подобны параметрам первой ямы, и при заданном полном возбуждении ядра можно

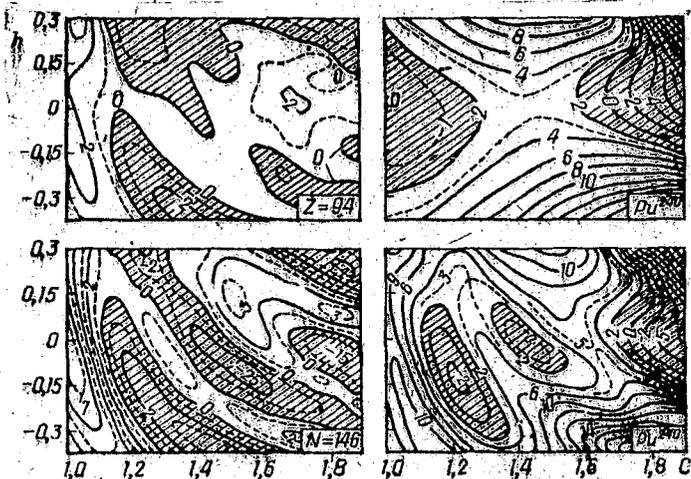


Рис. 5. Основные компоненты энергии деформации ядра Pu^{240} : слева - протонные и нейтронные оболочечные поправки, справа - капиллярная энергия (вверху) и полная энергия деформации.

говорить о квазистационарных состояниях ядра во второй яме, подобных обычному спектру возбужденных состояний ядра, с той лишь разницей, что эффективная энергия возбуждения здесь на 2 - 3 Мэв меньше, а деформация (квадрупольный момент) значительно больше (отношение полуосей $\approx 1,8 - 2,0$).

Промежуточное стационарное состояние в делящемся ядре приводит ко многим следствиям, которые широко обсуждались в литературе и отчасти перечислены выше. Одно из них имеет непосредственное отношение к теме данной конференции: речь идет о резкой модуляции делительных ширин нейтронных резонансов в подбарьерной области вследствие резонансов с состояниями во второй яме (Э. Линн, 1967). Самый яркий известный пример такой структуры показан на рис. 6. Расстояние между группами "делительных" резонансов равняется расстоянию между уровнями во второй яме; ширина группы зависит от того, насколько энергия ниже барьера.

Были обнаружены также широкие "вибрационные" резонансы, и

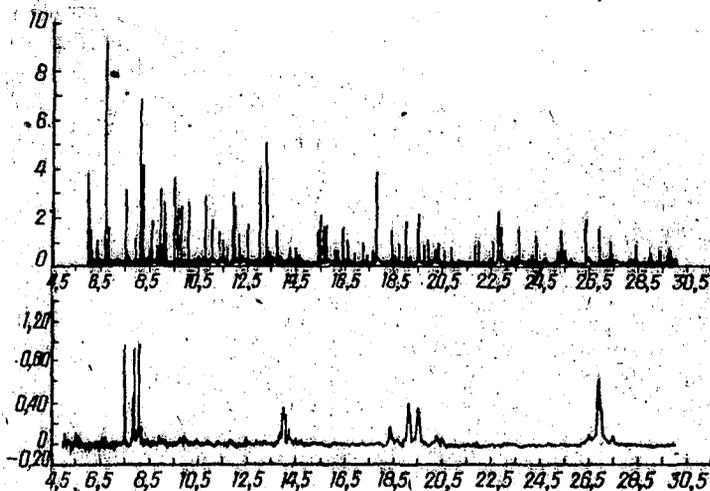


рис.6. Модуляция нейтронных делительных резонансов Pu^{240} уровнями второй ямы: (вверху - полное сечение, внизу - сечение деления нейтронами Pu^{240}).

несомненный интерес представляет сообщение Шпехта и других (1969) о том, что в случае реакции α, p на ядре Pu^{239} широкий "вибрационный" резонанс удалось расщепить на Линдовские группы при помощи экспериментальной установки с особенно высоким разрешением энергией протонов.

Проведенный недавно систематический анализ различных данных (Бьерихолм, Струтинский, 1969; Линн и Бьерихолм, 1971), связанных с существованием промежуточного состояния в делении, показал, что эти данные хорошо согласуются друг с другом и теоретическими расчетами. Это в первую очередь относится к границам области ядер, где появляется вторая яма, а также к величине относительной высоты второй ямы над первой и величинам порогов деления.

Пороги и асимметрия деления

При наличии второй ямы положение с порогами деления гораздо сложнее, чем в простой капельной модели, хотя бы потому, что теперь имеется по крайней мере два порога. В таких обычных ядрах, как уран или плутоний, пороги деления лишь отчасти связаны с "капельными" силами. Своим существованием эти ядра обязаны добавочной оболочечной стабильности, сильнее всего выраженной для $N = 152$ и 146 . Поэтому пороги деления в очень тяжелых ядрах остаются почти постоянными по величине (порядка $5 - 7$ Мэв). Эффект оболочечной стабильности резко исчезает, когда ядро не приходится в "магическую" область ($Z \geq 104 - 106$), и должен появиться опять, когда вступает в действие следующая сферическая магичность при $Z = 114 - 120$ и $N = 184$.

Данные, приведенные на рис.5, как будто показывают, что оболочечные эффекты дают слишком большие пороги, причем более высоким систематически оказывается второй порог. Это расхождение удалось устранить, когда было учтено, что в процессе деления ядро может принимать форму, не симметричную в плоскости, перпендикулярной оси деления. Асимметрия формы оказалась существенной при деформации, соответствующей второму порогу и большей чем таковая. Эффект асимметрии показан на рис.7, где изображен рельеф энергии деформации ядра около второго порога для ядра Pu^{240} . В каждой точке произведена минимизация энергии деформации по параметру асимметричной деформации. Видно, что теперь второй порог получается на $1,5$ Мэв ниже первого, порог деления ядра Pu^{240} по величине совпадает с первым порогом и получается равным $5-6$ Мэв. Улучшается согласие с опытом также и для других ядер (см., например, таблицу).

Можно проследить, как меняется асимметрия формы ядра от второго минимума (дна второй ямы) к точке выхода из капельной долины, т.е. точке разрыва ядра. Это показано для ряда ядер на рис.8, причем вместо параметра асимметрии здесь взято отношение объемов ("масс") правой и левой частей ядра. По причинам, о которых шла речь выше, можно считать, что асимметрия не изменится после точки выхода из капельной долины, и, таким образом, значение

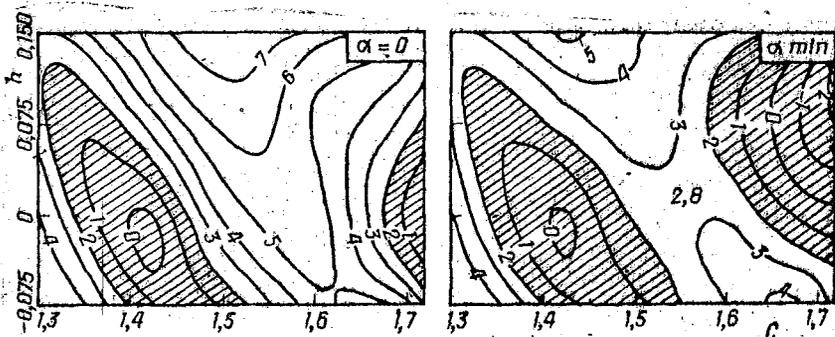


Рис.7. Часть рельефа энергии деформации ядра Pu^{240} с учетом асимметрии формы ядра (α - параметр асимметричной деформации).

отношения масс при подходе к этой точке можно сравнить непосредственно с наиболее вероятным отношением масс осколков. Экспериментальные значения, отмечены на рис.8 крестиками. Видно довольно хорошее согласие, причем воспроизводится тенденция к уменьшению асимметрии в самых тяжелых ядрах. На рис.8 приводятся результаты расчетов, выполненных группой в Колонгагене (1970). Согласующиеся результаты были получены в более ограниченных расчетах с другими вариантами одночастичной модели (Нильсон, 1970; Пашкевич, 1969-1971). Таким образом, можно считать, что результат достаточно независим от модели.

Асимметрия деления связывается с оболочками, возникающими в сильно деформированном ядре. Естественно, что "магические числа" нуклонов в двух формирующихся осколках отличаются от традиционных магических чисел для сферической формы.

Времена спонтанного деления

Расчет времен спонтанного деления ядер предъявляет еще более высокие требования как к количественным методам теории, так и к качеству наших сведений о свойствах ядерной материи. Здесь возникают новые специфические вопросы. Действительно, знание энергии деформации ядра позволяет определить только лишь обобщенные силы, действующие на форму ядра. Такие силы определяются как част-

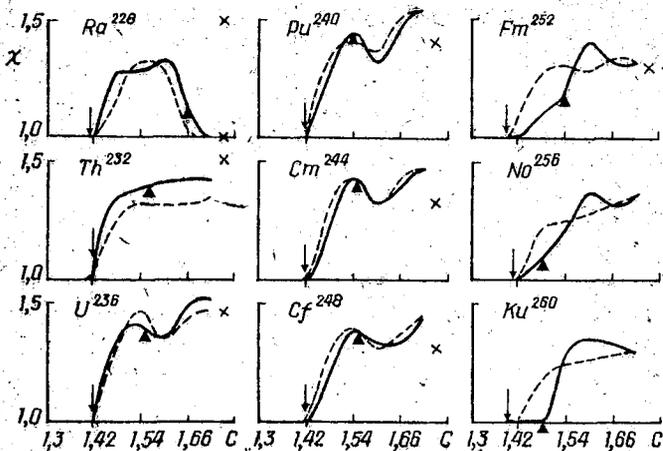


Рис. 8. Рассчитанная асимметрия деления ядер от второй потенциальной ямы до точки выхода (точки разрыва). Крестики соответствуют экспериментальному значению.

ные производные энергии деформации по параметрам, определяющим форму ядра, т.е. обобщенным координатам формы. Однако для того, чтобы определить поведение ядра во времени, нужно знать еще реакцию ядра на эти силы, т.е. параметры обобщенной инерции формы ядра, а при наличии значительной диссипации — также параметры диссипации энергии коллективного движения деформации (коэффициенты обобщенного трения). Необходимо также знать уравнения движения, связывающие все эти величины друг с другом. Задача выглядит почти неразрешимой.

Дело, однако, несколько упрощается тем, что траектория ядра в пространстве коллективных переменных формы ядра в значительной степени предопределяется положением капельной долины, а разрыв ядра происходит при не слишком больших деформациях и во многих случаях вблизи от стационарной точки энергии деформации — второго барьера, причем в задаче о временах спонтанного деления можно ограничиться лишь одной классической траекторией, дающей наиболь-

Ядро	1		2		3		4	
	Т	Э	Т	Э	Т	Э	Т	Э
Ra	228	-0,4						
Th	232	-1,1	0,44	2,2	2,4		8,2	
U	236	-1,7	-0,15	2,3	3,9	5,9	6,8	6,1
Pu	240	-2,3	-0,71	2,2	2,5	4,4	6,1	6,0
Cm	244	-2,7	-1,26	2,5	2,0	5,2	5,1	5,4
Cf	248	-3,5		2,0		6,0	4,1	
Fm	252	-3,8		2,1		7,4	3,2	
No	256	-4,2		1,6		7,8	2,0	
Ku	260	-5,2		0,8		7,6	0,9	
				0,4		7,0	0,8	

П р и м е ч а н и е. Т - рассчитанные значения энергии для экстремальных точек энергии деформации. Оболочечные поправки получены с потенциалом Вудса - Саксона, учтена асимметрия формы ядра. Для всех параметров брались их обычные значения: 1 - энергия первого минимума (основное состояние) относительно капельно-модельной энергии сферического ядра; 2 - превышение дна второй ямы над первой (энергия изомера формы); 3 - энергия первой седловой точки относительно основного состояния; 4 - энергия второй седловой точки относительно основного состояния. Э - данные из анализа Линна и Бьерхольма (1971) экспериментов, связанных с существованием второй ямы.

шую проникаемость барьера. Этим в значительной степени снимается вопрос о траектории. Конечно, остаются вопросы о неизвестной динамике процесса деления и роли трения. Но оказывается возможным дать правдоподобные оценки хотя бы в простейшем адиабатическом приближении, не углубляясь особенно в дебри динамики ядерной материи. Задача все равно остается очень сложной: где-то на пределе современных возможностей. Происходит это во многом вследствие того, что приходится учитывать по крайней мере две или три обобщенных степени свободы формы ядра (удлинение, разделение и асимметрия), а при отсутствии уравнений движения количество информации, которую приходится перерабатывать ЭВМ и теоретику, возрастает экспоненциально с увеличением числа степеней свободы. Соответственно возрастает роль "жизненного опыта" и опасность его предопределяющей роли.

На рис.9-II показаны некоторые результаты расчетов, проведенных в адиабатическом приближении. Кроме этого предположения, позволяющего воспользоваться так называемой кренкинг-моделью для оценки

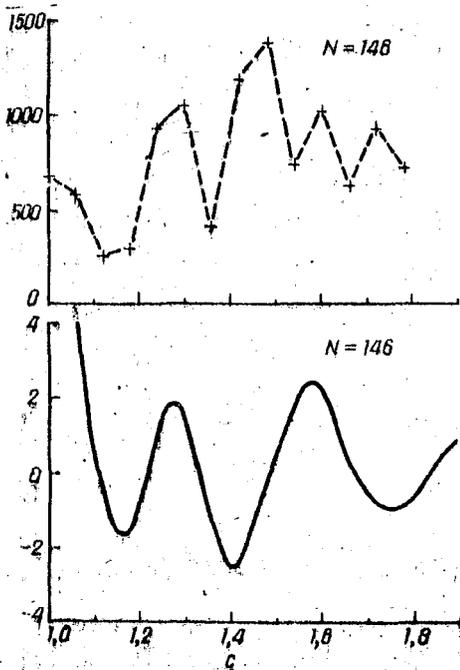


Рис.9. Осцилляция массового коэффициента вследствие оболочечной структуры в деформированном ядре (вверху - массовый коэффициент для переменной деформации C , в единицах $\hbar^2 / \text{Мэв}$, внизу - оболочечная поправка к энергии деформации, Мэв).

сгущение одночастичных состояний около энергии Ферми, приводящее при других равных условиях к увеличению эффективной инерции ядра.

Подобные значительные осцилляции получаются также и в остальных пяти для трех степеней свободы компонентах тензора эффек-

параметров обобщенной инерции, предполагалось также отсутствие диссипации коллективного движения формы ядра для спонтанного деления из основного состояния.

Рис.9 иллюстрирует роль оболочечной структуры для параметров обобщенной инерции. Параметры инерции для обобщенных координат формы, не являясь физически инвариантной величиной, существенно зависят от выбора таких координат и являются их функцией. Однако видно, что в дополнение к этому тривиальному эффекту, приводящему к плавной зависимости от координат, имеется сильный эффект внутренней структуры, также связанный с оболочками. При не слишком больших деформациях "массовый" коэффициент оказывается примерно вдвое больше под оболочечным барьером, чем в потенциальных ямах. Причина этого явления -

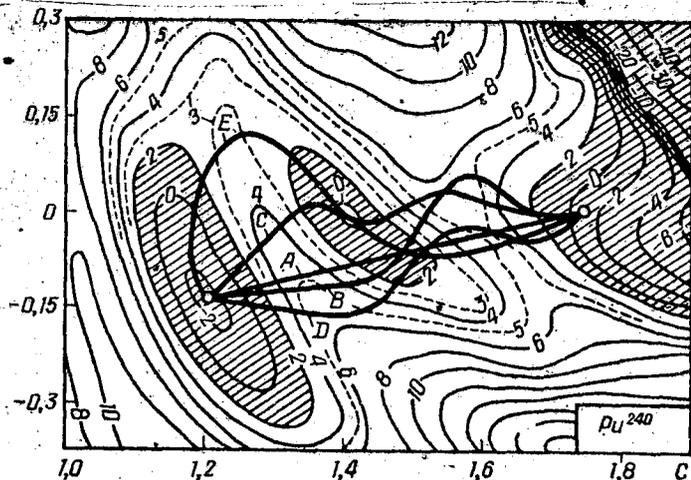


Рис.10. Пример пробных траекторий деления для оценки времени спонтанного деления.

тивных массовых коэффициентов, каждая из компонент которого существенно зависит от всех параметров деформации. Таким образом, в дополнение к картам энергии деформации ядра, каждая из которых представляет сильно пересеченную местность, приходится рассматривать еще шесть подобных рельефов для каждого значения параметра асимметрии.

Единственный возможный выход - оценить величину интеграла действия вдоль некоторых траекторий, проходящих через самые характерные точки этих рельефов, и выбрать ту из них, вдоль которой интеграл действия минимален. Такие расчеты были выполнены недавно (Паули, 1970). На рис.10 показано несколько пробных траекторий для случая Pu^{240} . Полученные времена жизни для спонтанного деления нескольких характерных ядер приведены на рис.11. На нем видно качественное согласие с опытными данными. Заметно резкое уменьшение времени спонтанного деления с увеличением Z^2/A десятидесяти ядер даже в той области, где рассчитанные и экспериментальные пороги деления остаются примерно постоянными. Это происходит вслед-

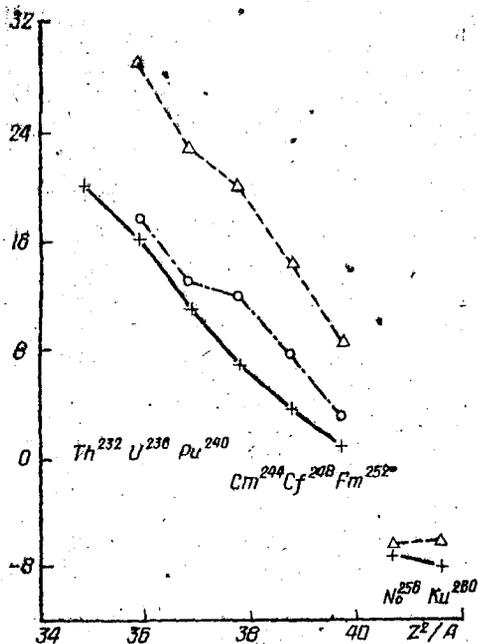


Рис. 11. Рассчитанные и экспериментальные времена спонтанного деления:

По оси ординат $-\log T_{sp}$ в годах; пунктир - расчет с постоянным параметром спаривания $\bar{\Delta}$; штрих-пунктир - со спариванием на поверхности ядра; сплошная линия - эксперимент.

особенно важную роль для более глубокого понимания фундаментальных свойств ядерной материи и развития теории ядра. Несомненно также, что особое место будет принадлежать ядерным процессам, вызванным нейтронами малых и средних энергий.

ствии как сокращения "толщины" барьера, так и поведения массовых параметров. Обращает на себя внимание также отчетливый скачок в районе 102-го и 104-го элементов. В данных оценочных расчетах времени спонтанного деления не учитывались асимметричные деформации ядра, приводящие к значительному понижению потенциального барьера при больших деформациях. Поэтому есть основания ожидать, что лучшее согласие в более легких ядрах, где эта область дает значительный вклад, будет достигнуто, когда такие деформации будут учтены. Лучшее согласие с опытом для самых тяжелых ядер легко объясняется тем, что в этом случае для проницаемости барьера деления существенны меньшие деформации.

Относительный прогресс в изучении процесса деления показывает, что эта область ядерной физики может играть

ЗАДЕРЖАННЫЕ НЕЙТРОНЫ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ

²⁵²Cf

В.Н.Нефедов, А.К.Мельников, Б.И.Старостов

(Научно-исследовательский институт атомных реакторов ИК АЭ СМ, СССР).

Методами времени пролета и запаздывающих совпадений определены энергии, выход и время испускания отдельных групп задержанных нейтронов. Идентифицированы группы задержанных нейтронов с энергией: 0,5, 0,7, 1,16, 1,6, 2,6, 1,95, 2,13, 3,3 Мэв. Наблюдается пять значений времени испускания задержанных нейтронов: $2 \pm 0,5$; 7 ± 1 ; 30 ± 2 ; 80 ± 5 ; 120 ± 20 нсек.

Количество задержанных нейтронов спонтанного деления ²⁵²Cf составляет $(3,5 \pm 0,5)\%$ от полного числа нейтронов, испускаемых в акте деления калифорния - 252.

The energies, yields and emission times of some delayed neutrons groups have been measured by time-of-flight and delayed coincidence methods. Groups of 0,5; 0,7; 1,16; 1,6; 2,6; 1,95; 2,13; 3,3 MeV neutrons have been identified.

Five values of $(2 \pm 0,5)$, (7 ± 1) , (30 ± 2) , (80 ± 5) , (120 ± 20) nsec were observed for the delayed neutron emission times.

The delayed neutrons make up $(3,5 \pm 0,5)\%$ of the total number of neutrons emitted in ²⁵²Cf spontaneous fission.

В работе [1] было обнаружено существование нейтронов деления, испускаемых за время порядка $10^{-9} - 10^{-8}$ сек после момента деления ядра. Энергетический спектр этих нейтронов, называемых в дальнейшем задержанными, представляет собой отдельные максимумы с энергией 0,085, 0,2, 0,45, 0,75, 1,2, 1,6 и 2,6 Мэв [1, 2], расположенные на сплошном спектре мгновенных нейтронов деления.

Для получения дополнительных данных о задержанных нейтронах в настоящей работе методом времени пролета выполнены измерения общего спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf на больших пролетных базах и проведены прямые измерения количества и времени испускания задержанных нейтронов методом запаздывающих совпадений.

Общий спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf

Существование задержанных нейтронов налагает особые требования на условия проведения экспериментов по измерению спектров нейтронов деления.

Для получения правильных данных о задержанных нейтронах необходимо обеспечить быстрое торможение осколков деления (за время, меньшее чем 10^{-9} сек), поскольку время испускания задержанных нейтронов равно $10^{-9} - 10^{-8}$ сек. В опытах, в которых не обеспечено быстрое торможение осколков, отдельные максимумы задержанных нейтронов не будут наблюдаться, поскольку будут размазываться по энергии в результате усреднения по всем направлениям вылета нейтронов из летящих осколков.

При измерении спектра нейтронов деления методом времени пролета максимумы от задержанных нейтронов будут меньше вследствие размытия отдельных линий из-за большого времени испускания задержанных нейтронов. На малых пролетных базах отдельные группы задержанных нейтронов будут перекрываться, что приведет к искажению спектра и снижению его средней энергии. Поэтому измерять спектры нейтронов деления методом времени пролета необходимо на больших пролетных расстояниях.

Учитывая все сказанное, нами были выполнены измерения спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf методом времени пролета на

пролетной базе 3,5 м. Время пролета измерялось с помощью временного амплитудного преобразователя с регистрацией амплитудного спектра анализатором $AC=256$.

В опытах использовалась мишень из ^{252}Cf , нанесенного на подложку из Al толщиной 0,5 и диаметром 20 мм, дающая $7 \cdot 10^4$ делений в 1 сек. Моменты деления регистрировались по световым вспышкам, возникающим в воздухе под воздействием осколков деления. Мишень из ^{252}Cf устанавливалась на расстоянии 2 мм от фотокатода ФЭУ-36. На рис.1 приведен амплитудный спектр импульсов осколков, регистрируемых детектором.

Для регистрации нейтронов деления использовался фотоумножитель ФЭУ-63 с пластмассовым сцинтиллятором с размерами 100 x 100 мм. В процессе измерений периодически контролировался порог регистрации нейтронов с помощью источника ^{241}Am с энергией γ -квантов 59,6 эв.

Для выявления аппаратурных эффектов измерения выполнялись на двух пролетных расстояниях 3,5 и 2,7 м. Измерения показали, что наблюдаемые максимумы смещаются пропорционально пролетному расстоянию и, следовательно, не могут объясняться аппаратурными эффектами.

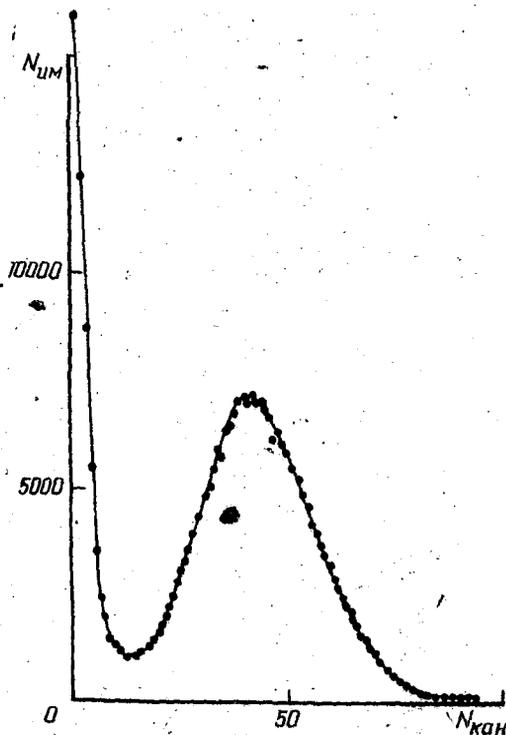


Рис.1. Амплитудный спектр осколков деления ^{252}Cf .

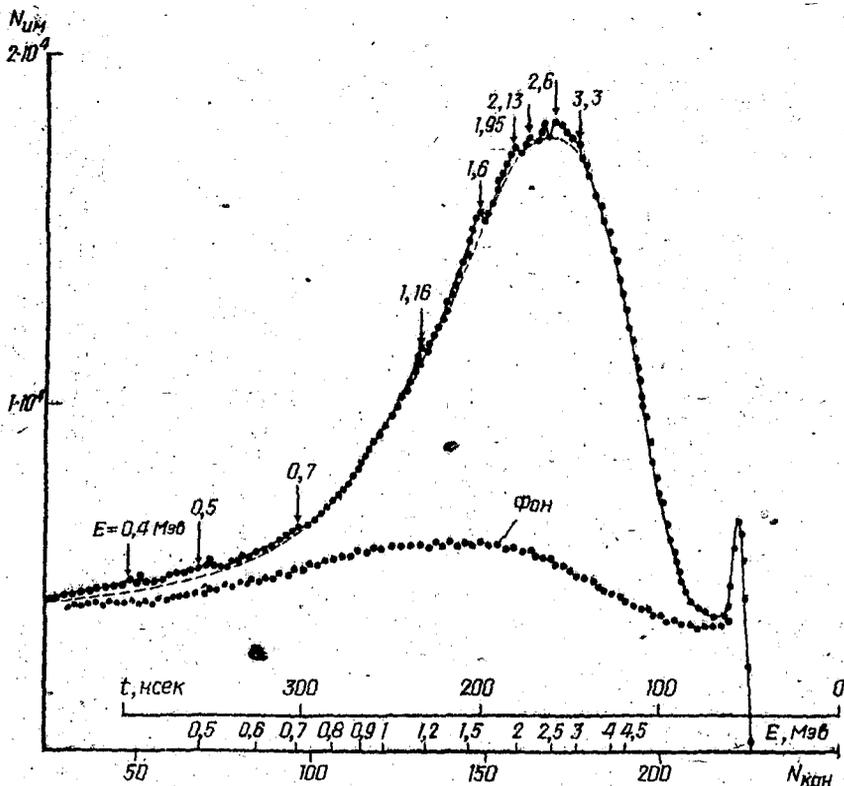


Рис.2. Аппаратурный спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

На рис.2 приведен аппаратурный спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf на пролетной базе в 3,5 м, полученный в течение двух суток непрерывных измерений. На спектре наблюдаются отдельные максимумы с энергией 0,5; 0,7; 1,16; 1,6; 2,6 МэВ, что совпадает с данными работ [1, 2]. Кроме того, обнаружены новые максимумы с энергией 2,13, 1,95, 3,3 МэВ. Из рис.2 видно, что максимумы имеют вид ступенек с плавным спадом в сторону больших времен. Такая форма максимумов объясняется тем, что они образованы задержанными нейтронами. Протяженность пологого спада отдельных

максимумов определяется временем испускания данной группы задержанных нейтронов, что позволяет оценить время испускания этих нейтронов. Для оценки времени испускания определялось время T , за которое происходит спад каждого максимума наполовину. Для выделения максимумов экстраполяцией проводился плавный спектр (пунктирная линия). Оцененные значения времени испускания для отдельных энергетических групп задержанных нейтронов приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Энергия нейтронной группы, Мэв	Время испускания T , нсек
0,5	5-10
0,7	5-10
1,16	2-3
1,6	7-8

Для нейтронных групп, имеющих энергию выше 1,6 Мэв, определение времени испускания затруднено, поскольку отдельные группы перекрываются, и для их разделения необходимы измерения на еще больших пролетных расстояниях. Кроме того, не исключено существование групп задержанных нейтронов с большими временами испускания (> 20 нсек), которые в измерениях по времени пролета становятся практически незаметными вследствие расположения на большое число каналов. Поэтому для получения более полных данных о задержанных нейтронах спонтанного деления ^{252}Cf были поставлены прямые измерения с использованием метода запаздывающих совпадений.

Измерение задержанных нейтронов методом запаздывающих совпадений

Для осуществления измерений методом запаздывающих совпадений детектор нейтронов располагался вплотную к мишени ^{252}Cf и измерялись временные распределения запаздывающих совпадений между моментами делений ^{252}Cf и регистрации нейтронов деления детек-

тором нейтронов. Регистрация совпадений осуществлялась многоканальными анализаторами типа АИ-100 и АИ-256. Для преобразования временных распределений в амплитудные использовался время-амплитудный конвертор [3].

При наличии задержанных нейтронов пик совпадений имеет несимметричный вид с расширением в сторону больших времен, характеризующихся временем испускания и количеством задержанных нейтронов.

Для получения более достоверных данных измерения выполнялись параллельно на двух установках, использующих различные детекторы нейтронов. В первом опыте для регистрации осколков деления ^{252}Cf и вылетевших при делении нейтронов используются газовые сцинтилляционные камеры, наполненные ксеноном. Регистрация нейтронов осуществлялась по актам деления, образующимся под воздействием нейтронов в слое металлического ^{235}U 95%-ного обогащения, толщиной 0,025 и диаметром 24 мм.

Мишень из ^{252}Cf интенсивностью $3 \cdot 10^4$ дел/сек представляла собой тонкий слой ^{252}Cf , нанесенный на алюминиевую подложку толщиной 0,5 мм. Диаметр слоя ^{252}Cf — 20 мм.

Оба детектора выполнены в виде единой камеры из нержавеющей стали. Конструкция камеры и ее геометрические размеры показаны на рис.3. Для наполнения камеры ксеноном использовалась специальная установка, обеспечивающая очистку газа при наполнении и в процессе эксперимента [4]. Обе половины камеры через кварцевые стекла просматривались фотоумножителями ФЭУ-53.

Для контроля работы электроники периодически, один раз в сутки, снимался пик мгновенных совпадений (приборный пик) между парными осколками деления ^{252}Cf . При измерении пика мгновенных совпадений заслонка, укрепленная на штоке сильфона (рис. 3), отодвигалась и открывала отверстие, в котором на тонкой подложке расположен слой ^{252}Cf .

Основные измерения выполнялись при давлении ксенона в камере 7 ат. На рис.4 приведены результаты измерений, полученные на протяжении одного месяца непрерывной работы. На графике четко видно несколько групп задержанных нейтронов с разными временами испускания. Для проверки вклада рассеянных нейтронов от окружающих предметов и деталей камеры в измеряемый эффект были выполнены из-

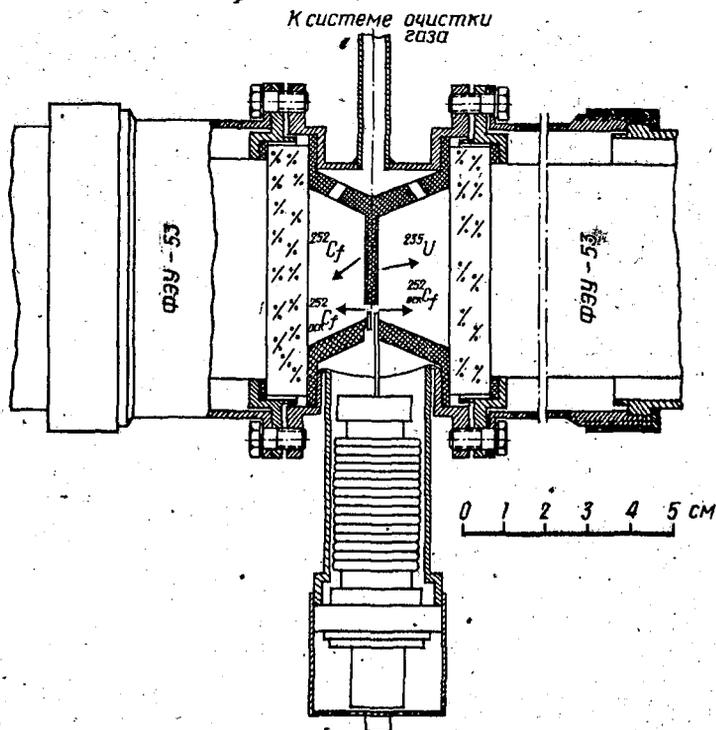


Рис.3. Геометрия газовой сцинтилляционной камеры.

мерения с дополнительным рассеивателем — кольцом из железа с внутренним диаметром 55 и толщиной 25 x 25 мм. Кольцо устанавливалось на боковой поверхности камеры. Измерения показали, что эффекты от рассеянных нейтронов пренебрежимо малы.

Кроме того, были проведены измерения выхода задержанных нейтронов при давлении газа в камере 0,1 ат, подтвердившие вывод о том, что наблюдаемые запаздывающие совпадения обязаны задержанным нейтронам. При малом давлении газа в камере осколки деления ^{252}Cf пролетают большие расстояния и попадают на стенки ка-

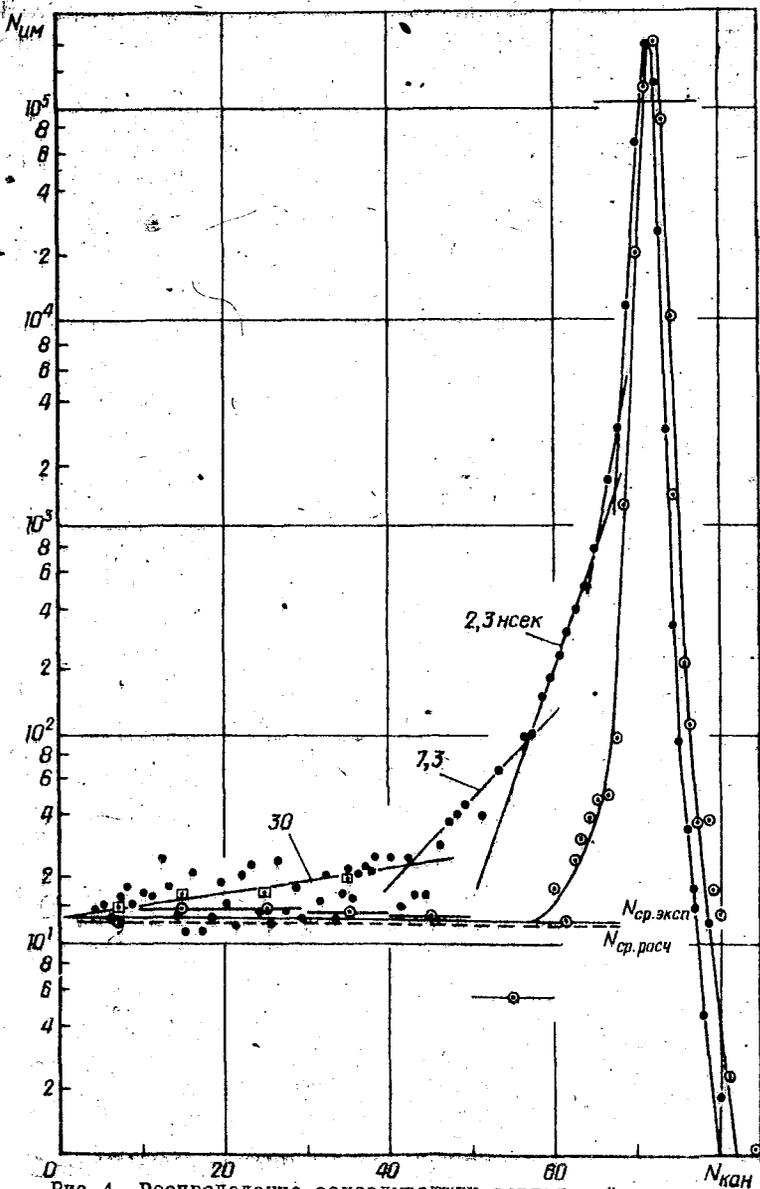


Рис.4. Распределение запаздывающих совпадений:

● - запаздывающие совпадения осколка ^{235}U ; ○ - приборный пик.

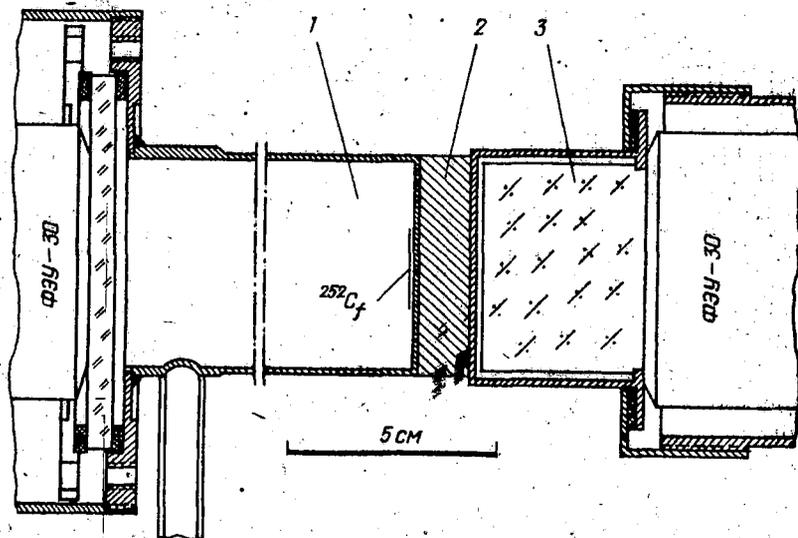


Рис. 5. Геометрия опыта:

1 - газовая сцинтиляционная камера; 2 - серебряная пластина; 3 - пластмассовый сцинтилятор.

меры. При этом значительно уменьшается геометрическая эффективность регистрации задержанных нейтронов, испускаемых этими осколками. Ожидаемый эффект уменьшения выхода задержанных нейтронов должен быть равен 20.- 25%. В результате эксперимента получено снижение количества зарегистрированных задержанных нейтронов на $20 \pm 5\%$.

После разложения кривой запаздывающих совпадений (рис. 4) на отдельные экспоненты получены времена испускания и выходы отдельных групп задержанных нейтронов, которые приведены в табл. 2.

На другой установке в качестве детектора нейтронов использовалась комбинация из серебряной пластины толщиной 13 мм и пластмассового сцинтилятора 50 x 50 мм. Геометрия опыта показана на рис. 5. Детектирование нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf осуществлялось с помощью регистрации γ -квантов, возникающих в се-

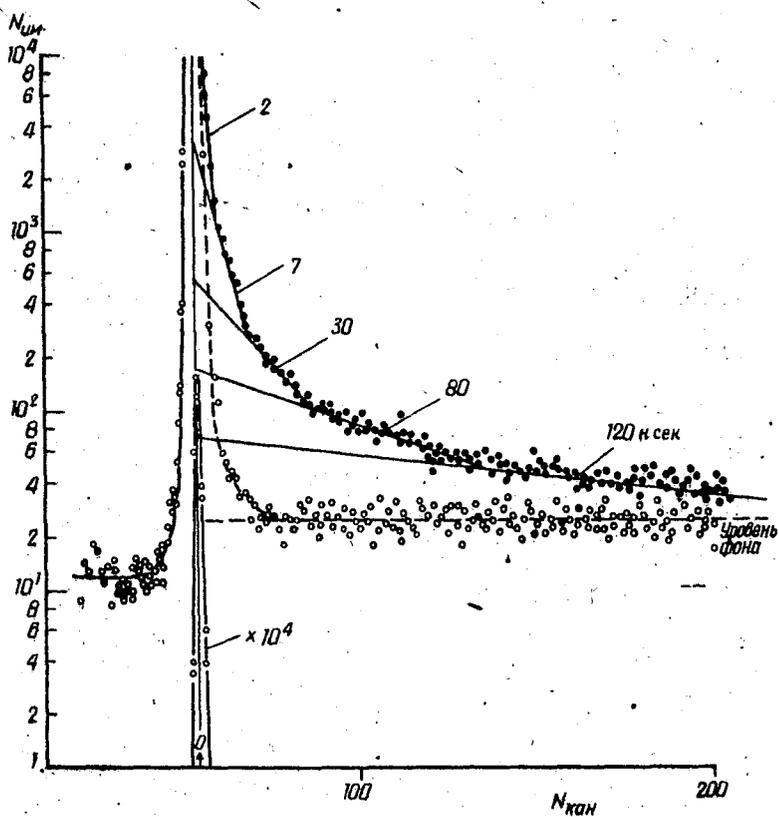


Рис.6. Распределение запаздывающих совпадений:
 ● - запаздывающие совпадения осколок ^{252}Cf -
 γ -кванты захвата нейтронов в серебре; ○ - фон,
 полученный при замене серебра свинцом.

серебре в результате неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов ядрами серебра, пластмассовым сцинтиллятором. Для исключения регистрации запаздывающих γ -квантов деления порог регистрации γ -квантов устанавливался равным 2 Мэв. Измерение

Время испускания, Т, нсек	Выход в % от полного числа нейтронов,испуска- емых в акте деления
2,8 ± 0,5	2,7 ± 0,4
7,8 ± 1	0,6 ± 0,1
30 ± 2	0,11 ± 0,03

фона выполнялось в опыте, в котором вместо серебряной пластины устанавливалась свинцовая пластина толщиной 11 мм. На рис.6 приведена экспериментальная кривая, полученная в течение двух суток непрерывных измерений. В результате разложения получены следующие значения времени испускания отдельных групп задержанных нейтронов:

$2 \pm 0,5$, 7 ± 1 , 30 ± 2 , 80 ± 5 , 120 ± 20 нсек. Как и в предыдущих опытах, наблюдаются группы с временем испускания в 2,7 и 30 нсек. Кроме того, наблюдаются группы задержанных нейтронов с временем испускания в 80 и 120 нсек. Таким образом, выполненные опыты подтвердили данные работ [1, 2] и позволили получить более полные сведения о выходе и времени испускания задержанных нейтронов спонтанного деления ²⁵²Cf.

Л и т е р а т у р а

1. Нефедов В.Н. - Препринт НИИАР, П-52, 1969.
2. Замятин Ю.С., Крошкин Н.И., Мельников А.К., Нефедов В.Н. - В кн.: Труды Международной конференции по ядерным данным. Хельсинки, 1970.
3. Басова Б.Г., Качалин В.А., Старостов Б.И. - ПТЭ, 1970, 4.
4. Крошкин Н.И., Кормушкина Г.А., Старостов Б.И., Шнилов В.И. Газовые сцинтилляционные детекторы осколков деления. - Препринт, НИИАР, П-59, Мелекесс, 1971.

АНИЗОТРОПИЯ ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ И ПОЛНАЯ
КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ Cf^{252}

М.В.Блинов, Н.М.Казаринов, И.Т.Крисък
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина АН СССР)

Исследована зависимость анизотропии испускаания нейтронов A от полной кинетической энергии осколков E_k спонтанного деления Cf^{252} . Зависимость $A(E_k)$ также рассчитывалась по модели испарения нейтронов. Экспериментальные и расчетные данные удовлетворительно согласуются в области малых E_k и заметно расходятся при больших E_k . Это свидетельствует в пользу существования нейтронов деления, не связанных с механизмом испарения.

The dependence of the neutron emission anisotropy A on the total kinetic energy E_k of spontaneous fission of Cf^{252} has been investigated. The dependence $A(E_k)$ has been calculated also using the evaporation model. Experimental and calculated data are close at small E_k and they essentially diverge at large E_k . That can be due to the presence of neutrons, do not connected with evaporation mechanism.

В ряде работ [1 - 5] в связи с тем, что экспериментальные угловые и энергетические распределения нейтронов заметно отличались от расчетных, основанных на модели испарения нейтронов из осколков, движущихся с полными скоростями, высказано предположение, что часть нейтронов деления испускается из делящегося ядра в момент разделения. Такой эффект был замечен в случае спонтанного деления Cf^{252} , а также деления U^{235} , U^{233} и Pu^{239} тепловыми нейтронами. Ввиду того, что указанные различия малы, в работах Террелла [6] и Физера [7] была отмечена необходимость проведения таких экспериментов, в результате которых была бы видна зависи-

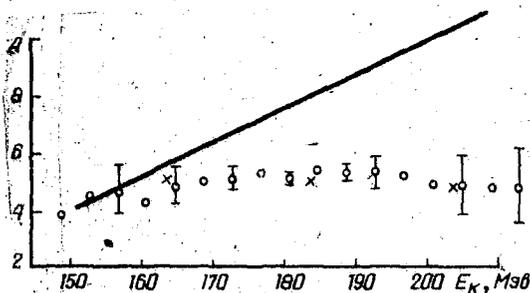
мость этого эффекта от какого-либо параметра деления. Это важно как для подтверждения существования "разделительных" нейтронов, так и для понимания природы их возникновения.

В нашей работе [8] изучалась зависимость этого эффекта от величины полной кинетической энергии осколков E_k , которая характеризует форму ядра в момент разделения для случая деления U^{235} тепловыми нейтронами. Результаты работы показали, что при больших E_k экспериментальные значения величины анизотропии испускания нейтронов $A(E_k)$ заметно отличаются от расчетных.

В данной работе изучалась зависимость $A(E_k)$ для спонтанного деления Cf^{252} . Метод измерений и аппаратура были описаны нами ранее [8]. Слой калифорния ($2 \cdot 10^4$ дел/сек) помещался в вакуумную камеру между двумя полупроводниковыми счетчиками. Средний угол коллимации осколков был равен 11° . Слой Cf^{252} был нанесен методом агрегатной отдачи на никелевую пленку толщиной ≈ 80 мкг/см². Энергетическое разрешение счетчиков по α -частицам было равно 1,5%, а отношение пика легких осколков к впадению в энергетическом спектре осколков Cf^{252} равнялось 2,60. Нейтроны деления регистрировались сцинтилляционным счетчиком и отделялись от γ -квантов методом времени пролета. Распределения полных кинетических энергий осколков измерялись амплитудным анализатором попеременно: в совпадении с импульсами от нейтронов деления - $N_C(E_k)$ и без совпадений - $N(E_k)$. При этом кривая была почти подобна кривой $N(E_k)$ и сдвинута в область меньших значений E_k . Это связано с тем, что число нейтронов на акт деления максимально для малых E_k . Отношение $N_C(E_k)/N(E_k)$ дает зависимость вероятности вылета нейтрона от E_k , т.е. $W_H(E_k)$. Такие данные, полученные для углов 0° и 90° между направлением движения нейтрона и линией разлета осколков, позволяют вычислить $A(E_k) = \frac{W_H^{0^\circ}(E_k)}{W_H^{90^\circ}(E_k)}$, т.е. зависимость анизотропии разлета нейтронов от полной кинетической энергии осколков. Основным преимуществом такого метода является одновременное получение данных по всему диапазону E_k , однако для этого требуется высокая стабильность аппаратуры ($\sim 0,5\%$). Такая точность была на пределе возможностей на-

шей аппаратуры и поэтому производились многократные попеременные измерения для компенсации возможной нестабильности. Всего было зарегистрировано $2 \cdot 10^5$ совпадений для угла 0° и $1 \cdot 10^5$ для угла 90° . Фон случайных совпадений составлял всего $\sim 5\%$ от полного счета совпадений.

В результате измерений $A(E_k)$ вводилась поправка на изменение кинетической энергии ядра-осколка вследствие отдачи при влете нейтрона. Поправка имеет противоположные знаки для углов 0° и 90° . При использованном методе эта поправка заметно влияет на ход анизотропии. Вводилась также поправка на зависимость эффек-



Зависимость A от E_k :
 Сплошная линия — расчет по модели испарения. Кружки — экспериментальные значения из основного опыта, крестики — из дополнительного.

тивности нейтронного счетчика от энергии нейтронов, которая определялась экспериментально. Необходимость введения такой поправки вызвана тем, что спектр нейтронов меняется с изменением E_k [1].

Результаты измерений зависимости $A(E_k)$ (с учетом поправок) показаны на рисунке. Указанные на рисунке ошибки включают как статистические ошибки, так и разброс между сериями. На нем же показаны результаты дополнительного опыта, в котором использовалась несколько видоизмененная методика и аппаратура. В этом случае анализатор АИ-100 регистрировал временное распределение импульсов от нейтронов, а разрешение на их регистрацию давали осколочные импульсы, прошедшие через одноканальный дифференциальный дискриминатор.

Измерения производились для трех значений E_k — 164, 184 и 204 МэВ. Ширина окна дискриминатора была равной 4 МэВ. В этом опыте эффект нестабильности не имел такого значения, как в основном опыте, и требования к стабильности аппаратуры были значительно ниже. Для метода, примененного в данном случае, эффект отдачи

практически не влияет на значения анизотропии. Из рисунка видно, что результаты оказались идентичными с приведенными выше.

Зависимость $A(E_k)$ была рассчитана в предположении, что все нейтроны испаряются из полностью ускоренных осколков. При этом были использованы спектры нейтронов в с.д.м. в зависимости от E_k из работы [1] и значения средних скоростей легкого и тяжелого осколков в зависимости от E_k из работы [9]. Расчет производится с учетом угловой дисперсии разлета осколков и нейтронов в соответствии с геометрией опыта.

Из сравнения экспериментальных и расчетных данных о зависимости $A(E_k)$ (см. рисунок) видно, что в области малых E_k они удовлетворительно согласуются, а в области больших E_k сильно расходятся, причем разница постепенно увеличивается с ростом E_k . Эти результаты аналогичны данным, полученным нами для случая деления U^{235} тепловыми нейтронами [8].

Пик-Пичак [10] оценил вероятность того, что нейтроны начинают испаряться из сильно возбужденных осколков еще в процессе их ускорения. Экспериментальные данные настоящей работы указывают на противоположный характер зависимости $A(E_k)$, чем тот, который следует из работы [10]. Таким образом, число нейтронов, испаряющихся в процессе ускорения осколков, видимо, значительно меньше того, которое получается из оценок Пик-Пичака. Для объяснения полученной зависимости $A(E_k)$ следует предположить, что часть нейтронов испускается в процессе, отличающемся от простого испарения. Возможность изотропной эмиссии нейтронов из делящегося ядра в момент разделения рассмотрел Фаллер [11]. Кроме того, можно предполагать преимущественный вылет нейтронов под углами, близкими к 90° , в момент разделения ядра из области шейки. В соответствии с такими предположениями из наших экспериментальных данных следует рост доли "разделительных" нейтронов с увеличением E_k .

Нами проведены предварительные измерения зависимости спектров нейтронов спонтанного деления Cf^{252} от E_k . Результаты показывают, что зависимость средней энергии нейтронов в л.о. (\bar{E}_k) от E_k для угла 0° соответствует расчетам по испарительной модели, а для угла 90° \bar{E}_k слабо зависит от E_k , что расходится с расчетами, особенно в области больших E_k . Эти данные подтверждают результаты, приведенные выше.

Подробные сведения о зависимости спектров нейтронов от E_k будут опубликованы.

Л и т е р а т у р а

1. Bowman H., Thompson S., Milton J., Swiatecki W. - Phys. Rev. 126, 1962, 2120; 129, 1963, 2133.
2. Блинов М.В., Казаринов Н.М., Протопопов А.Н. - ИЭТФ 46, 1964, 1140. Ядерная физика 4, 1966, 1179.
3. Scaravag K., Bergheim K. - Nucl. Phys., 45, 1963, 72.
4. Milton J.C.D., Fraser J.S. - Proc. of Simp. Salzburg Phys. and Chem. of Fiss., 1965, 2, 39.
5. Fraser J.S., Milton J.C.D. - Annual Rev. of Nucl. Sci., 1966, 16, 379.
6. Terrell J. - Proc. of Simp. Salzburg "Phys. and Chem. of Fiss", 1965, 2, 3.
7. Feather N. - "Phys. and Chem. Fiss." Proc. 2nd JAEA Sympos. Vienna 1969. Vienna 1969, 83.
8. Блинов М.В., Казаринов Н.М., Крижик И.Т., Протопопов А.Н. - Ядерная физика, 1970, вып.1, 12, 41.
9. Fraser J.S., Milton J.C.D. - Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 15/P/199, 1958.
10. Пяк-Пичак Г.А. - Ядерная физика, 1969, вып.2, 10, 321.
11. Fuller R.W. - Phys. Rev., 1962, 126, 684.

ЗАВИСИМОСТЬ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ

α - ЧАСТИЦ ПРИ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ²⁵²Cf

В.М.Адамов, Л.В.Драпчинский, С.С.Коваленко, К.А.Петржак,
Л.А.Плещачевский, И.И.Тютингин
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, АН СССР)

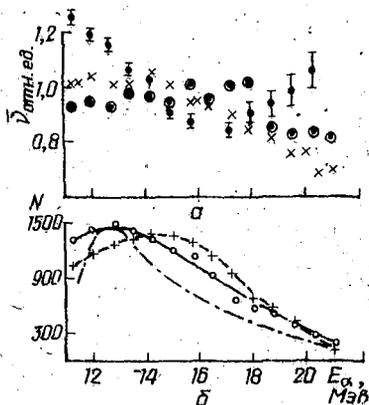
Изучались зависимости числа нейтронов от энергии α -частиц для углов 0, 90 и 180° между направлениями движения α -частицы и нейтрона. Наблюдается различие в числе совпадений нейтрон- α -частица "по" направлению и "против" направления движения α -частиц. Отношение чисел совпадений под углами 0 и 180° равно $1,17 \pm 0,03$. Зависимости для углов 90 и 180° близки к тем, которые были получены ранее в опытах с большими телесными углами. Найдена аномальная зависимость для угла 0°. Предполагается, что эта зависимость связана с испусканием нейтронов частицами ⁵He или ⁶He. Из величины асимметрии в числе совпадений - нейтрон- α -частица под углами 0 и 180° определено, что выход этих частиц по отношению к числу совпадений под углом 90° равен $5,3 \pm 0,9\%$.

The dependences of the neutron number on α -particle energy are studied for the angles 0, 90 and 180° between the motion directions of α -particle and neutron. The difference in numbers of coincidence α -particle - neutron "on" and "against" α -particle motion direction is observed. The number relation of neutron - α -particle coincidence at the angles 0 and 180° is found to be $1,17 \pm 0,03$. The dependences for the angles 90 and 180° are found to be close to ones had been obtained earlier in large solid angle experiments. The anomalous dependence for the angle 0° is found. This dependence is supposed to be caused by neutron emission of ⁵He or ⁶He particles. The yield of these particles in relation to number of coincidence at the angle 90° equal to $5,3 \pm 0,9\%$ is determined from the asymmetry value in the number of neutron - α -particle coincidence.

Результаты изучения различных характеристик деления с испусканием α -частиц позволяют косвенно оценить энергию возбуждения ядра в момент разделения. Измерения зависимости среднего числа нейтронов от энергии α -частиц позволяют определить величину изменения начальной энергии возбуждения. Изменение среднего числа нейтронов составляет 0,33 нейтрона при изменении энергии α -частиц в пределах 15 - 25 Мэв [1]. Средняя кинетическая энергия осколков при этом уменьшается на 4,5 Мэв [2]. Из опытов по двойному делению хорошо известно, что число нейтронов увеличивается с уменьшением кинетической энергии осколков. Предполагая, что с изменением энергии α -частицы связано изменение энергии возбуждения, которое, в свою очередь, приводит к изменению числа нейтронов, получаем количественную оценку изменения начальной энергии возбуждения 6 - 6,5 Мэв. Оценить величину начальной энергии возбуждения можно также из данных о зависимости кинетической энергии α -частиц от суммарной кинетической энергии осколков. В работе [3] было получено, что средняя энергия α -частиц увеличивается на 2 Мэв при уменьшении кинетической энергии осколков от 170 до 130 Мэв. Согласно траекторным расчетам при уменьшении кинетической энергии осколков должна уменьшаться и энергия α -частиц, поскольку уменьшается потенциальная кулоновская энергия осколков, причем изменение энергии α -частицы составляет около 3 Мэв. Можно полагать, что такое изменение энергии α -частиц связано с изменением начальной энергии возбуждения и величина этого изменения составляет 5 Мэв. Таким образом, косвенные оценки начальной энергии возбуждения делящегося ядра, полученные из данных различных опытов, удовлетворительно согласуются между собой. Зависимость числа нейтронов от энергии α -частиц в работе [1] измерялась в условиях, когда телесные углы детекторов были близки к 2π , чтобы исключить влияние угловой корреляции. Однако дифференциальные данные для различных углов представляют несомненный интерес для определения начальной энергии возбуждения. Так, в работе [4] из сравнения спектров нейтронов, измеренных по направлению и про-

гив направления движения α -частиц, было получено, что по направлению движения испускается на 27% больше нейтронов, чем в противоположном. В настоящей работе изучалась зависимость числа нейтронов от энергии α -частиц для углов 0° , 90° и 180° между детекторами α -частиц и нейтронов. Источник делений был получен нанесением Cf^{252} методом агрегатной отдачи на никелиевую фольгу толщиной 100 мкг/см^2 . Нейтроны регистрировались кристаллом стильбена с использованием разделения всплесков от γ -квантов и нейтронов по форме импульса.

Положение детектора нейтронов относительно источника делений было фиксировано. Два кремниевых детектора α -частиц располагались симметрично по разные стороны от мишени на подставке, которая могла вращаться относительно оси с источником. В измерениях под углами 0° и 180° совпадения между α -частицами и нейтронами регистрировались одновременно от обоих детекторов α -частиц, что позволяло с высокой надежностью определить различие в числе нейтронов, вылетающих по направлению и против направления движения α -частиц. Отношение числа нейтронов для углов 0° и 180° оказалось равным $1,19 \pm 0,03$. Контрольные измерения с γ -квантами показали, что аппаратный эффект равен нулю. Известно, что между направлениями движения



Спектр α -частиц и зависимость числа нейтронов от энергии α -частиц:

а - зависимость числа нейтронов от энергии α -частиц:
 • - 0° ; x - 90° ;
 ⊙ - 180° ;
 б - энергетические спектры α -частиц:
 - - - 0° ; - - - без совпадения с нейтроном; - - - He⁶-спектр [5].

α -частиц и осколков имеется сильная корреляция; α -частицы испускаются преимущественно под углом 32° к линии движения легкого осколка. Поэтому были проведены расчеты различия в числе нейтронов, которое может возникнуть вследствие разных угловых распределений,

энергетических спектров и числа нейтронов, испускаемых легким и тяжелым осколком, а также учитывалось влияние α, n реакции на материале детекторов. Суммарный эффект оказался равным 1,02. Таким образом, с учетом поправки в направлении движения α -частиц испускается на 17±3% больше нейтронов, чем в противоположном. Спектр α -частиц и зависимость числа нейтронов от энергии α -частиц приведены на рисунке. На нем же приведены зависимости числа нейтронов от энергии α -частиц для углов 90 и 180°. Последние зависимости близки к тем, которые были получены в опыте с большими телесными углами. Необычно выглядит зависимость числа нейтронов и спектр α -частиц для угла 0°. Спектр α -частиц сдвинут в сторону меньших энергий на 3 Мэв. Число нейтронов резко уменьшается в области низких энергий α -частиц. Такие характеристики спектра и поведение числа нейтронов в совокупности с наличием различия в числе нейтронов по направлению и против движения α -частиц позволяют заключить, что это явление связано с испусканием нейтронов возбужденными изотопами He^5 или He^6 . На рисунке приведен спектр He^6 из работы [5]. Максимум этого спектра довольно близко совпадает со спектром под углом 0°. Из величины отношения в числе совпадений для 0 и 180° можно определить выход предполагаемого излучателя нейтронов. Этот выход по отношению к числу совпадений под углом 90° равен 5,3±0,9% по отношению к числу α -частиц. Наблюдаемый выход He^6 составляет порядка одного процента по отношению к числу α -частиц. Данные настоящей работы не позволяют однозначно установить, какой изотоп гелия испускает нейтроны. Изучение выходов изотопов лития, бериллия и более тяжелых ядер показало, что преимущественно образуются изотопы с четным числом нейтронов. Однако этот факт не позволяет утверждать о преимущественном образовании He^6 , поскольку возможно образование изотопов с нечетным числом нейтронов, которые затем испускают нечетный нейтрон. Оценка энергии возбуждения в момент деления, приведенная выше, показывает, что эта величина вполне достаточна для образования возбужденных состояний изотопов He^5, He^6 .

Литература

1. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С. и др. - Ядерная физика, 1970, 11, 1001.
2. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С. и др. - Ядерная физика, 1971, 13, 939.
3. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С. и др. - Ядерная физика, 1969, 10, 721.
4. Иванов О.И., Крошкин Н.И. и др. - Ядерная физика, 1967, 5, 737.
5. Cooper S., Ceruzzi I., Gatti R. - Phys. Rev., 1967, 154, 1193.

НЕЙТРОНЫ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ²⁵²Cf

Б.А.Бочагов, А.П.Граевский, А.Г.Куликов,
Л.Н.Куприянова
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
АН СССР)

Методом времени пролета измерены энергетические спектры и отношение числа нейтронов, вылетающих по направлению и против направления движения α -частицы, при тройном делении ядер ²⁵²Cf. На основании работы [10] проведена оценка вклада каждого из осколков в массы α -частиц, возникающих в этом процессе.

For ternary fission of ²⁵²Cf the energy spectra and the ratio of number of the neutrons emitted forward and backward to the α -particle direction were measured by time-of-flight method. Using the results (10) we have done the estimation of contribution from each of fragments to the masses of α -particles emitted during this process.

Сложность процесса тройного деления и обусловленное этим отсутствием корректной теории приводят к настоятельной необходимости всестороннего экспериментального изучения этого явления.

Если энергетические спектры α -частиц в корреляции с кинетическими энергиями осколков изучены достаточно подробно [1, 2], то данные об энергетических спектрах нейтронов тройного деления практически отсутствуют. К настоящему времени имеется лишь одна работа [3], посвященная этому вопросу. Между тем, единственной возможностью изучения энергий возбуждения E_B осколков является измерение энергетических спектров и числа нейтронов тройного деления. В работах [4, 5] измерялось среднее число нейтронов $\bar{\nu}_T$, сопровождающих тройное деление ядер Cf^{252} . По данным этих работ $\bar{\nu}_T < \bar{\nu}_{96}$ примерно на 15%.

Если предполагать, что механизм испускания нейтронов в двойном и тройном делении одинаков, то сам факт уменьшения $\bar{\nu}$ во втором случае указывает на меньшую энергию возбуждения осколков, возникающих при тройном делении, по сравнению с двойным.

Изучение энергетических спектров нейтронов в корреляции с направлением вылета α -частиц при тройном делении ядер Cf^{252} было предпринято нами для проверки этого предположения и получения дополнительной информации об энергиях возбуждения осколков, возникающих в этом процессе.

Энергетические спектры нейтронов, вылетающих по направлению и против направления движения α -частиц при тройном делении ядер Cf^{252} измерялись методом времени пролета. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Мишень Cf^{252} на подложке из нержавеющей стали [1] помещалась в вакуумную камеру на расстоянии 2 мм от полупроводникового детектора З. Между мишенью и детектором устанавливалась алюминиевая фольга 2 толщиной 6 м/см^2 для исключения счета осколков деления и α -частиц с $E_\alpha \lesssim 6,2 \text{ Мэв}$, что позволило регистрировать только длиннопобежные α -частицы тройного деления ядер Cf^{252} .

Сигналы, возникающие в детекторе от длиннопобежных α -частиц, усиливались быстрым усилителем 6 и через формирователь-

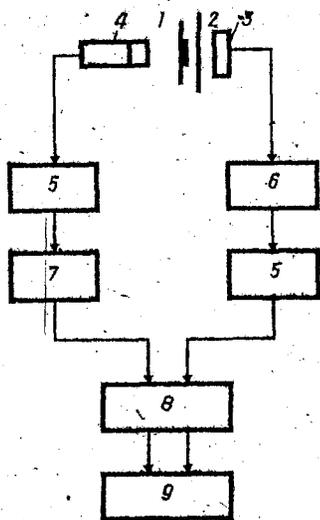


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки.

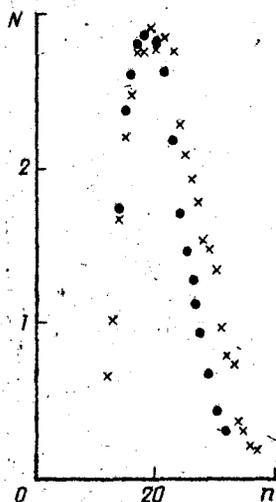


Рис.2. Аппаратурные спектры нейтронов двойного и тройного деления ядер ^{252}Cf :
● - Двойное и +
тройное деление.

дискриминатор 5 и схему пропускания 8 подавались на вход "стоп" время - амплитудного преобразователя (ВАП) 9. Порог обрабатывания дискриминатора обеспечивал регистрацию α -частиц с $E_{\alpha} > 9$ Мэв.

Регистрация нейтронов осуществлялась пластическим сцинтиллятором цилиндрической формы ($\Phi = L \approx 150$ мм) в сочетании с ФЭУ-65 4, расположенным на расстоянии 0,5 м от мишени 1. Импульсы с ФЭУ-65 после формирователя-дискриминатора 5, линии задержки 7 и схемы пропускания 8 подавались на вход "старт" ВАП. В 8 были введены постоянные задержки для импульсов с ФЭУ и полупроводникового детектора. Более подробно радиотехническая аппаратура, примененная в эксперименте, описана в работе [6].

В процессе измерения спектров нейтронов, вылетающих по на-

движению и против движения α -частиц, вакуумная камера с мишенью Cf^{252} разворачивалась на 180° через каждый час работы, что позволило уменьшить влияние временной нестабильности аппаратуры.

Поскольку на пути нейтронов, летящих по направлению α -частиц, был расположен полупроводниковый детектор, для симметрии геометрии с другой стороны мишени был установлен идентичный детектор. Импульсы с ВАП подавались на анализатор АИ-256, спектры с которого обрабатывались на ЭВМ МИНСК-22.

Для учета фоновых отсчетов были проведены измерения на базе, в шесть раз превышавшей рабочую, что позволило сдвинуть спектр нейтронов в область больших времен настолько, что в рабочей области считался лишь фон рассеянных нейтронов и фон случайных совпадений. Для сохранения прежней скорости счета, с целью правильного учета случайных совпадений, оцинтиллятор в этом случае подсвечивался источником Co^{60} . Снятый фон вычитался поточечно из аппаратурного спектра нейтронов, полученного при использовании рабочей базы прѐбела в 0,5 м.

Временная шкала анализатора калибровалась геликоидной линией задержки в 28 нсек, которая проверялась по скорости света.

Эффективность нейтронного детектора определялась расчетным путем. При этом вероятность взаимодействия нейтронов с протонами оцинтиллятора рассчитывалась по теории "эффективного радиуса" [7]. В расчете учитывались также поправки на ослабление потока нейтронов в оцинтилляторе, многократное рассеяние нейтронов и краевые эффекты. По данным Кросса [8] такой расчет дает совпадение с экспериментом в пределах 5% в диапазоне энергий нейтронов 0,5 - 10 Мэв. Контрольный эксперимент по измерению энергетического спектра нейтронов двойного деления ядер Cf^{252} , который являлся для нас опорным, подтвердил правильность расчета.

На рис.2 в относительных единицах приведены аппаратурные спектры нейтронов (после вычета фона) двойного и тройного деления ядер Cf^{252} . Спектр нейтронов тройного деления по форме близок к спектру двойного деления, однако его максимум сдвинут в сторону меньших энергий, т.е. больших времен пролета.

На рис.3 эти же спектры представлены в виде функций $N(E) = E^{1/2} \exp(-E/\tau)$. Оба спектра, как видно

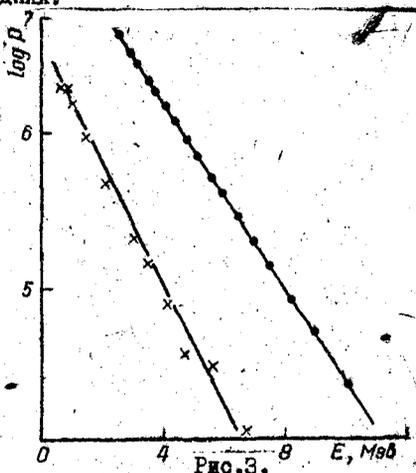
из рисунка, хорошо согласуются с максвелловским распределением при значениях параметров $T_{gb} = 1,40 \pm 0,05$ Мэв и $T_{TP} = 1,6 \pm 0,3$ Мэв для двойного и тройного делений, соответственно. Средние энергии нейтронов при этом оказались равными $E_{gb} = 2,10 \pm 0,08$ Мэв для двойного деления, что согласуется с данными работы [9], и $E_{TP} = 1,6 \pm 0,3$ Мэв (указаны только статистические ошибки).

Полученные данные подтверждают предположение о том, что нейтроны тройного деления вылетают из менее возбужденных осколков. Кроме того, максвелловское распределение нейтронов по энергиям для обоих спектров может служить косвенным доказательством того, что механизмы испускания нейтронов при двойном и тройном делении сходны. В обоих случаях нейтроны вылетают из полностью ускоренных осколков за счет энергий возбуждения последних.

Энергетические спектры нейтронов, вылетающих по направлению и против направления движения α -частиц, оказались одинаковыми в пределах ошибок эксперимента. Что же касается числа нейтронов, то в этих двух случаях оно было различным.

Отношение числа нейтронов, вылетающих по направлению и против направления движения α -частиц, оказалось равным $\rho = 1,27 \pm 0,02$.

Аналогичная анизотропия наблюдалась в работе [3] при



изучении нейтронов тройного деления ядер U^{235} тепловыми нейтронами. По-видимому, наличие анизотропии вылета нейтронов и их более мягкий по сравнению с нейтронами двойного деления, энергетический спектр являются характерными чертами процесса тройного деления.

Исходя из модели тройного деления, развитой Пин-Пичаком [10], можно оценить вклад каждого из осколков в массу α -частицы. Согласно его расчетам при анизотропии $\rho = \rho - 1 = 0,27$ и уменьшении среднего числа нейтронов при тройном делении по сравнению с двойным на $\Delta \nu \approx 0,7$ α -частица в доле более 75% вылетает за счет

нуклонов тяжелого осколка. Однако это заключение не окончательно, поскольку помимо анизотропии, согласно [10], должно наблюдаться и существенное различие в энергетических спектрах нейтронов. Нейтроны, вылетающие против направления движения α -частицы, должны иметь более "мягкий" энергетический спектр, чего в пределах ошибок эксперимента не наблюдается. Для выяснения механизма тройного деления нам представляется крайне интересным и важным детальное исследование анизотропии и энергетических спектров нейтронов, сопровождающих этот процесс.

Л и т е р а т у р а

1. Graenkel Z. - Phys. Rev., 1967, 156, 1283.
2. Cooper S.W. - Phys. Rev., 1967, 154, 1474.
3. Нефедов В.И. и др. - ЯФ, 1966, 3, 465.
4. Адамов В.М. и др. - ЯФ, 1970, 11, 1001.
5. Nardi E., Graenkel Z. - Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1244.
6. Граевский А.П. и др. - Препринт ФТИ-080, 1967.
7. Барашенков В.С. Сечения взаимодействия элементарных частиц. "Наука", М., 1966.
8. Cross W. - Phys. Rev., 1951, 83, 873.
9. Willmore F. - J.Nucl.Energy, 1968, 22, 79.
10. Пик-Пичак Г.А. - ЯФ, 1966, 4, 1147.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ $\bar{\nu}$ (^{252}Cf)

К.А.Петржак, Э.А.Шлямин
(Радиовый институт им. В.Г.Хлопина АН СССР)

Рассматриваются абсолютные методы определения среднего числа нейтронов на деление для ^{252}Cf : метод жидкого сцинтилляционного счетчика, метод активации марганца и определение $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) на реакторе "Борон". Анализируются поправки, которые необходимо вводить при оценке эффективности жидкого сцинтиллятора и абсолют-

ных нейтронных выходов в методе активации марганца. Существующее 2%-ное расхождение в величине \bar{v} (^{252}Cf), полученное этими двумя методами, пока не может быть объяснено систематическими ошибками того или иного эксперимента.

Средневзвешенное значение \bar{v} (^{252}Cf) равно $3,743 \pm 0,016$. Обработка Ханна и Весткота дает значения \bar{v} (^{252}Cf) - $3,7653 \pm 0,0104$.

The absolute methods for measurement of \bar{v} of ^{252}Cf are considered as follows: liquid scintillation method, manganese activation method and \bar{v} (^{252}Cf) measurement in the BORON pile. The corrections for the determination of liquid scintillator efficiency and absolute neutron yields on manganese activation are analysed. The observed disagreement of the order of 2% in the results on the liquid scintillators and manganese bath can not be explained for the present by the errors of either experiments. The weighted mean of \bar{v} (^{252}Cf) is equal to $3,743 \pm 0,016$. The fitted value by Hanna and Westcott is equal to $3,7653 \pm 0,0104$.

Большинство измерений \bar{v} делящихся ядер было сделано относительно \bar{v} (^{252}Cf), в связи с этим к точности измерения этой величины предъявляются особо жесткие требования. Рекомендуемая II конференцией по ядерным данным для реакторов точность определения \bar{v} (^{252}Cf) на 1975 г. составляет $\pm 0,25\%$ [1]. (В настоящее время существует 2%-ный разброс экспериментальных значений \bar{v} (^{252}Cf), полученных разными методами).

За последнее десятилетие выполнено достаточно большое количество работ по абсолютному определению \bar{v} (^{252}Cf) фактически двумя методами. В одном из них находится средняя величина произве-

деня $\nu_p \varepsilon_n$ путем регистрации мгновенных нейтронов в течение времени "ворот", открываемых осколочным импульсом [2 - 4]. В другом - $\bar{\nu}$ определяется как отношение полного нейтронного выхода образца к скорости счета актов деления, причем нейтронный выход находится с помощью марганцевой ванны [5 - 7].

Измерения на реакторе "Борон" и с помощью жидких сцинтилляционных счетчиков

Ковлин и Соверби [8] осуществили уникальные измерения на реакторе "Борон", который представляет собой сборку из графитовых блоков с кубической сердцевиной, окруженной графитовым отражателем, кадмиевым экраном и бетонной защитой. Сердцевина сборки имела решетку из $^{10}\text{BF}_3$ счетчиков и центральное отверстие для размещения делительной ионизационной камеры или ионизационной камеры, наполненной тетра-дейтеро-метаном и используемой для калибровки сборки по $D(\gamma, n)\rho$ реакции. Импульсы осколков деления использовались для запуска ворот схемы, которая измеряла среднее число зарегистрированных на акт деления нейтронов. Определение эффективности сборки в зависимости от энергии нейтрона осуществлялось по реакции $D(\gamma, n)\rho$ с использованием γ -квантов различной энергии: $E_n = 190$ кэв [ThC"], $E_n = 4,9$ Мэв [$^{227}\text{Ac}(\rho, \gamma)$]. Эффективность для спектра нейтронов деления ^{252}Cf была найдена равной $0,6428 \pm 0,0020$. Калибровка сборки производилась также с помощью двух стандартных источников нейтронов спонтанного деления ^{240}Pu , причем в этом случае $\varepsilon = 0,6450 \pm 0,0050$.

Для этих двух значений эффективности были рассчитаны величины $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$ с учетом запаздывающих нейтронов

$$\begin{aligned} \text{калибровка по } D(\gamma, n)\rho & \quad \bar{\nu} = 3,713 \pm 0,015, \\ \text{калибровка по } ^{240}\text{Pu} & \quad \bar{\nu} = 3,700 \pm 0,032. \end{aligned}$$

Одним из возможных источников систематической ошибки эксперимента могла быть анизотропия эффективности сборки, обусловленная влиянием отверстий, где располагались $^{10}\text{BF}_3$ счетчики, и захватом нейтронов в "мертвых" зонах на торцах счетчиков.

Для исследования этого явления производились измерения с γ -источником ^{24}Na ($E_{\gamma} = 265$ кэв) в различной геометрии. Источник располагался по оси счетчика $^{10}\text{BF}_3$, под ним и в кольце, окружавшем счетчик. Вклад анизотропии в ошибку измерения $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$ составлял 0,2%.

Поправка на долю нерегистрируемых после закрытия "ворот" нейтронов определялась в экспериментах с "воротами" различной ширины от 2 до 8 мсек. Ошибка в величине $\bar{\nu}$ за счет этого эффекта составляла 0,1%.

Значение $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$, полученное в работе Колвина, было на 2% ниже, чем в экспериментах с жидким сцинтиллятором [3, 4], а также ниже величины $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$, вычисленной из η и α [9]. Однако тщательный анализ эксперимента, проведенный авторами, не выявил никаких эффектов, которые заставили бы изменить результат или его ошибку.

Абсолютные измерения $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$ с помощью жидкого сцинтиллятора были осуществлены в двух лабораториях: Гопкинсом и Дивеном в Лос-Аламосе (США) [3] и Аоплунд-Нильсеном и Конде в Стокгольме (Швеция) [4]. Детектором нейтронов в работе [4] служил раствор р-терфенила, ПОПОПа и кадмия в триэтилбензоле ($N_{\text{Cd}}/N_{\text{H}} = 0,002$), заключенный в сферический бак ϕ 1 м, на поверхности которого равномерно расположены были 12 ФЭУ.

При измерении эффективности регистрации нейтронов делительная камера с образцом ^{252}Cf , находящаяся в центральном канале бака, заменялась антраценовым кристаллом, смонтированным на ФЭУ. Калибровка нейтронного счетчика производилась по протонам отдачи в результате рассеяния нейтронов, получаемых по реакциям $D(\alpha, n)^3\text{He}$ и $T(\alpha, n)^4\text{He}$. Импульс протона отдачи с предварительно выбранной дискриминатором энергией открывал "ворота" на 30 мсек для регистрации нейтронных импульсов жидкого сцинтиллятора. После 175 мсек задержки генератором запускалась на 30 мсек схема измерения фона.

В экспериментах с жидким сцинтиллятором достоверность определения $\bar{\nu}$ зависит от того, насколько корректно определена эффективность для нейтронов широкого диапазона энергий (до 10 Мэв) и насколько хорошо известен энергетический спектр нейтронов деления. Исследование зависимости $\epsilon_n = f(E_n)$ осложняется многообразием процессов, происходящих в антраценовом кристалле. Помимо однократного $n-p$ -рассеяния имеется вероятность двукратного рассеяния нейтрона на ядре водорода и ступеничатого - на ядре углерода и протоне. К искажению истинной зависимости эффективности от энергии нейтрона приводят также "краевые" эффекты, связанные с неполной потерей энергии протоном в объеме кристалла.

Несмотря на многократные измерения энергетического спектра деления ^{252}Cf существует неопределенность, которая дает 0,5%-ый вклад в ошибку при оценке эффективности сцинтилляционного счетчика.

В результате введения расчетных и экспериментальных поправок на перечисленные эффекты, учета нейтронной утечки через центральный канал бака эффективность регистрации нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf была найдена равной $\epsilon = 0,6905 \pm 0,0053$. Указанная погрешность включает статистическую ошибку измерений и 20%-ую ошибку в поправках. Число мгновенных нейтронов на деление для ^{252}Cf , полученное в этом эксперименте, равно $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf}) = 3,799 \pm 0,034$, а с учетом запаздывающих - $0,86 \cdot 10^{-2}$ авторы [10] дают значение $\bar{\nu}(^{252}\text{Cf}) = 3,808 \pm 0,034$.

В аналогичной работе Лос-Аламосской группы [3] с 86% эффективностью нейтронного жидкостного детектора была получена величина $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf}) = 3,771 \pm 0,030$.

Точность измерения $\bar{\nu}$ в опытах с жидким сцинтиллятором ограничена, главным образом, ошибками в поправках экспериментального и расчетного характера, которые необходимо вводить при определении эффективности нейтронного детектора.

Измерения с марганцевой ванной

Прямым абсолютным методом измерения $\bar{\nu}$ является метод независимого раздельного определения нейтронного выхода и абсолютного числа делений в исследуемом образце. В настоящее время для

абсолютных измерений нейтронных выходов источников метод активации марганца признан наиболее перспективным и точным. Основные его преимущества состоят в следующем:

1) метод не чувствителен к γ -излучению нейтронного источника;

2) детектор тепловых нейтронов (Mn в виде водного раствора $MnSO_4$) равномерно распределен по объему замедлителя, что позволяет процесс интегрирования осуществить простым перемешиванием раствора;

3) детектор не чувствителен к спектру нейтронов и асимметрии выхода нейтронов;

4) в результате облучения раствора образуется только один радиоактивный изотоп - Mn^{56} с удобным для практических измерений периодом полураспада (2,58 ч);

5) выбор водородосодержащей системы в качестве замедлителя позволяет при разумных геометрических размерах (~ 1 м) удерживать практически все нейтроны, испускаемые источником (утечка $\sim 0,1\%$), и получать удельную активность раствора, достаточно высокую для точных измерений (при $Q_n > 10^4$ нейтр/сек).

Метод активации марганца для абсолютного определения нейтронных выходов детально разработан Де Вольпи в Аргонской национальной лаборатории [7, II]. Наведенная активность марганца измерялась проточным γ -счетчиком, который калибровался абсолютными измерениями аликвот раствора методом $4\alpha\beta - \gamma$ совпадений. Аликвота вводилась в жидкий сцинтиллятор, расположенный между двумя ФЭУ (β -канал), для регистрации γ -квантов использовался $NaI (Te)$ кристалл, находящийся под сцинтиллятором. Эффективность регистрации β -частиц ^{56}Mn была близка к 39%, она обеспечивалась не только тщательным приготовлением образцов, но также хорошим светосбором и чувствительной электроникой. Для определения нейтронного выхода калифорниевых мишеней с высокой точностью авторы проводят предварительную калибровку четырех стандартных нейтронных источников в марганцевой ванне наряду с измерением нейтронного выхода трех калифорниевых мишеней, помещенных в герметичные ионизационные камеры. Подтверждение международных значений выходов стандартных нейтронных источников, независимые определения поправок на поглощение быстрых нейтронов кисло-

родом и серой, определение отношения G_N/G_{MN} с хорошей точностью дают, по мнению авторов, возможность приписать ошибку измерениям нейтронных выходов калифорнийских мишеней + 0,4%.

Абсолютное измерение скорости делений в мишенях осуществлялось методом совпадений нейтрон-осколок [12]. Очевидно, скорость счета в делительном канале - F будет пропорциональна истинной скорости делений в мишени - S

$$F = \varepsilon_f S,$$

где ε_f - эффективность ионизационной камеры.

Скорость счета в нейтронном канале - N в том случае, когда эффективность нейтронного детектора - ε_n определяется только телесным углом и не зависит от вероятности испускания нейтрона и его энергии, определяется выражением

$$N = \bar{\Omega} \varepsilon_n S.$$

Скорость счета числа совпадений - C после введения поправок на разрешающее время и случайные совпадения может быть записана в виде

$$C = \bar{\Omega} \varepsilon_n \varepsilon_f^* S.$$

Отсюда истинная скорость делений в мишени будет равна

$$S = FN/C.$$

Однако в применении метода совпадений для абсолютного измерения скорости делений есть принципиальная трудность, связанная с угловой корреляцией нейтрон - осколок. Известно, что нейтроны имеют распределение, сильно вытянутое в направлении движения осколка. Это обстоятельство в сочетании с выбором направления движения осколка камерой деления является нарушением фундаментального требования методики совпадений в применении к абсолютным измерениям - изотропной эмиссии регистрируемых частиц. Попыткой обеспечения физического интегрирования по углам было создание камеры деления с полуферрическими электродами.

Осколки деления регистрировались мелкими ионизационными

камерами с межэлектродным промежутком в 2 мм, наполненными метаном до давления 2 ат, при потенциале собирающего электрода 800 в. Камеры работали в режиме импульсов тока, ширина импульса не превышала 30 нсек, электронная схема имела полосу пропускания 100 Мгц. Калифорний в количестве 1/4 - 1/2 мкг наносился на один из электродов либо методом испарения раствора, либо методом вакуумного распыления. Одна из камер имела полуоферрические электроды, две другие - плоскопараллельные.

В нейтронном канале быстрые нейтроны детектировались тонким пластическим сцинтиллятором типа "Норнуак" с эффективностью 0,01%. Уровень дискриминации нейтронного канала выбирался с таким расчетом, чтобы отсеять медленные, запаздывающие и рассеянные нейтроны. Сигнал с ФЭУ поступал на предусилитель, работающий в режиме импульсов тока, а затем на схему совпадений, разрешающее время которой варьировалось в пределах 50 - 200 нсек.

Анализ угловой корреляции нейтрон - осколок производился вращением нейтронного детектора вокруг делительной камеры с одновременным вращением самой камеры вокруг ее продольной оси для исключения влияния неоднородности активного слоя мишени. Определение истинной скорости делений в каждой камере осуществлялось усреднением измеренных угловых распределений $S = \frac{N\theta}{C} = f(\theta)$. Плоскопараллельная камера с наименьшей эффективностью регистрации осколков (за счет плохого слоя) обладала наибольшей анизотропией (23%) и давала наибольшую ошибку в определении скорости делений. Анизотропия для другой плоскопараллельной камеры со слоем, приготовленным методом вакуумного напыления, была незначительной (1%), что обеспечивало большую надежность при усреднении по углам.

Суммарные результаты по определению нейтронных выходов, скорости делений и рассчитанные по этим величинам значения $\Delta [^{252}\text{Cf}]$ для трех различных делительных камер представлены в табл. I.

Систематические ошибки при измерении скорости числа делений, обусловленные неопределенностью периода полураспада ^{252}Cf , наложением λ -импульсов, зависимостью эффективности нейтронного детектора и камеры от числа испущенных в акте деления нейтронов и рядом других факторов, складывались квадратично и линейно, добав-

Т а б л и ц а I

Полное число нейтронов на акт деления ^{252}Cf

Тип ка- мерн	$a_n \cdot 10^{-5}$, нейтр/сек	δa_n , %	$N_f \cdot 10^{-5}$, дел сек	δN_f , %	ε_f , %	Анизотропия, %	\bar{v}	Ошибка	
Плоская	5,050	0,48	1,367	1,0	60	23	3,695	0,041	1,1%
Полусфе- ричес- кая	7,220	0,40	1,934	0,40	88	4,4	3,733	0,021	0,56%
Плоская	6,786	0,38	1,8218	0,13	99,5	1,0	3,725	0,015	0,40%
Средневзвешенное							3,725	0,012	0,32%
Систематическая ошибка								0,003	
Результат							3,725	0,015	0,40%

лялись к случайным ошибкам. Измерения с каждой из камер рассмат-
ривались как независимые опыты при определении средневзвешенной
величины \bar{v} [^{252}Cf].

Независимое определение поправочных факторов, тщательный
анализ случайных и систематических ошибок позволяет утверждать,
что настоящий эксперимент обладает улучшенной достоверностью ре-
зультатов.

Выбор наиболее достоверного значения \bar{v} (^{252}Cf)

Эволюция величины \bar{v} (^{252}Cf) за последнее десятилетие
и установление наиболее достоверного значения этой величины из-
ложено в работе Ханна и Весткота [13]. Процедура обработки сво-
дится к тому, что индивидуальные данные рассматриваются отдельно
и для них находят средневзвешенные значения. Затем используют эти
входные данные в схеме подбора методом наименьших квадратов и по-
лучают набор выходных параметров. Экспериментальные величины

Среднее, полное число нейтронов на деление для ^{252}Cf

Метод измерения	Авторы	Лаборатория	Год	$\bar{\nu}$	Примечания	Адаптированное значение	Ссылка	
Железный спин-поляризатор	Асплунд-Нильсен и др. Голкинс-Дивен	Стокгольм (Швеция) Лос-Аламос (США)	1963	$3,830 \pm 0,037$	Исправленная величина на То же	$3,807 \pm 0,024$	4	
Реактор "Бонрон" с ^{235}U калибровкой	Колвин, Соверби	Харвелл (Англия)	1965	$3,713 \pm 0,015$	Авторская величина	$3,713 \pm 0,024$	8	
Значения, полученные от марганцевой ванны Национальной Физической лаборатории (Англия)	Мот, Мазер	Олдермастон (Англия)	1961	$3,727 \pm 0,056$	Исправленная величина	-	2	
Значения, полученные от марганцевой ванны Национальной Физической лаборатории (Англия)	Колвин и др.	Харвелл (Англия)	1966	$3,700 \pm 0,031$	Авторская величина	-	14	
Значения, полученные от марганцевой ванны Национальной Физической лаборатории (Англия)	Вайт, Акстон	Олдермастон (Англия)	1967	$3,796 \pm 0,031$	То же	$3,713 \pm 0,024$	5	
Значения, полученные от марганцевой ванны Национальной Физической лаборатории (Англия)	Акстон	Национальная Физическая лаборатория Теддингтон	1969	$3,700 \pm 0,020$	" "	-	15	
Значения, полученные от марганцевой ванны Национальной Физической лаборатории (США)	Мп-ванна Артонской Национальной лаборатории (США)	Артонская Национальная лаборатория (США)	1969	$3,739 \pm 0,017$	Исправленная величина на То же	$3,739 \pm 0,024$	6	
Средневзвешенное значение согласованная величина							$3,743 \pm 0,016$ $3,765 \pm 0,0104$	

$\bar{\nu}$ (^{252}Cf), подвергнутые обработке этим методом, приведены в табл.2. Экспериментальные значения $\bar{\nu}$ (^{252}Cf), полученные в опытах с жидким сцинтиллятором, были исправлены в соответствии с новыми результатами измерения энергетического спектра нейтронов деления ^{252}Cf . Кроме того, была введена поправка на паразитный захват быстрых нейтронов за счет реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)^{7}\text{Li}$, $^{32}\text{S}(n, \alpha)^{29}\text{Si}$ и $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ в опытах с марганцевой ванной, поскольку новые сечения для этих реакций были получены после публикации оригинальных работ по измерению $\bar{\nu}$ (^{252}Cf).

Имеется два источника возможных систематических ошибок, ответственных за расхождение результатов: регистрация запаздывающих γ -квантов жидким сцинтиллятором и нестабильность раствора за счет реакции Спилларда - Чалмерса в опытах с активацией марганца. Было отмечено, что при нейтронном облучении марганец может выпадать в осадок, количество которого зависит от концентрации раствора, температуры, дозы облучения и ряда других факторов. Что касается запаздывающих γ -квантов, то поправка на этот эффект для ^{252}Cf составляет $(0,25 \pm 0,012)\%$ и, следовательно, не может служить причиной существующего расхождения результатов.

Все полученные к настоящему времени экспериментальные значения $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) могут быть сгруппированы в четыре независимые категории: измерения с жидким сцинтиллятором, на сборке "Борон", измерения, результаты которых зависят от марганцевой ванны Национальной Физической лаборатории (Теддингтон, Англия) и измерения с марганцевой ванной Аргоннской Национальной лаборатории (Аргонн, США). Такое рассмотрение приводит к четырем "адаптированным" средним значениям $\bar{\nu}$ (^{252}Cf). При последующем усреднении Ханна и Весткот приписывают равные "веса" всем четырем категориям измерений, что приводит к прямому средневзвешенному значению: $\bar{\nu} (^{252}\text{Cf}) = 3,743 \pm 0,016$. В результате обработки по схеме соответствия методом наименьших квадратов получается величина $\bar{\nu} (^{252}\text{Cf}) = 3,7653 \pm 0,0104$, которая зависит от точности η и λ -величин делящихся изотопов и точности измерения отношения среднего числа нейтронов на деления для этих изотопов к $\bar{\nu}$ (^{252}Cf).

Л и т е р а т у р а

1. Grubler P., Hutchins B.A., Cowan G.L. - Nuclear Data for Reactors (Proc. Conf. Helsinki, 1970), 2, paper 26/102. IAEA, Vienna, 1970.
2. Moat A., Mather D.S., Mc Taggart M.N. - J. Nucl. Energy, 1961, A/B 15, 102.
3. Hopkins J.C., Diven B.C. - Nucl. Phys., 1963, 48, 433.
4. Asplund-Nilsson J., Conde H., Starfelt N. - Nucl. Sci. Engng, 1963, 16, 124.
5. White P.H., Axton E.J. - J. Nucl. Energy, 1968, 22, 73.
6. De Volpi A., Porges K.G. - Nuclear Data for Reactors (Proc. Conf. Paris, 1966) 1, 297. IAEA, Vienna, 1967.
7. De Volpi A., Porges K.G. - Phys. Rev., 1970, C, I, 683.
8. Colvin D.W., Sowerby M.G. - Physics and Chemistry of Fission (Proc. Symp. Salzburg, 1965) 2, 25. IAEA, Vienna, 1965.
9. Westcott C.H., Ekberg K., Hanna G.C., Pattenden N.S., Sanatani S., Attree P.M. - Atom. Energy Rev., 1965, 2, 3, 3.
10. Cox S., Fields P., Friedman A., Sjöblom E., Smith A. - Phys. Rev., 1958, 112, 960.
11. De Volpi A., Porges K.G., Armani R.J. - Standardization of Radionuclides (Proc. Symp. Vienna 1966), 717. IAEA, Vienna, 1967.
12. Porges K.G., De Volpi A. - Standardization of Radionuclides (Proc. Symp. Vienna 1966), 693. IAEA, Vienna, 1967.
13. Hanna G.C., Westcott C.H., Lammel H.D., Leonard B.R., Story J.S., Attree P.M. - Atom. Energy Rev., 1969, 4, 7, 3.
14. Colvin D.W., Sowerby M.G., Macdonald B.I. - Nuclear Data for Reactors (Proc. Conf. Paris 1966) 1, 307. IAEA, Vienna, 1967.
15. Axton E.J., Bardell A.G., Audric B.N., BANDO (UK) - 110, 1969.

ЧЕРТЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПРИ ДЕЛЕНИИ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

П.Е. Воротников

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Сообщаются результаты канального анализа деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения. Полученные данные не укладываются в рамки традиционных представлений о проницаемости потенциального барьера, но находят естественное объяснение в предположении о связи деления с фазовым переходом в ядре при $E^* \sim 8$ Мэв.

The results of the channel analysis of heavy nuclei fission at low energies are given. The data obtained do not correspond to the traditional understanding of the potential barrier penetrability but they have a natural explanation assuming the dependence of fission on the phase transition in a nucleus at ~ 8 Mev.

Метод канального анализа процесса деления [1] представляется наиболее свободным от ограничений, связанных с использованием конкретных моделей, благодаря этому наиболее обещающим с точки зрения проверки существующих представлений и получения новых сведений. Настоящий доклад является обобщением результатов, опубликованных ранее [2, 3] и новых, полученных этим методом.

1. Для расчета ширины и сечений реакций на основе статтеории необходимо знание зависимости плотности состояний $\rho_0 = \rho_I / (2I+1)$ от энергии возбуждения ядра E^* . На рис.1 показаны эмпирические $\rho_0(E^*)$, полученные из анализа [4] экспериментальных данных о $\sigma_{nr}(E_n)$ и $\sigma_{n,n'}(E_n)$ на Th^{232} и Pu^{239} , рекомендованных в компиляции [5]. Точность этих кривых, нормированных по ρ_0 при энергии связи нейтрона B_n , составляет около 30%. Различие $\rho_0(E^*)$ для четно-четных I и четно-нечетных II ядер связано, очевидно, со спариванием нуклонов,

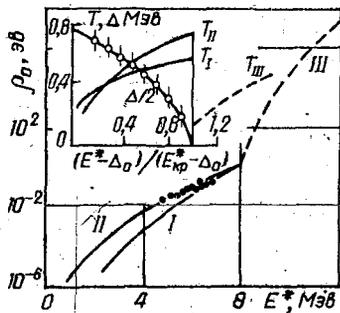


Рис.1.

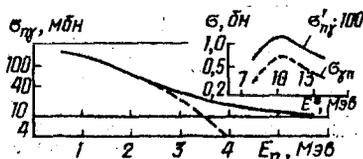


Рис.2.

На вставке показаны зависимости от E^* энергии спаривания Δ и $T = \partial E^* / \partial \ln \rho_0$. Отметим, что кривые для четно-нечетных ядер заметно отличаются от теоретического расчета [6] и соответствуют случаю свободного ферми-газа с $\alpha \sim 23$ и $\Delta_0 \leq 0,25$ Мэв. Пересечение $\rho_0(E^*)$ при $E^* \sim 8$ Мэв естественно трактовать как фазовый переход, связанный с исчезновением спаривания.

Как видно из рис.2, согласие расчета с экспериментом можно добиться лишь до $E_n \sim 3$ Мэв, т.е. $E^* \approx E_{кр}$. При больших E^* эксперимент идет значительно выше расчета. Это, вероятно, связано с возбуждением состояний типа гигантского резонанса, на что указывает подобие $\sigma'_{n\bar{\nu}}(E_n) = \sigma'_{n\bar{\nu}} \text{эксп}(E^*) - \sigma'_{n\bar{\nu}} \text{расч}(E^*)$ на Th^{232} и сечения обратного процесса $\sigma_{\bar{\nu}n}$ на близком ядре U^{238} [7]. Отметим, что согласие можно сохранять, если предположить, что выше $E_{кр}^*$ плотность состояний резко возрастает (кривые III на рис.1), а средний матричный элемент для f -переходов между состояниями, лежащими выше $E_{кр}^*$ на 1 - 1,5 порядка, превышает аналогичную величину ниже $E_{кр}^*$.

Насколько можно судить по экспериментально измеренным $\rho_0(E_n)$ (точки на рис.1) и $\sigma_{n\bar{\nu}}(E_n)$, зависимости $\rho_0(E^*)$ близки с точностью до указанных выше 30% для всех заториевых ядер.

2. Как пример на рис.3 показаны результаты каналового анализа деления нейтронами Th^{232} . Были проведены тщательные измерения дифференциального сечения этого процесса.

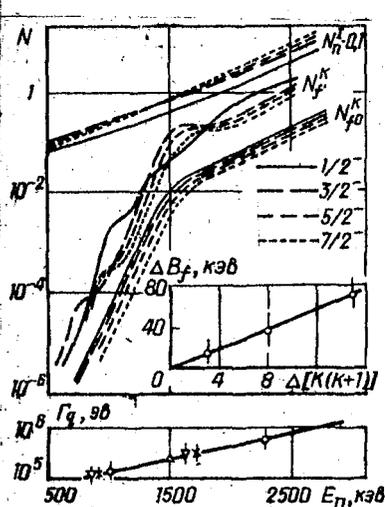


Рис.3.

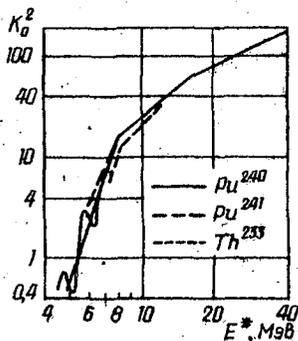


Рис.4.

Как и ранее [2, 3], основой анализа служила формула

$$\sigma_{nf}(U, E_n) = \frac{\lambda^2}{4} \sum_{K \leq I} \sum_{I'} (2I+1) T_{I'K} (E_n) \frac{\sum_{K \leq I} N^K (E_n - \Delta E_{IK}^{IK}) N_{IK} (U)}{\sum_{K \leq I} N^K (E_n - \Delta E_{IK}^{IK}) + N_n^I (E_n) + N_n^f (E_n)}, \quad (I)$$

где $T_{I'K}$ - коэффициенты прилипания нейтронов; N_{IK} - парциальные угловые распределения осколков, специфические для каждой пары I и K; N - "числа открытых каналов", равных ширинам соответствующих процессов, умноженным на $2\pi(2I+1)\rho_D$, $\Delta E_{IK}^{IK} = \frac{\hbar^2}{2U_1} [I(I+1) - K(K+1)]$ - поправка на вращение ядра поперек оси деформации.

Из анализа экспериментальных данных следует, что $\hbar^2/2U_1 = 2,5 \pm 0,8$ КэВ. Как и для других четно-четных ядер [2, 3], эксперимент полностью объясняется при учете только ρ - и f -нейтронов, т.е. отрицательных состояний делящегося ядра.

В верхней части рисунка показаны $N_n^I (E_n)$, рассчитан-

ные с учетом уровней коллективной природы в "щели" и $\rho_0(E^*)$ и.л. Ниже расположены $N_f^K(E_n)$ для разных K и $X = (-)$. Для устранения эффектов квазистационарных состояний, проявляющихся в ступеньках и максимумах $N_f^K(E_n)$, как и в работах [2, 3] использовали соотношение

$$N_f^K(E^*) = N_{f0}^K(E^*) \left[1 + \Gamma_0 \sum_i \frac{\Gamma_{qi}^K}{(E^* - E_{qi}^K)^2 + (\Gamma_{qi}^K/2)^2} \right], \quad (2)$$

где Γ_{qi}^K и E_{qi}^K - ширина и энергия i -того состояния с данным K . Полученные N_{f0}^K при минимальном $\Gamma_0 = 1,6$ Мэв также показаны ниже.

3. Интересен систематический сдвиг кривых $N_{f0}^K(E^*)$, носящий явно ротационный по K характер, т.е. связанный с вращением ядра вдоль оси деформации. Этот сдвиг, как видно на вставке к рисунку, позволяет определить продольный момент инерции делящегося ядра

$$\hbar^2/2\mathcal{I}_n = \Delta V_f^K / \Delta [K(K+1)] = 4,8 \pm 0,8 \text{ кэВ}, \quad (3)$$

где V_f^K - порог деления для состояний с данным K .

Ротационный характер сдвига кривых и малое значение $\hbar^2/2\mathcal{I}_n$ можно объяснить лишь предполагая, что ядро перед делением не холодное, как принято считать, а достаточно горячее, причем его деформация близка к деформации основного состояния - \mathcal{I}_n и соответствует твердотельному продольному моменту ядра с $\delta = 0,25 \pm 0,1$. Этот вывод делает весьма проблематичной возможность определения одночастичной структуры переходного состояния или расчет формы потенциального барьера путем суммирования одночастичных энергий [8].

4. Выше порога деления $V_f \approx 1500$ кэв $N_{f0}^K(E^*)$ не остается постоянным, а плавно экспоненциально растет, достигая единицы при $E_n = 3,2 \pm 0,2$ Мэв, т.е. $E^* = E_{кр}^*$. Прямой расчет

показывает, что такое поведение N_{f0} не может быть объяснено последовательным включением новых каналов - вблизи B_f должны были бы наблюдаться ступени в $N_{f0}(E^*)$. Таким образом, с точки зрения статистической теории высота барьера деления, т.е. E^* , соответствующая полностью открытому каналу реакции, равна $E_{кр}^*$. Между B_f и $E_{кр}^*$, как видно из сравнения рис.3 и 1,

$$\Gamma_{f0}(E^*) = \frac{N_{f0}(E^*)}{2\pi\rho(E^*)} = \frac{N_{f0}(E_{кр}^*)}{2\pi\rho(E^*)} \left[\frac{\rho(E^*)}{\rho(E_{кр}^*)} \right]^2 = \frac{1}{2\pi\rho_{кр}} \cdot \frac{\rho(E^*)}{\rho(E_{кр}^*)} = \Gamma_{f0,кр} e^{-\lambda S}, \quad (4)$$

где λS - разность энтропий критического состояния и состояния с данной E^* . Такую энергетическую зависимость вероятности деления можно понять, лишь предположив, что она в этом интервале E^* определяется вероятностью флуктуативного перехода ядра в критическое состояние. Поскольку время жизни такой флуктуации $\tau_0 = \hbar/\Gamma_0 \approx 4 \cdot 10^{-22}$ сек, переход можно рассматривать как виртуальный.

5. На рис.3 показана зависимость ширины квазистационарных состояний Γ_q от E^* с учетом энергетического разрешения эксперимента. Критическая энергия возбуждения вновь оказывается выделенной - в этой точке Γ_q сравниваются с Γ_0 . Ниже $E_{кр}^*$ $\Gamma_q(E^*) \sim \rho(E^*)$ и естественно предполагать, что Γ_q связаны с расходом квазистационарных состояний на обычные состояния компаунд-ядра. Поскольку матричный элемент такого перехода, оцененный по известным $\Gamma_q(E^*)$ и $\rho(E^*)$, не зависит от E^* - он порядка 1 кэВ - и не меняется даже при переходе через B_f то, очевидно, он не связан с проходимостью потенциального барьера, независимо от того, является барьер одногорбым или двугорбым [8].

6. Предполагая, как обычно, распределение состояний с данным I по доступным $K \leq I$ бoльцмановым, можно из экспериментальных данных об анизотропии деления $A = G_f(0^\circ) / G_f(90^\circ) - 1$ найти дисперсию распределения K_0^2 [9].

$$\kappa_0^2 = \frac{y t}{\hbar^2}, \quad (5)$$

где y — момент, определяющий распределение, в нашем случае y_{\parallel} , а t — болыцманова температура ядра.

На рис.4 показаны зависимости $\kappa_0^2(E^*)$ для некоторых делящихся ядер. Если отвлечься от колебаний, связанных с квази-стационарными состояниями, то обращает на себя внимание четкий излом кривых при $E^* \sim 8$ Мэв. Согласно уравнению (5) это означает, что изменяется либо $y_{\parallel}(E^*)$, либо $t(E^*)$, т.е. в обоих случаях имеется фазовый переход в делящемся, как принято считать сильно деформированном, ядре. Удивительно, однако, совпадение $E_{\phi.\parallel}^*$ и $E_{\kappa\rho}^*$, найденное в п.1 и относящееся очевидно, к ядру с деформацией основного состояния. По-видимому, ядро не затрачивает энергии на деформацию при переходе из основного состояния в седловое, не меняет деформации, что подтверждает вывод, полученный в п.3.

7. Используя метод определения $\kappa_{0\kappa\rho}^2$, описанный в предыдущем пункте, выражение (5) и значение $\hbar^2/2y_{\parallel}$, полученное в п.3, найдем $t(E_{\kappa\rho}^*)$. Соответствующие величины для ряда изотопов Th, U, Pu показаны на рис.5 крестами. На том же рисунке точками изображены значения $\hbar\omega/2\pi = \alpha E^* / \alpha \ln N_{f0}(E^*)$ при $E^* < B_f$, характеризующие, как принято считать, "кривизну" барьера деления вблизи его вершины [1]. В рамках существующих представлений трудно объяснить близость характеристик формы потенциального барьера и статистики распределения компаунд-ядер по состояниям вращения. По-видимому, нам не избежать предположения о том, что $N_{f0}(E^*)$, а следовательно, и $G_f(E_{\parallel})$ ниже B_f отражает не проницаемость барьера, а температурный рост с E^* плотности или заселенности некоторых состояний, являющихся переходными для эволюции ядра к разделению на осколки. В этом случае второй сомножитель в формуле Хилла — Уилера [1]

$$N_f(E^*) = [2\pi\rho(E^*)]^{-1} \left[1 + \exp 2\pi \frac{B_f - E^*}{\hbar\omega} \right]^{-1} \quad (6)$$

относится не к провищаемости барьера, а является известной функцией распределения Ферми - Дирака с $t = \hbar\omega / 2\pi$.

Объединяя формулы (2), (4) и (6), получим общее выражение для вероятности деления ниже $E_{кр}^*$

$$\Gamma_f^k(E^*) = \frac{1}{2\pi \rho_{кр}} e^{-\Delta S} \left[1 + \frac{\rho_{кр} \hbar \omega}{2\pi U} \frac{B_f^k - E^*}{t} \right]^{-1} \left[1 + \Gamma_0 \sum_i \frac{\Gamma_{qi}^k}{(E^* - E_{qi}^k)^2 + (\Gamma_{qi}^k/2)^2} \right]^{-1} \quad (7)$$

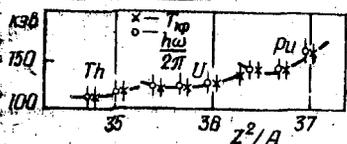


Рис. 5.

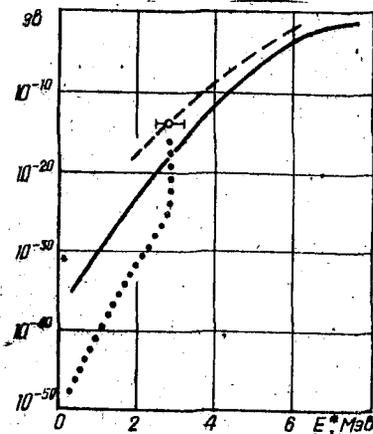


Рис. 6.

Заметим, что при $E^* > E_{кр}^*$ полученная из данных рис. 4. $t(E^*)$ совпадает с $T(E^*)$ для кривой III рис. 1.

8. Формула (7) позволяет объяснить периоды спонтанного деления ядер из основных и изомерных состояний. Как пример рассмотрим компаунд-ядро Am^{242} , для которого $B_f = 6,55$ Мэв, $t = 155$ кэв [10]. Предположим, что $t(E^*)$ соответствует свободному ферми-газу, т.е. подобна $T(E^*)$ для нечетных ядер. На рис. 6 сплошной линией показана $\Gamma_{f0}(E^*)$, а штриховой - $\Gamma_{fmax}(E^*)$, т.е. резонансное значение Γ_f

в квазистационарных состояниях. Видно, что кривые объясняют значения $\Gamma_f \approx 4 \cdot 10^{-14}$ эв для спонтанно-делящегося изомера с $E_{из}^* \sim 3$ Мэв и $\Gamma_f \approx 10^{-37}$ эв для спонтанного деления из основного состояния. Для сравнения пунктиром показана $\Gamma_f'(E^*)$, соответствующая модели двугорбого барьера [8] - для деления из основного состояния получаем $\tau_f \geq 10^{27}$ лет, что в $\sim 10^{15}$ раз выше ожидаемого из систематики периодов.

9. Рис.7 иллюстрирует четкую корреляцию ряда характеристик ЧН, сильно возбужденных делящихся ядер - $E_{кд}^*$, B_f , среднее расстояние между квазистационарностями D_q - с энергиями первых

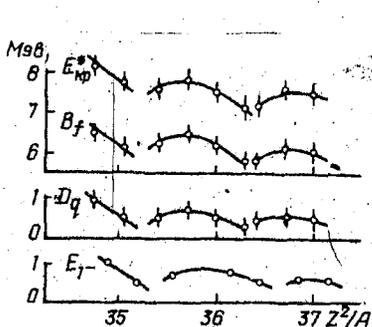


Рис.7.

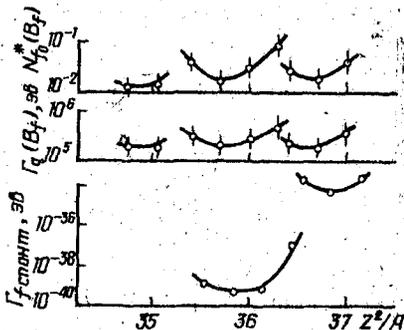


Рис.8.

уровней Γ ЧЧ ядер-мишеней. Если эти уровни связаны с октупольной деформацией, то это говорит о том, что ядро перед делением имеет грушевидную форму и объясняет несимметричное массовое распределение, особенно усиливающееся в квазистационарных состояниях [3]. Во всяком случае подобных корреляций с B_n, E_β, E_γ нет, как нет и падения B_f с ростом Z^2/A , соответствующего барьерным каплевым представлениям. Кривые, относящиеся к делящимся ядрам, кажутся сдвинутыми на $\Delta(Z^2/A) \approx 0,15$ (на одну массовую единицу) влево относительно ядер-мишеней. Возможно, это свидетельствует о том, что деление определяется поведением ЧЧ остова, его структурой. Интересно, что $E_{кд}^* - B_f \approx \Gamma_0 \approx \Delta_0$, что, видимо, поддерживает точку зрения, высказанную в п.7. Аналогичные корреляции показаны на рис.8, где две верхние кривые отно-

сятся к ЧН делящимся ядрам, а нижняя - к ЧЧ ядрам в основном состоянии. Приведенные на рис. 5, 7, 8 данные позволяют свести задачу определения вероятности деления при $E^* < E_{кр}^*$ к расчетной.

10. Подобные результаты были получены при анализе и других процессов деления - (γ, f) , (d, pf) , ЧЧ, ЧН и НЧ ядра-мишени - [3, 10] и, вероятно, достаточно общи, по крайней мере, для области $z^2/A > 34$.

Л и т е р а т у р а

1. Wheeler J.A. - Fast Neutron Physics Part II. Interscience Publ., 1963.
2. Воротников П.Е. - ЯФ, 1968, 7, 1228.
3. Воротников П.Е. Квазистационарные состояния и деление тяжелых ядер вблизи порога. - Препринт ИАЭ - 1858, 1969.
4. Воротников П.Е. Эмпирические зависимости плотности уровней тяжелых ядер от энергии возбуждения. - Progr. и тезисы XII ежегод. совещания по ядер. спектроскопии, Л., 1971.
5. UKAEA Nuclear Data Library, Feb., 1968.
6. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, 1969.
7. Duffield E.B., Huizenga J.R. - Phys. Rev., 1953, 89, 1042.
8. Strutinsky V.M., Bjornholm S. - Proc. Symp Nucl Structure, Dubna, 1968.
9. Смиренин Г.Н., Нестеров В.Г., Тишин А.С. - ЯФ, 1967, 6, 921.
10. Воротников П.Е. - ЯФ, 1969, 9, 538.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ, ПРИВОДЯЩИХ К СПОНТАННО ДЕЛЯЩИМСЯ ИЗОМЕРАМ

Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, Т.Надь, И.Ф. Харисов
(Объединенный Институт ядерных исследований)

Исследовались реакции радиационного захвата нейтронов, приводящие к спонтанно делящимся изомерам ^{236}U , ^{242}Am , ^{244}Am .

Измерения проводились с нейтронами с энергией выше 0,5 Мэв и тепловыми. Обнаружены корреляция процессов образования изомера и вынужденного деления. Полученные результаты обсуждаются на основе модели двугорбого барьера.

The reaction of radioactive capture of neutrons, leading to spontaneously fissioning isomers of ^{236}U , ^{242}Am , ^{244}Am , were investigated. The measurements were performed with neutrons of an energy more than 0,5 MeV and with thermal neutrons. The correlation of processes of isomer formation and induced fission was observed. These results are discussed on the basis of a double-humped barrier model.

Известно, что ряд экспериментальных данных, полученных в последние годы, (спонтанно делящиеся изомеры [1], модуляция подбарьерных делительных резонансов [2], угловое распределение осколков при фотоделении [3], не укладывается в рамки прежних представлений о барьере деления. По-видимому, все эти явления отражают сложную структуру барьера деления. Расчеты оболочечных поправок к капельному барьеру деления, выполненные В.М.Струтинским [4], показали, что в ядрах актиноидных элементов реальный барьер деления имеет форму двугорбой кривой. Система уровней в потенциальной яме на барьере деления существенно влияет на процесс деления при низких энергиях возбуждения, а нижний уровень этой системы является изомерным. В этой модели процессы образования изомера и вынужденного деления имеют общую природу: сначала преодолевается первый барьер, а затем энергия возбуждения либо снимается в виде γ -излучения (образование изомера), либо идет на преодоление второго барьера (деление). Поэтому измерение отношений сечений образования спонтанно делящихся изомеров при радиационном захвате нейтронов и вынужденного деления для различных энергий нейтронов представляет большой интерес, поскольку позволяет судить о сложной структуре барьера деления. Такие измерения для изо-

меров ^{242}Am и ^{244}Am при энергиях нейтронов выше 0,3 Мэв проведены в работах [5 - 6].

Целью настоящей работы было измерение указанных выше отношений в реакциях $^{235}\text{U} + n$, $^{241}\text{Am} + n$, $^{243}\text{Am} + n$ как для быстрых, так и тепловых нейтронов. В случае изомеров ^{242}Am и ^{244}Am , имеющих периоды полураспада соответственно 14 и 1,1 мксек, для измерения сечений использовался пульсирующий пучок нейтронов. Источником нейтронов с энергией выше 0,5 Мэв служил пульсирующий пучок протонов электростатического генератора лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, облучающий литиевую мишень. Пульсирующий пучок тепловых нейтронов был получен при замедлении в парафине нейтронов из реакции ^9Be (использовались дейтоны с энергией 18 Мэв, ускоренные на изохронном циклотроне лаборатории ядерных реакций ОИЯИ).

Осколки деления регистрировались ионовым счетчиком, внутри которого находились облучаемые мишени ^{241}Am и ^{243}Am . Идентификация получающегося в реакции спонтанно делящегося изомера производилась по периоду полураспада. Из отношения числа импульсов счетчика в отсутствие нейтронов и во время облучения можно получить отношение сечений образования изомера и вынужденного деления. Зависимость этого отношения от энергии представлена на рис. 1. Виден слабый спад этого отношения с ростом энергии нейтронов.

В случае изомера ^{236}U с периодом полураспада 70 нсек необходимо использовать пучки нейтронов очень малой длительности. Получение таких пучков сложно, кроме того, фон от рассеянных нейтронов в период между импульсами существенно ограничивает чувствительность измерений, поэтому для измерения сечения образования изомера ^{236}U использовался другой метод. При захвате нейтрона очень слабая ветвь γ -излучения ведет к изомерному состоянию. Осколки деления от распада изомерного состояния будут задержаны во времени (эта задержка определяется периодом полураспада изомера) по отношению к испускаемым γ -квантам. Поэтому наличие запаздывающих совпадений осколков деления и γ -квантов или электронов конверсии будет указывать на образование в данной реакции спонтанно делящегося изомера.

Спектр совпадений осколков деления и электронов конверсии,

полученный при облучении мишени ^{235}U тепловыми нейтронами, представлен на рис.2. Осколки деления регистрировались кремниевым поверхностно-барьерным детектором, а электроны конверсии в диапазоне энергии 40 - 100 кэв - пластиковым сцинтиллятором. В спектре наряду с интенсивной ветвью мгновенных совпадений наблюдается олабая ветвь запаздывающих совпадений с периодом полураспада 80 нсек, которая связана с образованием спонтанно делящегося изомера ^{236}U при радиационном захвате тепловых нейтронов. Сечение образования изомера ^{236}U определялось в предположении, что на один акт образования изомера испускается один электрон конверсии.

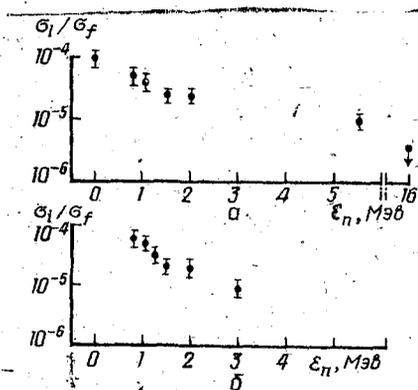


Рис.1. Зависимость отношения сечений образования изомера и вынужденного деления $\frac{\sigma_i}{\sigma_f E_0}$ от энергии нейтронов ϵ_n : а - $^{241}\text{Am} + n$; б - $^{243}\text{Am} + n$.

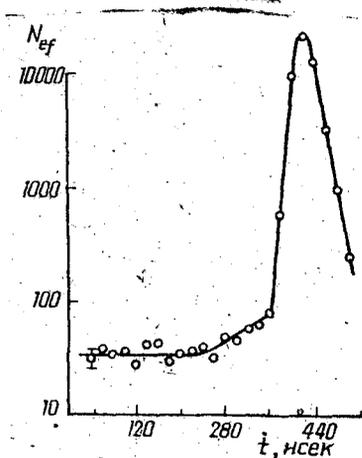


Рис.2. Зависимость числа совпадений электронов конверсии с осколками деления N_{ef} от времени задержки t .

В таблице представлены сечения образования спонтанно делящихся изомеров (σ_i) ^{236}U , ^{242}Am и ^{244}Am при захвате нейтронов с энергией 1 Мэв и тепловых. Приводятся также сечения вынужденного деления соответствующих ядер (σ_f) - ^{235}U , ^{241}Am , ^{243}Am - и отношения $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$. Из таблицы можно

Сечения образования спонтанно делящихся изомеров

Изотоп	σ_n	σ_i , мбарн	σ_f , барн	$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} \cdot 10^{-4}$
^{236}U	0,025 эв	~60	580	~1
^{242}Am	0,025 эв	$0,3 \pm 0,1$	3,1	$1,0 \pm 0,3$
	1 Мэв	$0,04 \pm 0,015$	1,3	$0,3 \pm 0,1$
^{244}Am	0,025 эв	$< 0,01$	$< 0,05$	
	1 Мэв	$0,04 \pm 0,015$	1,0	$0,4 \pm 0,15$

видеть корреляцию сечений процессов образования спонтанно делящихся изомеров и вынужденного деления. Например, изотоп ^{235}U , делящийся с большим сечением, приводит при захвате теплового нейтрона к изомеру также с большим сечением. В то же время изотоп ^{243}Am , который не делится тепловыми нейтронами, не образует и изомера при захвате теплового нейтрона. Эта корреляция указывает, по-видимому, на то, что в данных ядрах вероятность деления определяется в основном первым барьером.

Л и т е р а т у р а

1. Поликанов С.М., Друин В.А. и др. - ЖЭТФ, 1962, 42, 1464.
2. Migneco E., Theebald G. - Nucl. Phys., 1968, A112, 603.
3. Капица С.П., Работнов Н.С. и др. - ЯФ, 1970, II, 508.
4. Strutinsky V.M. - Nucl. Phys., 1967, A95, 420.
5. Plerov G.N., Fleve A.A. et al. - Nucl. Phys., 1967, A102, 443.
6. Boca I., Martalogu N. et al. - Nucl. Phys., 1969, A134, 541.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА ДЕЛЯЩЕГОСЯ
ИЗОМЕРА В РЕАКЦИИ $^{235}\text{U} + n$

П.Е.Воротников, Г.А.Отрошенко

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Измерено отношение сечений образования изомера и мгновенного деления в реакции $^{235}\text{U} + n$ для энергий нейтронов 1,05; 0,20 и 0,05 Мэв. Вычислены соответствующие изомерные отношения, оказавшиеся значительно выше величин, обычно получаемых в экспериментах с заряженными частицами. Результаты сравниваются с данными других авторов.

The ratio of fission isomer production to prompt fission yield for $^{235}\text{U} + n$ reaction was measured at 1,05, 0,20 and 0,05 MeV neutron energies. The corresponding isomeric ratios were calculated and found to be markedly higher than typical one's obtained in the experiments with charged particles. The results are compared with other authors' data.

Делящиеся изомеры с момента их открытия [1] интенсивно изучались во многих лабораториях мира. В настоящее время накоплен довольно большой фактический материал, во многом получивший качественное объяснение в рамках модели двугорбого барьера, предложенной В.М.Струтинским [2]. Подавляющее большинство работ по изомерам выполнено на заряженных частицах (протоны, дейтроны и более тяжелые ядра). Поскольку величина сечения образования изомеров обычно мала (сотни и десятки микробарн), возможность получения интенсивных первичных потоков при использовании заряженных частиц составляет очевидное преимущество этого метода. Однако с точки зрения понимания явления было бы интересно провести аналогичные исследования с использованием других способов возбуж-

дения изомеров, например, в реакциях с нейтронами. В этих реакциях идентификация полученного изомера строго однозначна. Захват нейтрона и образование изомера могут происходить при малых энергиях нейтронов, т.е. без внесения в ядро большого углового момента. Поэтому сравнение с данными по заряженным частицам позволило бы получить дополнительные сведения о роли углового момента. Этот вопрос особенно интересно исследовать в связи с обнаружением у ряда ядер двух изомеров с различными временами жизни. Представляют также интерес исследования о нейтронами больших энергий, когда в результате процесса (n, n') возможно получение изомера ядра-мишени. Работы на нейтронах ведутся и в СССР, и за рубежом, но экспериментальных данных получено еще сравнительно мало.

Нашей первой попыткой в этом направлении является настоящая работа по исследованию энергетической зависимости выхода изомера ^{236m}fU , имеющего время жизни 110 нсек, в реакции $^{235}U + n$. Работа велась на импульсном электростатическом ускорителе. Ширина протонного пучка в этих экспериментах устанавливалась в 10 нсек при частоте посылок 4 МГц. Средний ток протонов составлял 6 мкА. Для получения нейтронов использовались реакции $T + p$ (в измерениях о нейтронами энергии 1,05 и 0,20 Мэв) и $Li + p$ (нейтроны энергии 0,05 Мэв). Для регистрации осколков деления слой ^{235}U толщиной 1 мг/см² и диаметром 2,5 см помещался в газовую сцинтилляционную камеру, заполнявшуюся ксеноном и смонтированную на фотокатоде ФЭУ-39. Импульсы с анода фотоумножителя направлялись на дискриминатор, пропускавший лишь импульсы от осколков деления. Далее импульсы поступали в схему временного анализа.

Малая величина сечения образования изомера накладывает довольно жесткие условия на величину фона, создаваемого рассеянными нейтронами в измерительном зале. Рис. 1 демонстрирует фоновые условия в наших экспериментах. Сплошная кривая представляет временной спектр делений, полученный с образцом ^{237}Np в камере при облучении его нейтронами с энергией 1 Мэв. В силу того, что сечение деления нептуния быстро падает в сторону малых энергий, эта кривая дает фоновую ситуацию для быстрых нейтронов. Как видно, фон составляет величину около $3 \cdot 10^{-6}$ от чис-

да делений в максимуме. Его происхождение обязано, главным образом, быстрым нейтронам, идущим из самого ускорителя. Эти измерения позволяют дать верхнюю границу сечения образования изомера ^{238m}Np на 1 Мэв нейтронах порядка 10 мкбарн. "Затягивание" пиков по ходу времени, видное на рисунке, вызвано рассеянием быстрых нейтронов в корпусе фотоумножителя и штативе, держащем камеру. Пунктирная кривая на том же рисунке, полученная с образцом ^{235}U , дает фоновые условия, определяющиеся рассеянными нейтронами малых энергий. Здесь ситуация хуже, и без специальных мер по снижению фона сечения выхода изомера порядка 100 мкбарн будут, по-видимому, предельными для ядер типа ^{235}U . Как и следует ожидать, затягивание пиков мгновенного деления во времени здесь тоже больше.

Выход изомера определялся из двух измерений, проводившихся на разных расстояниях образца от мишени - источника нейтронов, полный поток которых регистрировался борным счетчиком. Отношение чисел мгновенных делений в обоих измерениях, приведенных к одинаковому потоку нейтронов, определяет изменение телесного угла, что дает возможность отделить деление изомера от фона, поскольку при изменении положения образца фон не меняется (этот факт проверялся экспериментально). Рис. 2 демонстрирует временные спектры делений, полученные для 1 Мэв нейтронов при близком (1 см, сплошная кривая) и далеком (5 см, пунктир) расположении образца. Для сравнения выбирались участки спектров, достаточно далекие от обоих пиков (особенно при малых энергиях), чтобы избежать влияния затягивания. На рис. 3 изображена интегральная зависимость числа отсчетов в выбранном участке спектра в сравнении с интегральной кривой, построенной для времени жизни 110 нсек. После выделения эффекта его величина пересчитывалась в полный выход изомера между пиками по времени жизни 110 нсек. Полученные результаты сведены в таблицу. Последняя графа дает изомерное отношение, вычисленное по полученным данным с использованием известной величины λ [3].

С учетом обозначенной точности результаты удовлетворительно согласуются с утверждением о независимости изомерного отношения от энергии. А. Эвлин [4] дает для $E_n = 2,2$ Мэв величину $R = 3,1 \cdot 10^{-4}$, что, по-видимому, соответствует полученной

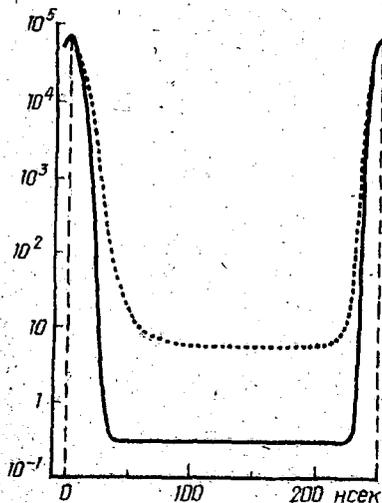


Рис.1.

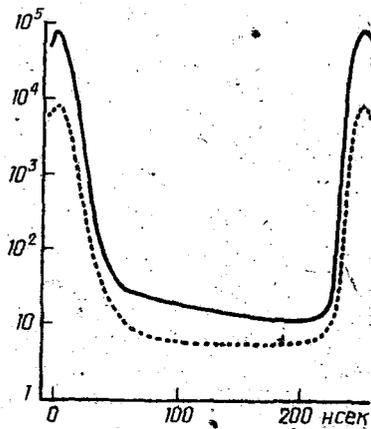


Рис.2.

Здесь величине для $E_n = 1$ Мэв: Ю.П.Гангрский [5] для тепловой области дает $R = 1,5 \cdot 10^{-4}$, что приводит к изомерному отношению заметно ниже полученного нами, хотя здесь есть возможность согласовать результаты. В работе И.Бока и др. [6] приводятся аналогичные данные для области энергий нейтронов от 0,25 до 4 Мэв. Величины R , приводимые этими авторами, на порядок больше полученных в настоящей работе, что связано, очевидно, с большими экспериментальными ошибками этой группы.

$E_n, \text{Мэв}$	$R = \sigma_{is} / \sigma_f$	$\delta R, \%$	$\sigma_{is} / \sigma_{nf}$
1,05	$5,9 \cdot 10^{-4}$	21	$7,0 \cdot 10^{-3}$
0,20	$6,6 \cdot 10^{-3}$	38	$3,3 \cdot 10^{-2}$
0,05	$3,0 \cdot 10^{-3}$	36	$9,2 \cdot 10^{-3}$

Полученные в настоящей работе величины изомерных отношений при возбуждении изомера нейтронами сильно отличаются от того, что получается при образовании изомеров на заряженных частицах. Этот факт уже отмечался в литературе [4]. Является ли это закономерным при возбуждении изомеров нейтронами или случайным, должны выяснить дальнейшие исследования.

Л и т е р а т у р а

1. Поликанов С.М. и др. - ЖЭТФ, 1962, 42, 1464.
2. Strubinsky V.M. - Nucl. Phys. 1967, A95, 420, 1968, A122, I.
3. Neutron Cross Sections, BNL, 325.
4. Elwyn A.J., Ferguson A.T.G. - Second IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969, p.457.
5. Гангрский Ю.П. и др. - Доклад на XXI ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М., 1971.
6. Boca I. et al. - CRD-12-1970, Institute for Atomic Physics, Bucharest.

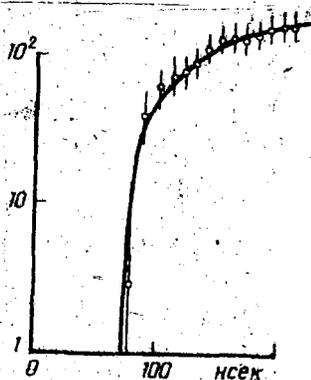


Рис.3.

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР
НА ВЫХОДЫ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ

А.И.Сергачев, М.З.Тараско, П.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов
(Физико-энергетический институт ГН АЭ СМ СССР)

Изучалась энергетическая зависимость выходов и кинетических энергий осколков при делении урана-233, урана-235, плутония-238, плутония-239 нейтронами в интервале энергий 0 - 6 и 15 Мэв.

The energy dependence of fragment yields and kinetic energies for neutron induced fission of U^{233} , U^{235} , Pu^{238} and Pu^{239} below 15 MeV has been studied.

В настоящей работе представлены результаты измерений выходов γ и кинетических энергий E_k осколков для урана-233, урана-235, плутония-238 и плутония-239 в широком диапазоне энергий нейтронов. Метод измерений описан ранее [1]. На рис. 1 приведены экспериментальные результаты для E_k . Следует отметить немонокотность энергетической зависимости E_k при энергиях возбуждения над порогом деления, сравнимых с ожидаемой величиной щели в энергетическом спектре переходных состояний. На вставке показана энергетическая зависимость E_k и κ_0^2 для плутония-239. Если увеличение κ_0^2 при $E_n > 0,6$ Мэв объяснить возбуждением первой пары квазичастиц [2], то и скачок в E_k при $E_n = 0,6$ Мэв можно связать с этим же явлением. По-видимому, причину немонокотности энергетической зависимости E_k для урана-233, урана-235 и плутония-239 следует искать на более ранней стадии процесса деления, чем точка разрыва. Пренебрегая деталями, можно сказать, что энергетические зависимости E_k для урана-233 и урана-235 весьма похожи, а для плутония-239 эта зависимость совершенно иная. Интересно отметить корреляцию между E_k и $\bar{\nu}$. Так, для урана-233 и урана-235 в области $E_n < 2,5$ Мэв, где E_k практически

постоянно, $d\bar{\nu}/dE_n$ составляет около $0,11 - 0,12 \text{ МэВ}^{-1}$. При $E_n > 2,5 \text{ МэВ}$, где начинает уменьшаться E_k , $d\bar{\nu}/dE_n$ возрастает до $0,15 \text{ МэВ}^{-1}$. Для плутония-239 уменьшение E_k начинается при $E_n \approx 0,6 \text{ МэВ}$, и величина $d\bar{\nu}/dE_n$ $0,15 \text{ МэВ}^{-1}$ практически во всем диапазоне энергий нейтронов, т.е. увеличение скорости роста $\bar{\nu}$ связано с уменьшением E_k . Расчеты, выполненные на основе энергетического баланса в предположении неизменности зарядов осколков, дали для этих трех ядер величину $\alpha = d\bar{\nu}/dE$ в пределах $0,11 - 0,12 \text{ МэВ}^{-1}$. Полученное значение α меньше, чем ожидается

в соответствии с испарительной моделью ($\sim 0,15 \text{ МэВ}^{-1}$). Однако совпадение этой величины со значением $d\bar{\nu}/dE_n$ в области, где E_k постоянно, позволяет предположить, что в простейшей модели испарения учтены не все факторы, влияющие на процесс испускания нейтронов осколками. В пользу предположения о неизменности зарядов осколков можно высказать следующие аргументы: а) перераспределение зарядов между осколками сопровождается изменением E_k . Изменения E_k для отдельных пар осколков по мере роста E_n имеют одинаковую тенденцию в широком диапазоне значений E_n (рис.3 и 4) и, по-видимому, обусловлены единой причиной для всего интервала E_n . Если изменение E_k объяснить изменением

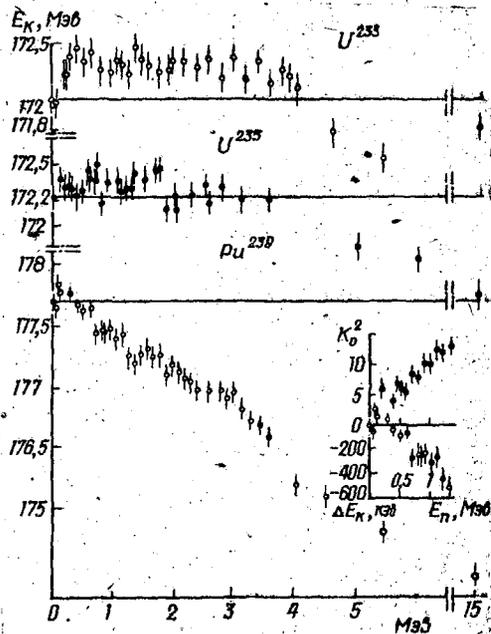


Рис.1. Энергетическая зависимость E_k .

Z_D и Z_H , то при $E_n = 15$ Мэв для $M_H = 132$ изменение заряда должно составлять примерно 5 единиц, что нереально, б) существующие данные по результатам прямых измерений зависимости Z_D от E_n свидетельствуют об отсутствии изменений первичных зарядов осколков в широком диапазоне энергий возбуждения [3].

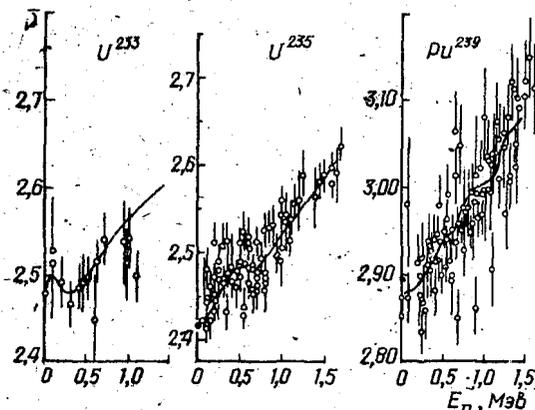


Рис.2. Энергетическая зависимость \bar{Z} : точки - результаты прямых измерений; сплошная линия - результат расчета на основе баланса энергии деления.

На рис.2 показана энергетическая зависимость \bar{Z} , подсчитанная из энергетического баланса на основе экспериментальных данных настоящей работы. Интервал значений E_n ограничен областью, где роль ошибки в определении \mathcal{L} незначительна, но велико значение немоноктонности в энергетической зависимости E_k . Результаты настоящей работы (сплошная линия) хорошо согласуются с результатами прямых измерений \bar{Z} .

Энергетические зависимости E_k для трех характерных групп осколков приведены на рис.3. Эти зависимости для пар осколков с одинаковыми M_H имеют одинаковую тенденцию. Различие, например, для урана-233 и плутония-239 состоит в масштабе изменений и некотором сдвиге по шкале энергий нейтронов (около 1 Мэв). Изменения E_k для пар осколков с разными M_H имеют разную величину и знак. По-видимому, величина изменения кинетической энергии определяется

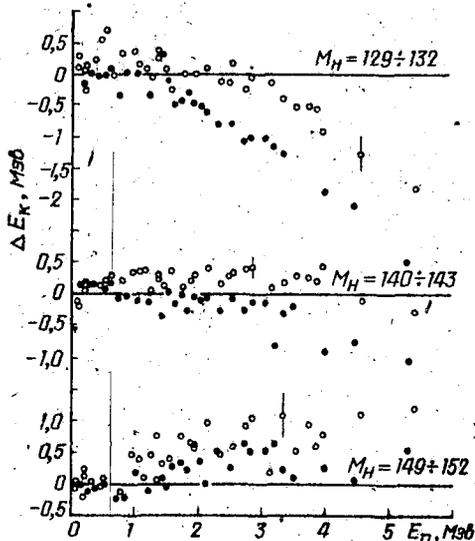


Рис.3. Кинетическая энергия характерных групп осколков: о - уран-233; ● - плутоний-239.

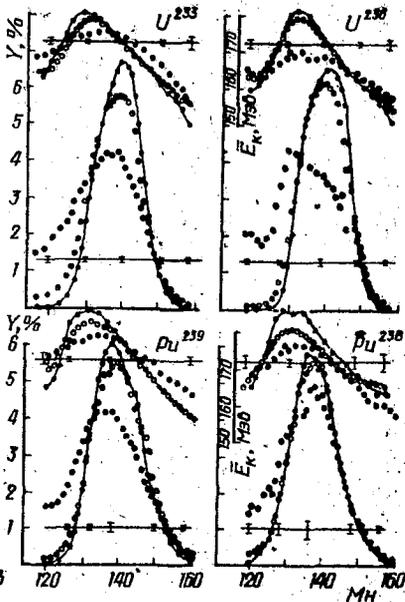


Рис.4. Выходы и кинетические энергии осколков: сплошная линия - при делении тепловыми нейтронами, о - нейтронами с $E_n \approx 6$ Мэв; ● - $E_n \approx 15$ Мэв. Для плутония-238 сплошная линия соответствует $E_H = 0,8$ Мэв.

на стадии процесса деления, близкой к моменту разрыва, когда уже начинают формироваться осколки.

На рис.4 показаны глобальные изменения выходов и кинетических энергий осколков при изменении E_n от 0 до 15 Мэв. По мере роста E_n влияние оболочечной структуры осколков с M_H , близкими к 132, на E_k , характерное для малых энергий возбуждения, заметно уменьшается. Отношение выходов симметричных и наиболее вероятных осколков увеличивается в 100-150 раз. Кинетическая энергия симметричных и сильно асимметричных осколков ($M_L < 97$) возрастает.

Существующие модельные представления о процессе деления ядер еще далеки от объяснения всего комплекса наблюдавшихся явлений и допускают лишь качественную интерпретацию экспериментальных данных. В частности, отмечавшиеся выше немонотонности в энергетической зависимости E_k можно истолковать в пользу адиабатической модели.

Л и т е р а т у р а

1. Акимов Н.И. и др. - ЯФ, 1971, 3, 13.
2. Huizenga J.R. et al. - Phys. Rev., 1968, 147, 1539.
3. McHugh J.A., Michel M.C. - Phys. Rev., 1968, 172, 1160.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА В МАССОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

В.А. Коростылев, Д.К. Рязанов, В.А. Сафонов
(Научно-исследовательский институт атомных реакторов ИК АЭ
СМ СССР)

В работе измерен выход нейтронов и γ -лучей для тонкой структуры в массовом распределении осколков теплового деления U^{235} . Получено, что выход нейтронов коррелирует с выходом масс осколков и для масс $A=132$ оказывается близок к нулю.

The yields of the neutrons and γ -rays for fine structure in mass fraction distribution of U^{235} thermal fission were measured. The correlation between neutron and fragment mass yield have been observed. The neutron yield for fragment mass 132 is close to zero.

Если измерять одновременно кинетическую энергию двух совпадающих осколков, то, как известно, при достаточно большой фиксированной энергии легкого осколлка в распределении энергии тяжелого осколлка отчетливо проявляется структура. Впервые этот эффект наблюдал Гибсон при тепловом делении U^{235} [1]. В дальнейшем аналогичные распределения были обнаружены при делении U^{233} и Pu^{239} тепловыми нейтронами и при спонтанном делении Cf^{252} . Интересной особенностью явилось то, что пики структуры соответствуют одним и тем же массам тяжелого осколлка, независимо от делящегося элемента [2, 3, 4]. Особенно четко структура проявляется при высокой суммарной кинетической энергии, когда энергия возбуждения образующихся осколков мала. Как предполагают авторы работы [2], в этом случае происходит преимущественное образование четно-четных кластеров в процессе деления составного ядра.

В настоящей работе сделана попытка проверить правильность предлагаемой гипотезы и одновременно измерить энергию возбуждения тех осколков, которые ответственны за образование структуры. В качестве делящегося элемента выбран U^{235} , поскольку у него вероятность образования осколков с низкой энергией возбуждения наибольшая.

Кинетические энергии осколков деления измерялись двойной ионизационной камерой, наполняемой $Ar + 5\% N_2$ до давления 0,65 тор. Нейтроны и γ -кванты регистрировались пластическим сцинтиллятором размером 170x70 мм в контакте с ФЭУ-63. Разделение нейтронов от γ -лучей проводилось методом времени пролета на базе 54 см. Быстрый сигнал "старт", запускающий преобразователь $T \rightarrow A$, получался от ФЭУ-30, помещенного внутри ионизационной камеры и регистрирующего сцинтилляцию в газе от осколков деления. Сигнал "стоп" формировался по переднему фронту токовых импульсов с ФЭУ-63. Решающее время, определенное как ширина пика совпадающих γ -лучей на половине высоты, составило 3 нсек. В качестве подложки для делящихся элементов бралась органическая пленка толщиной 5 мкг/см^2 , покрытая слоем золота толщиной 25 мкг/см^2 . Мишень U^{235} помещалась на пучок тепловых нейтронов реактора СМ-2. Для снижения фона от γ -лучей и быст-

рых нейтронов пучок фильтровался слоем висмута толщиной 4 см и кристаллом кварца длиной 10 см. Кадмиевое отношение по U^{235} для очищенного пучка равнялось 400. Одноканальным анализатором вырезался интервал энергии легкого осколка в области 107-111 Мэв. Затем проводился двумерный анализ событий, когда по одной оси направляется кинетическая энергия тяжелого осколка, а по другой - γ -лучи, и нейтроны деления и события регистрировались только тогда, когда поступали импульсы управления от одноканального анализатора. На спектр нейтронов и γ -лучей отводилось 63 канала. Цена каждого канала составляла 1,35 нсек. В нулевом канале каждого из 32 нейтронных спектров отмечалось число делений, ответственных за этот спектр. Набор информации осуществлялся анализатором АИ-2048, включенном в режиме 64 x 32. Одна серия измерений продолжалась около 20 ч, а затем, после проведения контроля, передавалась непосредственно с анализатора на БЭСМ-3М для обработки. В процессе обработки вычислялись выходы нейтронов и γ -лучей в зависимости от массы и кинетической энергии тяжелого осколка, а затем средняя энергия и температура нейтронного спектра.

На рис. 1 показан выход нейтронов для тяжелого осколка в случае, когда кинетическая энергия легкого осколка равнялась 108,5 Мэв. Пилообразный характер выхода сохраняется и для этого крайнего случая, хотя сам выход сильно уменьшен. Кроме того, имеются нерегулярности, выходящие за пределы статистических ошибок, явно коррелирующие с выходом масс. Еще раньше авторы [5] показали, что наблюдается корреляция между тонкой структурой в выходе первичных осколков и колебаниями в освобождаемой энергии, вычисленной по полуэмпирической массовой формуле (рис. 2). Эти же авторы приводят вычисленную Милтоном освобождаемую энергию при энергии легкого осколка $E_L = 109$ Мэв (рис. 3). Видно, что для нечетных ядер освобождаемая энергия меньше, чем для четно-четных. Максимумы освобождаемой энергии приходятся на следующие массы и заряды тяжелого осколка:

Z - 50;	- 52;	- 54;	- 56;	- 58;	- 60;	- 62;
A - 132;	- 134;	- 140;	- 146;	- 152;	- 156;	

162.

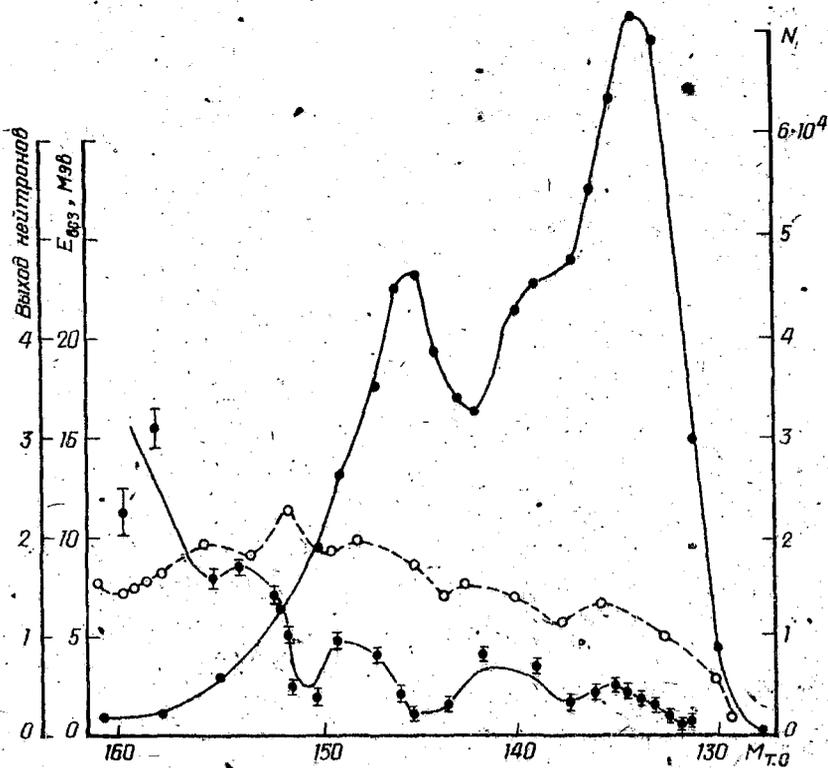


Рис. 1. Выход нейтронов в зависимости от массы тяжелого осколка: Сплошная жирная кривая - выход осколков, ● - выход нейтронов; ○ - энергия возбуждения осколков.

Действительно, как показывают многие эксперименты [2, 3, 4], преимущественный выход масс заметен для $A = 134, 140, 146, 152$. Если сравнить приводимую в работе [5] энергию возбуждения, рассчитанную для тяжелых осколков при $E_{\text{д}} = 108,7$ Мэв, с выходом нейтронов, измеренном в настоящей работе, то заметим, что обе кривые имеют удивительно похожую форму (рис. 1).

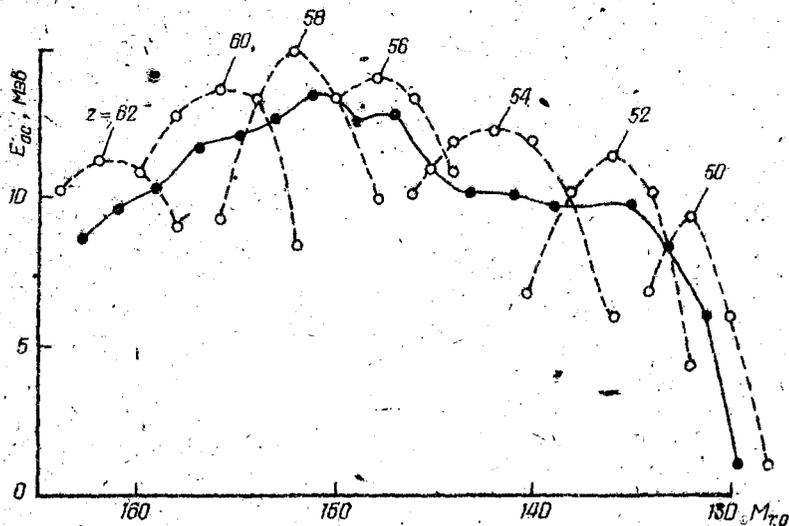


Рис. 2. Полная энергия возбуждения осколков в зависимости от массы осколка. (рисунок заимствован из [5]).

Поскольку выход γ -квантов не меняется заметно с массой выделенных осколков (рис. 4) и в среднем составляет 7 квантов на оба осколка, можно говорить, что выход нейтронов отражает энергию возбуждения тяжелого осколка. В этом случае получается экспериментальное подтверждение правильности расчетной кривой (рис. 3). Для области масс 130 - 132 наблюдается очень малый выход нейтронов ($\nu \approx 0,1 \pm 0,05$), что, возможно, объясняется влиянием замкнутой оболочки $N = 82$, $Z = 56$.

Таким образом, измерено число нейтронов и γ -квантов, испускаемых осколками тонкой структуры при тепловом делении U^{235} . Получено, что кривая выхода нейтронов коррелирует с кривой энергии возбуждения, рассчитанной по таблицам масс Камерона для случая,

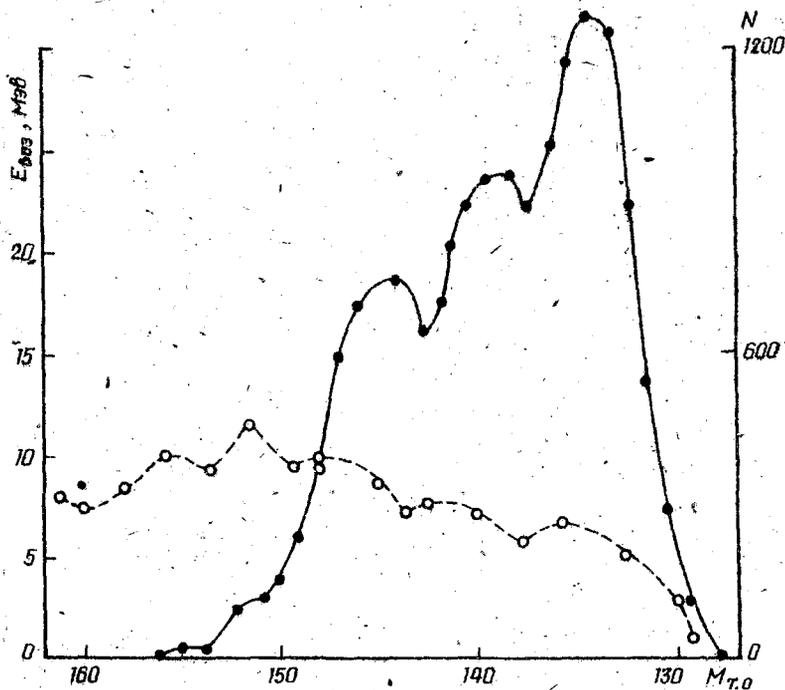


Рис.3. Распределение тяжелых осколков по массам (сплошная кривая) и их энергия возбуждения.

когда $E_{л} = 108,7$ Мэв. Можно считать, что полученные экспериментальные результаты подтверждают гипотезу, предложенную авторами работы [2].

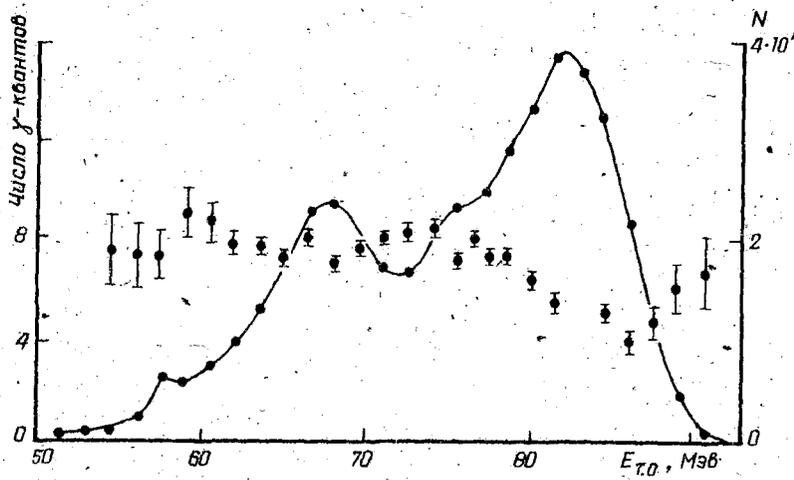


Рис.4. Выход гамма-квантов в зависимости от энергии тяжелого осколка.

Л и т е р а т у р а

1. Gibson W.M., Thomas T.D. Miller J.L. - Phys. Rev. Lett., 1961, 7, 65.
2. Milton I.C., Fraser I.S. - Canad. J. Phys., 1962, 40, 1926.
3. Whetstone S.L. - Phys. Rev., 1963, 131, 1232.
4. Fraser I.S., Milton I.C.D., Bowman H.R., Thompson S.I. - Bull. Am. Phys. 1963, Soc. 8, 370.
5. Vandenbosch R., Thomas T.D. - Phys. Rev., 1964, 1333, B976.
6. Lowman H.R. et al. - Phys. Rev., 1963, 129, 2133.

ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНИХ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{240}

В.А.Николаев

(Рацевый институт им. В.Г.Хлопина АН УССР)

Методом измерения диаметров треков замедленных осколков в стекле произведены относительные измерения средних кинетических энергий осколков делящихся ядер Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , образующихся при делении Pu^{238} , Pu^{239} нейтронами и при спонтанном делении Pu^{238} . Показано, что в случае делящегося ядра Pu^{238} наблюдается отклонение от тенденции увеличения средних кинетических энергий осколков при увеличении параметра $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$.

The average kinetic energies of fragments of the fissioning nuclei Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , obtained from the fission of Pu^{238} , Pu^{239} by neutrons and Pu^{238} spontaneous fission were measured by means of glass detectors with Al filters. Discrepancy from tendency to average kinetic energy increases with parameter's $Z^2/A^{1/3}$ is shown to observe in the case of fissioning nucleus Pu^{238} .

Высокая удельная α -активность Pu^{238} ($T_{\alpha} \sim 90$ лет) сильно затрудняет применение обычных спектрометрических устройств для измерения энергии осколков деления. В первую очередь это относится к спонтанному делению Pu^{238} , поскольку в этом случае на один осколок спонтанного деления приходится $5 \cdot 10^8$ α -частиц. В связи с этим сведения об энергетических распределениях осколков деления Pu^{238} , полученные полупроводниковыми детекторами или ионизационными камерами, отсутствуют.

В последние годы предложено несколько способов измерения энергии осколков деления на основе методики твердотельных трековых детекторов, не регистрирующих α -частицы [1, 2, 3]. Однако применение их ограничивается либо низкой радиационной стойкостью материала детектора, как это наблюдается для пластиков [1, 2], либо

необходимостью получения высокой плотности треков при малой толщине мишени [3], что в случае изучения спонтанного деления Pu^{238} приводит к чрезмерно длительным экспозициям. В предыдущей работе [4] для измерения средних кинетических энергий осколков спонтанного деления Pu^{238} был применен метод стеклянных детекторов с фильтрами [5], позволяющий производить измерения практически при любом α -фоне, свойственном трансураниевым изотопам. Поскольку результаты этой работы свидетельствовали об аномально низких средних кинетических энергиях делящегося ядра Pu^{238} представлялось целесообразным повторить эти измерения на более кондиционной мишени и, кроме того, сравнить результаты с полученными в одном опыте результатами по другим изотопам плутония.

Используемый метод [5] основан на измерении диаметров треков специальным образом замедленных осколков деления. В последнее время независимо от нас выполнено еще три работы, посвященные измерениям треков замедленных осколков [6, 7, 8]. В согласии с нашими данными продемонстрирован двугорбый характер получаемых распределений [6] и сдвиг положения максимумов распределений в сторону меньших диаметров при увеличении толщины фильтра [6, 7]. Кроме того, исходя из модели "ионно-взрывного клина" показано [7], что диаметр трека должен быть связан со степенью ионизации стекла на пути осколка, зависящей от $\frac{dE}{dx}$ - удельных энергетических потерь осколка, в соответствии с установленной нами корреляцией между диаметром трека осколка и его $\frac{dE}{dx}$ [5]. Особый интерес представляет работа [8], в которой использовались разделенные в масс-спектрометре осколки, поскольку как результаты этой работы позволяли проверить выводы и оценки нашей работы, сделанные на основе обработки статистических распределений осколков деления различных изотопов. Например, сделанное в нашей работе заключение об универсальности переходной кривой от первоначальной энергии осколка к среднему для этой энергии диаметру трека полностью подтверждено в работе [8]. Показано, что осколки одной энергии, но отличающиеся по массе в 1,4 раза, образуют треки почти одного и того же диаметра, свидетельствуя о том, что на $\frac{dE}{dx} \sim \phi^2$ [5] оказывает в основном влияние скорость, а не масса осколка. Кроме того, используя результаты работы [8], можно показать, что максимумам трековых спектров соответствуют с точностью 2 - 3% (точность процедуры сравнения) средние кинетические энергии осколков. (Привязка к опре-

деленной степени расстравленности производилась исходя из точно определяемого в обеих работах среднего диаметра треков, полученных при облучении без фильтров). Следует отметить, что такое соответствие не является необходимым для правильного определения средних энергий с использованием калибровочной кривой, построенной на основании данных для известных изотопов. Необходимо лишь, чтобы возможное отклонение было связано с энергией монотонным образом, тогда оно автоматически учитывается при проведении калибровочной кривой. Таким образом, установленные нами закономерности хорошо согласуются со всем имеющимся экспериментальным материалом.

В отличие от первых измерений [4], в настоящих измерениях применялась мишень Pu^{238} толщиной 40 мкг/см^2 с примесью $\rho^{239} < 0,3\%$.

Исследуемые мишени располагались на гранях куба с коллимирующими перегородками, стеклянные детекторы были расположены по сфере вокруг куба так, что с каждой мишени можно было вести облучение на 25 детекторов. Такая конструкция позволяла максимально быстро получать многократно дублированную информацию одновременно для шести мишеней, что весьма существенно при изучении спонтанно делящихся изотопов с большим периодом полураспада. После экспозиции детекторов осколками исследуемых и калибровочных изотопов с использованием быстрых ($1,1 \text{ Мэв}$) и тепловых нейтронов, а также спонтанного деления выполнялись следующие процедуры: 1) все экспонированные детекторы протравливались в общем сосуде с кислотой (условия травления, способ и точность измерения приведены в работах [4, 5]); 2) после протравливания проверялась идентичность травления различных детекторов по величине среднего диаметра треков, полученных на каждом детекторе без фильтра (среднеквадратичное отклонение σ , определенное по 18-ти детекторам $\sim 0,75\%$), а также по положению максимумов спектров (после приведения к идентичным условиям травления $\sigma = 0,4\%$ и $\sigma = 1,2\%$ для разброса максимумов легкого и тяжелого пиков соответственно); 3) методом наименьших квадратов через 6 - 8 точек вблизи каждого максимума, где пики имеют симметричную форму, проводилась параболы и вычислялись положения максимумов и погрешности их определения; 4) на основании данных, полученных для известных изотопов строилась калибровочная кривая и при помощи ее определялись относительные значения энергий изотопов плутония.

Погрешность относительного измерения энергии определяется погрешностью установления положения максимумов в среднем приблизительно 0,8 и 2% для легкого и тяжелого пиков соответственно при наборе 3000 - 4000 случаев в спектре, на используемом наклонном участке калибровочной кривой, а также погрешностью проведения калибровочной кривой. Суммарная погрешность составляет 1,5 - 2% для энергии легкого и 1,8 - 3,4% для тяжелого пика. Результаты измерений приведены в таблице, U^{233} использовался для контроля калибровки.

Из таблицы видно, что средние кинетические энергии делящихся ядер Pu^{239} и Pu^{240} , как и ожидалось, совпадают в пределах ошибок. В настоящей работе подтверждено и несколько уточнено непосредственным сравнением спектров в одном опыте отклонение на 5,5±3 Мэв суммарной кинетической энергии E_K осколков делящегося ядра Pu^{238} по сравнению с Pu^{240} в противоречии с тенденцией $Z^2/A^{1/3} \sim E_K$, где Z и A заряд и атомный вес делящегося ядра. Такого рода отклонения наблюдаются часто для изотопов одного элемента, однако они, как правило, незначительны. В то же время в работе [9] наблюдалось даже большее измеренное в настоящей работе отклонение от указанной тенденции (8 - 9 Мэв) для делящихся ядер Np^{234} и Np^{239} в реакциях деления U^{233} и U^{238} протонами (9,5 - 22 Мэв). Вообще некоторые отклонения от указанной тенденции вполне естественны, поскольку параметр $Z^2/A^{1/3}$ не имеет вполне определенного смысла. Монотонной связи с E_K можно было бы ожидать, если бы $A^{1/3}$ было пропорционально эффективному расстоянию между осколками в момент разделения (при условии постоянного зарядового фактора), что, очевидно, не так, поскольку эффективное расстояние зависит от деформаций осколков в момент разделения, которые, в свою очередь, зависят от оболочечных эффектов. Поэтому вполне возможна ситуация, когда при удалении 1 - 2 нейтронов, сопровождающимся возрастанием $Z^2/A^{1/3}$, ядро в момент разделения обладает меньшей жесткостью и имеет более вытянутую форму. Вместе с тем увеличение $Z^2/A^{1/3}$ для изотопов одного элемента означает, как правило, увеличение асимметрии, что сопровождается уменьшением зарядового фактора в кулоновской энергии разделяющихся осколков [10]. Таким образом, в принципе увеличение $Z^2/A^{1/3}$ может приводить как к увеличению, так и уменьшению E_K .

Реакция	N	ϕ_L , отн. ед.	ϕ_T , отн. ед.	E_L , Мэв	E_T , Мэв
$Pu^{239} +$ нейтр. реакт.	3000	$37,40 \pm 0,30$	$29,00 \pm 0,60$	100^x	78^x
$Pu^{239} +$ нейтр. бнстр.	6000	$37,35 \pm 0,21$	$28,80 \pm 0,43$	$99,6 \pm 1,2$	$72,4 \pm 1,6$
$Pu^{238} +$ нейтр. реакт.	4000	$37,70 \pm 0,30$	$29,35 \pm 0,60$	$101,4 \pm 1,7$	$74,7 \pm 2,5$
$Pu^{238} +$ нейтр. бнстр.	6000	$37,35 \pm 0,21$	$28,80 \pm 0,43$	$99,6 \pm 1,2$	$72,4 \pm 1,6$
Pu^{238} спонтанное деление	3000	$37,20 \pm 0,30$	$26,90 \pm 0,60$	$99,0 \pm 1,7$	$68,5 \pm 1,25$
$U^{235} +$ нейтр. тепл.	3000	$37,50 \pm 0,30$	$26,90 \pm 0,60$	100^x	$68,5^x$
$U^{233} +$ нейтр. тепл.	3000	$37,50 \pm 0,30$	$26,90 \pm 0,60$	$100,2 \pm 1,6$	$68,5 \pm 1,2$
Cf^{252} спонтанное деление	3000	$38,20 \pm 0,30$	$30,00 \pm 0,60$	104^x	$79,5^x$

88

Звездочкой отмечены энергии, принятые за калибровочные; ϕ_L и ϕ_T - диаметры, соответствующие максимумам легкой и тяжелой групп осколков; E_L и E_T - средние кинетические энергии легкой и тяжелой групп осколков; N - общее количество измеренных треков.

в зависимости от направления и величины вклада фактора расстояния. По-видимому, в случае изотопов Du и Np направления действия обоих факторов совпадают. Однако для проведения более детального обсуждения необходимы точные относительные измерения, выполненные одним методом для большего количества изотопов различных элементов.

Л и т е р а т у р а

1. Act-Salem M. et al. - Nucl. Instr. and Meth. 1968, 60, 45.
2. Rangarjan R. et al. - Indian. J. Phys., 1967, 41, 902.
3. Соловьев С.М., Эйсмонт В.П. - Изв. АН СССР, Сер. Физ., 1969, 53, 116.
4. Николаев В.А. - Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1971, 35, 10.
5. Громов А.В., Николаев В.А. - ПТЭ, 1970, 1, 245.
6. Горшков В.К. и др. - Ат. энер., 1970, 28, 73.
7. Fleischer R.L. et al. - Phys. Rev., 1969, 188, 563.
8. Höppner U. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1969, 74, 285.
9. Bishop C.J. et al. - Nucl. Phys., 1970, A150, 1.
10. Хашперн И. Деление ядер, М., 1962, 82.

МГНОВЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ И КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{244}Cm

И.Д. Алхазов, С.С. Коваленко, О.И. Косточкин,
Л.З. Малкин, К.А. Петряк, В.И. Шапов
(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина АН СССР)

Для спонтанного деления ^{244}Cm измерено суммарное число мгновенных нейтронов в зависимости от кинетических энергий осколков. Получены контурные диаграммы распределения среднего на акт деления числа мгновенных нейтронов ν для отдельных видов

деления, определяемых суммарной кинетической энергией E_k и массой одного из осколков M , и распределения числа актов деления в тех же координатах. Из них вычислены зависимости ν от M и E_k и зависимость энергии возбуждения, затрачиваемой на вылет нейтронов, от M , которые в основном аналогичны зависимостям для спонтанного деления ^{252}Cf . Средняя величина энергии возбуждения осколков, приходящаяся на вылет одного нейтрона, определена в 7,2 Мэв. Построена зависимость от массы для полного мгновенного энерговыделения при спонтанном делении ^{244}Cm . Отмечается независимость массовых распределений от ν и сужение распределений E_k при фиксировании отношения масс и ν .

The total number of prompt neutrons in dependence on the kinetic energy of fragments was measured for spontaneous fission of ^{244}Cm . The contour graphs were obtained for the distribution of mean per fission event number of prompt neutrons ν for the separate modes of fission determined by the total kinetic energy E_k and the mass of one of the fragments M , and for the distribution of fission event number in the same coordinates. From these data, the dependences of ν on M and E_k , and the dependence of excitation energy necessary for the emission of neutrons on M , which are on the whole analogous to the dependences for spontaneous fission of ^{252}Cf , were calculated. The average value of fragment excitation energy necessary for the emission of a neutron is determined to be 7,2 Mev. the mass dependance for the total prompt energy release at the ^{244}Cm spontaneous fission was plotted. The independance of mass distribution on ν and the contraction of distributions E_k are noted at the fixed mass ratio and ν .

Для развития современных модельных представлений о делении ядер требуются новые, более широкие и более точные сведения об осколках, нейтронах и γ -квантах деления. Благодаря развитию экспериментальной техники и машинной обработки данных в настоящее время широкое применение в исследовании процесса деления после седловой точки получил корреляционный метод. Одновременные измерения основных характеристик элементарного акта деления позволяют в частности получить детальное энергетическое описание процесса деления после разрыва шейки.

Работы, выполненные Стейном и Ветстоуном, Боуманом и др., Апановым и др., Маслинном и др. по спонтанному делению ^{252}Cf и тепловому делению ^{235}U , дали нам данные о зависимости числа и энергии нейтронов от массы осколков, от угла вылета, от суммарной кинетической энергии, что позволяет определить энергии возбуждения осколков, параметры плотности уровней и т.д.

В данной работе выполнены для спонтанного деления ^{244}Cm -измерения числа мгновенных нейтронов на акт деления в зависимости от кинетических энергий осколков. Для определения числа нейтронов использовался большой жидкостный сцинтилляционный счетчик, кинетические энергии осколков в том же акте деления измерялись с помощью кремниевых полупроводниковых детекторов. Энергетическая калибровка производилась методом Шмидта [1]. Всего было зарегистрировано $0,65 \cdot 10^5$ актов деления. При обработке распределения числа актов спонтанного деления относительно измеренных величин энергий от парных осколков пересчитывались в распределения относительно суммарной кинетической энергии от вылета нейтронов E_k и массы одного из осколков до вылета нейтронов M отдельно для каждого регистрируемого в эксперименте числа мгновенных нейтронов i (от 0 до 6) — $N_i(E_k, M)$. В полученные распределения вводились поправки на случайное наложение импульсов от нейтронов одного акта деления и на фон нейтронного счетчика.

Градуировка эффективности нейтронного счетчика производилась по известному для ^{244}Cm из работ [2, 3] среднему числу мгновенных нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$, принятому $2,78 \pm 0,01$. Эффективность счетчика оказалась равной $0,57 \pm 0,01$. Эта величина и использовалась для введения поправки на эффективность и нахождения распределения среднего числа мгновенных нейтронов на акт деления для различных видов деления, определяемых значениями E_k и M — $\nu(E_k, M)$.

Распределения $\nu(E_k, M)$ и $N(E_k, M) = \sum_i N_i(E_k, M)$ изображались в виде контурных диаграмм. Проекция контуров диаграмм $N(E_k, M)$ на ось энергий и ось масс дает полные распределения суммарной кинетической энергии и масс осколков. На

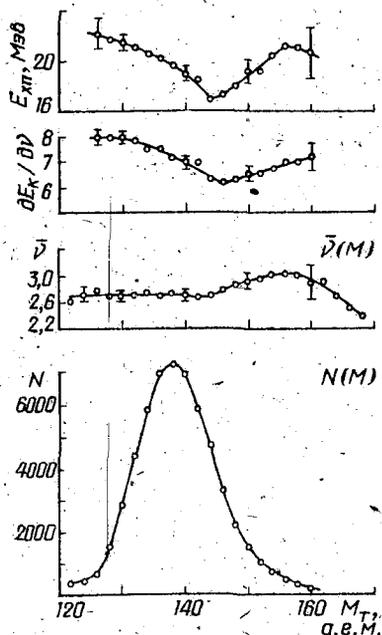


Рис. 1. Массовое распределение осколков $N(M_T)$; зависимость от массы тяжелого осколка среднего числа нейтронов $\bar{\nu}$, величины dE_K/dv и энергии возбуждения осколков, затрачиваемой на вылет нейтронов - $E_{хп}$.

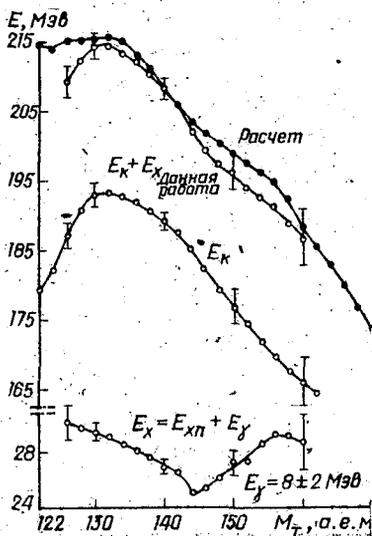


Рис. 2. Энергия возбуждения осколков E_x , кинетическая энергия осколков E_K и полное мгновенное энерговыделение деления, полученное экспериментальным путем ($E_K + E_x$) и из расчета [6], в зависимости от массы тяжелого осколка M_T . Расчетная кривая вычислена для спонтанного деления ^{242}Cm .

Рис. 1 изображено массовое распределение тяжелых осколков спонтанного деления ^{244}Cm . Положение средней массы $M_T = 139,0 \pm 1,8$ аналогично массовым распределениям более легких делящихся ядер. На

том же рисунке выше дана массовая зависимость среднего числа нейтронов на акт деления $\bar{\nu}(M)$, полученная усреднением по кинетическим энергиям распределения $\bar{\nu}(E_k, M)$. Видно, что $\bar{\nu}$ практически не изменяется с изменением масс осколков в области, охватывающей большинство случаев деления, и несколько увеличивается с ростом асимметрии деления. Зависимость же $\bar{\nu}(E_k)$ показывала линейный спад с ростом E_k в области, где сосредоточено большинство случаев деления, с наклоном $\frac{\partial \bar{\nu}}{\partial E_k} = 0,062$. Однако наблюдаемая величина наклона занижается вследствие дисперсии энергетических измерений и усреднения отдельных зависимостей $\bar{\nu}(E_k)$ для различных массовых отношений.

Представляло интерес найти истинные обратные величины наклонов зависимостей $\bar{\nu}(E_k)|_{n=\text{const}} = \frac{\partial \bar{\nu}(M)}{\partial E_k(M)}$, поскольку они характеризуют, какое количество энергий возбуждения E_{χ} затрачивается на вылет одного нейтрона при различных способах разделения масс. Действительно, поскольку

$$E_Q = E_k + E_{\chi n} + E_{\gamma} = E_k + \nu(E_{bn} + E_{kn}) + E_{\gamma},$$

где E_Q - энергия, освобождаемая при делении; $E_{\chi n}$ и E_{γ} - энергии возбуждения, уносимые нейтронами и γ -квантами; E_{bn} - средняя энергия связи нейтронов в осколках и E_{kn} - средняя кинетическая энергия мгновенных нейтронов в системе отсчета, связанной с осколком, то

$$\frac{\partial E_k(M)}{\partial \nu} = - \frac{\partial E_{\chi n}(M)}{\partial \nu} = -E_{bn} - E_{kn}.$$

С целью определения истинных величин $\frac{\partial E_k(M)}{\partial \nu}$ из распределений $N_i(E_k, M)$ для каждого значения регистрируемого числа нейтронов i путем введения поправок на эффективность рассчитывались распределения $N_D(E_k, M)$ для каждого значения истинного числа нейтронов ν . Затем по максимумам близких к гауссовским распределений $N_D(E_k)|_{n=\text{const}}$ для зна-

чений $\nu = 1$, и 2,3,4 определялся истинный наклон $\frac{\partial \nu}{\partial E_K}$. Полагалось, что на максимумах распределений дисперсия ощутимо не сказывается.

На рис 1 показана зависимость $\frac{\partial E_K(M)}{\partial \nu}$; средняя величина энергии возбуждения, приходящаяся на вылет одного нейтрона, при этом оказалась равной $7,2 \pm 1,0$ Мэв. Там же приведена полная величина энергии возбуждения, затрачиваемой на вылет нейтронов из обоих осколков, $E_{\Sigma n}(M) = \nu(M) \cdot \frac{\partial E_K(M)}{\partial \nu}$. Характер этой зависимости аналогичен зависимости для ^{252}Cf [4], однако минимум $E_{\Sigma n}$ соответствует массам 144-146, тогда как в работе [4] он находился при $M=150$ (отношение масс $R = 1,48$).

Известно, что энергия γ -лучей при делении мало зависит от массы осколков и по данным обзора [5] составляет 7 - 9 Мэв. Для спонтанного деления ^{244}Cm разумно принять $E_\gamma = 8 \pm 2$ Мэв. На рис.2 внизу дана полная энергия возбуждения осколков $E_{\Sigma n} + E_\gamma$. Вторая кривая на рис.2 изображает суммарную кинетическую энергию $E_K(M)$, получаемую для распределения $N(E_K, M)$. Верхняя часть рис.2 показывает экспериментально определенную в данной работе величину полного мгновенного энерговыделения $E_n = E_K + E_\gamma$ при спонтанном делении ^{244}Cm в сравнении с полученной расчетным путем по массовой формуле в работе [6]. Расчетная зависимость в работе [6] получена для ^{242}Cm , однако она должна мало отличаться от кривой для ^{242}Cm , поскольку это оба четно-четные ядра, одинаковые по Z и близкие по N . Сравнение обеих зависимостей показывает хорошее согласие между ними при всех способах разделения масс вплоть до $M_f = 130$. При делении, близком к симметричному, расчетная кривая не воспроизводит провала в зависимости E_n , объясняемому уменьшению суммарной кинетической энергии, что уже наблюдалось в работе [4].

При анализе распределений масс и кинетических энергий для фиксированных значений числа мгновенных нейтронов ν следует отметить, что если максимумы распределений E_K линейно убывают с ростом ν , то массовые распределения от ν не зависят, и

средние массы для всех значений ν одинаковы. Это связано с тем, что функции $E_K(M_T)$ для каждого значения ν подобны друг другу и лишь несколько сдвинуты по оси энергии.

При рассмотрении частных распределений E_K для фиксированных значений $\nu - N_\nu(E_K)$ - видно, что дисперсия E_K уменьшается относительно дисперсии полного распределения (стандартное отклонение 10,5 Мэв) и меньше для меньших ν . При фиксировании M и ν дисперсия E_K еще более убывает, приближаясь к аппаратурной. Однако привести определенные значения ядерных дисперсий затруднительно вследствие квадратичного характера сложения дисперсий и связанной с этим некорректности определения небольших величин дисперсии на фоне значительной аппаратурной дисперсии (стандартное отклонение для дисперсии, связанной с аппаратурными эффектами и обработкой, - 5 Мэв).

Л и т е р а т у р а

1. Schmitt H.W., Gibson W.M., Neiler J.H., Walter F.J., Thomas T.D. Proc. of the IAEA on Physics and Chemistry of Fission. Salzburg, 1965, I, 531.
2. Diven B.C., Martin H.C., Tashek R.F., Terrell J. - Phys. Rev. 1956, 101, 1012.
3. Hicks D.A., Ise J., Pile R.V. - Phys. Rev., 1956, 101, 1016.
4. Stein W.E., Whetstone S.L. - Phys. Rev., 1958, 110, 476.
5. Maier-Leibnitz H., Armbruster P., Specht H.J. - ссылка 1, 2, 113.
6. J.C.D. Milton UCRL-9883.

ВАРИАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ГАММА-КВАНТОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ
УРАНА-235 РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Г.З.Борухович, Г.А.Петров, Э.Н.Тетерев
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР)

Ц.Пантелеев, Ю.В.Рябов, Тянь-Сан Хак
(Объединенный институт ядерных исследований)

На импульсном быстром реакторе (ИБР) измерены вариации множественности гамма-квантов при делении урана-235 резонансными нейтронами. В работе был использован метод $(f-\gamma-\gamma)$ совпадений, гамма-кванты регистрировались в интервале 0,4 - 2,0 Мэв. Для двух возможных спиновых состояний компаунд-ядра 3^- и 4^- получена следующая относительная разница в выходах $(f-\gamma-\gamma)$ совпадений $\eta_{\text{эксп}} = (1,4 \pm 0,8) \%$. В предположении независимости выходов гамма-квантов из осколков деления от спинов компаунд-ядра можно сделать заключение, что разность делительных ширин $(\Delta \Gamma f)$ -процесса для двух спиновых состояний урана-236 не превышала 2 Мэв.

The gamma-ray multiplicity variations have been measured for the U^{235} resonant fission using the fast pulse reactor IBR (the energy resolution of the spectrometer 0,22 μ s/m). The method of the $(f-\gamma-\gamma)$ coincidences was used for γ -rays with the energies 0,4 - 2 Mev. For two possible compound systems with the spins (3^-) and (4^-) the following relative difference for $(f-\gamma-\gamma)$ yields has been obtained $\eta_{\text{exp}} = (1,4 \pm 0,8)\%$. If assuming of the fission fragment γ -ray yields to be independent of the compound nucleus spins it is possible to say that the mean width difference for the $(\Delta \Gamma f)$ process in the U^{235} fission ($\Gamma = 3^-$ and 4^-) is not more than 2 Mev.

В настоящее время принято считать, что мгновенные гамма-кванты при делении возникают на последней стадии процесса после испускания сильновозбужденными осколками быстрых нейтронов. Вместе с тем в ряде работ [1, 2, 3] была теоретически рассмотрена и оценена вероятность так называемого ($n\gamma f$)-процесса, т.е. деления возбужденного компаунд-ядра после предварительного испускания гамма-кванта. В таком случае наблюдаемые на опыте мгновенные γ -кванты деления могут быть результатом этих двух возможных механизмов.

Измерения вариаций множественности γ -квантов деления для различных резонансов могут дать указания на существование ($n\gamma f$)-процесса, если предполагать, что число мгновенных γ -квантов на акт деления из возбужденных осколков остается при этом постоянным.

Полученные в результате эксперимента данные о множественности γ -квантов деления могут быть проанализированы двумя путями. Из анализа данных для резонансов с относительно большой вероятностью прямого (nf)-процесса можно получить сведения о вариациях выходов γ -квантов из возбужденных осколков деления в зависимости от спинового состояния компаунд-ядра. Вместе с тем на основе анализа данных для резонансов с ожидаемыми относительно большими вкладами ($n\gamma f$)-процесса можно проверить справедливость известных оценок его вероятности.

Методом измерений возможных вариаций множественности γ -квантов при делении ^{235}U резонансными нейтронами в работе был выбран метод ($f-\gamma-\gamma$)-совпадений. В эксперименте одновременно измерялись скорости счета осколков без совпадений и в совпадении с γ -квантами в зависимости от энергии падающих нейтронов. В этом случае отношения площадей для соответствующих резонансов дают информацию о множественности γ -квантов деления. Такой метод не требовал абсолютных измерений и позволял исключить значительную часть систематических ошибок.

Экспериментальная установка располагалась на пролетной базе 250 м импульсного быстрого реактора ОИЯИ (разрешение 0,22 мксек/м) и состояла из цилиндрической делительной камеры, содержащей 526 мг ^{235}U , сцинтилляционного γ -спектрометра с четырьмя кристаллами $\text{NaI}(\text{K})$ и соответствующей электроники.

работающей с двумя анализаторами типа АИ-2048. Геометрические эффективности кристаллов спектрометра составляли 4 - 5%. В эксперименте регистрировались γ -кванты с энергиями от 0,4 до 2 Мэв. Такой диапазон регистрации примерно соответствовал ожидаемым энергиям γ -квантов из $(n\gamma f)$ -процесса [1, 2]. При этом с учетом ответной функции γ -спектрометра на акт деления могло быть зарегистрировано ~ 3 γ -кванта из осколков деления и $\sim 0,7$ γ -кванта предшествующих делений.

Фон спектрометра по времени пролета определялся методом резонансных фильтров, а фон случайных совпадений определялся в отдельном эксперименте при введении в делительный канал соответствующей задержки. После необходимых нормировок и вычитания фонов для каждого разрешенного резонанса определялись отношения площадей кривых, полученных при измерениях осколков в совпадении с γ -квантами и без совпадений $\beta = \Sigma N_{\gamma\gamma} / \Sigma N_{\gamma}$. При этом границы резонансов выбирались аналогично работе [4]. Эти величины отношений площадей резонансов и принимались за характеристику множественности γ -квантов при делении резонансными нейтронами. В таблице представлены результаты измерений для 14 резонансов.

Обработка экспериментальных данных приводит к средневзвешенной величине отношения

$$\bar{\beta} = (1,399 \pm 0,008) 10^{-2},$$

причем статистически значимых отклонений от среднего в пределах ошибок измерений не наблюдается.

При обработке результатов с учетом двух возможных спиновых состояний компаунд-ядра были получены следующие результаты:

$$\bar{\beta}(3^-) = (1,391 \pm 0,009) 10^{-2},$$

$$\bar{\beta}(4^-) = (1,411 \pm 0,008) 10^{-2}$$

При этом спины резонансов были взяты из работы [5].

Для величины относительной разницы выходов, с одной стороны, получено значение

$$\eta_{\text{эсп}} = \frac{\bar{\beta}(3^-) - \bar{\beta}(4^-)}{\bar{\beta}(3^-)} 100\% = (1,4 \pm 0,8)\%$$

Экспериментальные данные для относительных выходов ($f-r-r$) совпадений

$E_{п.эв}$	Спид резонанса	Γ_f , Мэв	Суммарный фон эксперимента, %	$\beta \cdot 10^{+2}$	$\Delta\beta \cdot 10^{+2}$
Тепловые	3 ⁻			1,399	0,046
0,3	4 ⁻			1,410	0,049
1,13	3 ⁻	115	1,3	1,412	0,018
2,04	4 ⁻	10	1,7	1,375	0,050
3,15	3 ⁻	90	1,0	1,362	0,034
3,61	3 ⁻	45	1,0	1,379	0,028
4,85	4 ⁻	4	4,3	1,407	0,080
5,46		23	3,6	1,384	0,053
6,39	4 ⁻	10	2,8	1,452	0,050
7,08	3 ⁻	26	4,8	1,352	0,040
8,19	3 ⁻	75	4,9	1,387	0,014
12,39	4 ⁻	23	4,4	1,408	0,024
19,3	4 ⁻	45	5	1,405	0,019
35,16	4 ⁻	90	7,3	1,401	0,020

с другой - для теоретической величины $\eta_{теор}$ можно получить на основании оценок Ставинского [1], Линна [2] и Лукьянова [3] следующие значения, соответственно 24, 0,6 и 26%.

При сравнении этих величин с полученной на эксперименте величиной $\eta_{эксп}$ видно, что при выполнении условий, отмеченных во введении, оценки Ставинского и Лукьянова завышены для случая деления урана-235 резонансными нейтронами. Оценки Линна не противоречат нашим результатам в пределах экспериментальной ошибки в 0,8%. Здесь следует отметить, что при выбранном методе измерений вклад (nrf) - процесса невозможно обнаружить и в том случае, когда он примерно одинаков для уровней 3⁻ и 4⁻, хотя и относительно велик. Так, ошибка эксперимента 0,8% соответствует разни-

це в относительных вкладах ($n\gamma f$) - процесса для двух спиновых состояний $\sim 0,012$. Достигнутая экспериментальная точность, по-видимому, позволяет утверждать, что $\langle \Gamma_{n\gamma f}^{(3^-)} \rangle - \langle \Gamma_{n\gamma f}^{(4^-)} \rangle \leq 2\text{ МэВ}$.

Вместе с тем, принимая во внимание, что $\langle \Gamma_{n\gamma f} \rangle$ всегда меньше $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, можно предполагать, что резонансы с большими делительными ширинами будут иметь относительно малый вклад ($n\gamma f$)-процесса. Анализ данных из таблицы для таких резонансов позволяет сделать вывод, что при делении урана-236 через каналы 3^- и 4^- средний выход быстрых гамма-квантов из возбужденных осколков не меняется в пределах ошибок измерений.

Л и т е р а т у р а

1. Stavinski V., Schaker M. - Nucl. Phys., 1965, 62, 667.
2. Lynn J.E. - Phys. Lettr., 1965, 18, 31.
3. Лукьянов А.А., Шахлер М.О. - В кн.: Труды XIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Ереван, 1969, 92.
4. Рябов Ю.В., Со Дон Сик и др. - Препринт ОИЯИ РЗ-4992, Дубна, 1970.
5. Aggar M., Michaudon A., Pays D. - Phys. Lettr., 1968, 26B, 664.

ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГАММА-ЛУЧЕЙ ДЕЛЕНИЯ

Г.В.Вальский, Ю.С. Плева
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
АН СССР)

Комптоновским поляриметром измерялся коэффициент линейной поляризации γ -лучей, сопровождающих деление урана-235 медленными нейтронами. Измерения производились для γ -квантов, испускаемых под прямым углом к оси разлета осколков. Найдено, что электрический вектор \vec{E} фотонов преимущественно параллелен этой

осв. Коэффициент линейной поляризации равен в среднем $\sim 0,15$, а его зависимость от энергии γ -лучей в интервале $0,2 - 2$ Мэв весьма сходна с зависимостью, наблюдавшейся ранее для коэффициента угловой анизотропии. На основании полученных данных делается вывод о большой роли E2-переходов в разрядке возбужденных состояний осколков.

The linear polarization coefficient of the γ -rays in slow neutron fission of ^{235}U has been measured using the Compton polarimeter. The measurements have been performed for the γ -rays emitted at an angle of 90° to the fission axis. The electrical vector \vec{E} has been found to be parallel to this axis. The average value of the polarization coefficient is $\sim 0,15$. The γ -ray energy dependence of this coefficient is approximately the same as that for the γ -rays angular anisotropy coefficient. The conclusion is made that the E2-transitions are prevalent in the fission fragment deexcitation process.

Результаты исследований свойств γ -излучения, сопровождающего деление тяжелых ядер, и выходов изомеров среди продуктов деления позволяют сделать вывод о том, что ядра-осколки образуются с большими угловыми моментами, достигающими $6 - 8 \hbar / 1 - 8 \hbar$. Существующие теоретические представления о механизме возникновения угловых моментов осколков [9-12] дают основание предполагать, что угловые моменты должны быть ориентированы преимущественно в плоскости, перпендикулярной оси разлета осколков. Если предположить, что γ -излучение связано только с чистыми дипольными или квадрупольными переходами, наблюдаемая на опыте анизотропия излучения с преимущественным испусканием фотонов в направлениях, параллельных оси разлета осколков, свидетельству-

ет о преобладании квадрупольных переходов [9]. Однако квадрупольный характер исследуемого излучения нельзя считать окончательно доказанным. Действительно, интерференция М1- и Е2-переходов даже при небольшой доле квадрупольной компоненты в смеси может обеспечить наблюдаемый знак анизотропии или, по крайней мере, оказать сильное влияние на ее величину.

Дополнительные сведения о характере радиационных переходов и ориентации угловых моментов при делении можно получить при исследовании линейной поляризации γ -излучения. Действительно, согласно теории излучения ориентированных ядер определенные должным образом коэффициенты A и P , характеризующие анизотропию и поляризацию излучения в случае чистых дипольных и квадрупольных переходов, связаны простыми соотношениями (см., например, работу [13]):

$$\text{для } E1 \text{ и } M2 \quad P = -A, \quad \text{для } E2 \text{ и } M1 \quad P = A.$$

Поэтому, пренебрегая наличием М2-переходов, можем получить для этого "чистого" случая

$$(A-P) = 2A(E1) \alpha_{E1}(90^\circ), \quad (1)$$

где $A(E1)$ - анизотропия, характерная для чистых Е1-переходов; $\alpha_{E1}(90^\circ)$ - относительный вклад Е1-переходов в интенсивность излучения, испускаемого под углом 90° к оси симметрии. Поскольку $\alpha_{E1}(90^\circ) \geq 0$, знак разности $A-P$ совпадает со знаком $A(E1)$, а знак этой последней величины, в свою очередь, прямо связан с величиной степени ориентации ядер f_2 , которая положительна, если ядерные спины выстроены преимущественно параллельно оси симметрии, и отрицательна, если - перпендикулярно. Таким образом, в случае, когда наблюдаемое γ -излучение вызвано "чистыми" переходами Е1, М1 и Е2, измерения поляризации позволяют оценить долю переходов Е1, а определение знака разности $A-P$ позволяет экспериментально решить вопрос о знаке величины f_2 .

Понятно, что наряду с "чистыми" могут происходить смешанные переходы типа (М1 + Е2). Тогда из формул, определяющих величины A и P в случае смешанных переходов [13], можно найти, что вклад интерференционных членов в анизотропию и соответствующий

вклад в коэффициент поляризации удовлетворяют соотношению

$$\Delta A_{\text{ИИТ}} / \Delta P_{\text{ИИТ}} = -3 \quad (2)$$

Отсюда, введя обозначение

$$\alpha_{E1}(90^\circ) A(E1) = \Delta A(E1), \quad (3)$$

можно получить:

$$A - P = 2\alpha A(E1) + 4/3 \Delta A_{\text{ИИТ}} \quad (4)$$

Как отмечалось рядом авторов [14, 15], спектр γ -лучей при энергиях $E_\gamma \geq 1,5$ Мэв хорошо описывается формулами статистической теории. Такие жесткие γ -кванты испускаются преимущественно из состояний с достаточно высокой энергией, среди которых противоположные четности встречаются практически одинаково часто. Поэтому вклад переходов E1 в жесткую часть спектра γ -лучей ожидается достаточно большим. Фотоны более низких энергий соответствуют уже в основном переходам между нижними уровнями ядер, где часто преобладают состояния с одной и той же четностью, в частности такие, которые обычно квалифицируются как коллективные. При этом в нечетных ядрах переходы смешанного типа ($M1 + E2$) оказываются обычным явлением. Таким образом, можно ожидать, что при рассмотрении зависимости величины A-P от энергии γ -лучей эффекты, обусловленные E1-переходами и интерференцией M1- и E2-переходов, в какой-то степени удастся разделить.

В ряде работ была детально исследована зависимость анизотропии от энергии γ -лучей как при реакциях, вызываемых тяжелыми ионами [16], так и при делении [17, 18]. Цель данной работы - исследовать зависимости коэффициента линейной поляризации γ -квантов от их энергии при делении ^{235}U медленными нейтронами.

Активный слой мишени в виде квадрата со стороной 25 мм при толщине $\sim 1 \text{ мг/см}^2$ был нанесен на подложку из алюминиевой фольги путем испарения в вакууме окиси 90%-ного урана-235. Мишень неподвижно устанавливалась в центре вакуумной камеры таким образом, что пучок нейтронов диаметром $\sim 25 \text{ мм}$ из горизонтального канала реактора ВВР-М падал под малым углом к ее плоскости.

Для регистрации осколков служил поверхностно-барьерный кремниевый детектор с диаметром рабочей поверхности $\sim 30 \text{ мм}$. Он располагался на расстоянии 55 мм от центра камеры на рамке, которая могла поворачиваться вокруг вертикальной оси на угол 90° . При измерениях использовались два крайних фиксированных положения детектора, симметричные относительно нормали к плоскости мишени.

Для измерений поляризации γ -излучения, испускаемого под углом 90° к оси разлета осколков, служил комптоновский поляриметр с кристаллом стльбена ($40 \times 40 \text{ мм}^2$) в качестве рассеивателя и кристаллом $\text{NaI}(\text{Ti})$ диаметром 60 мм и высотой 40 мм в качестве детектора рассеянных фотонов.

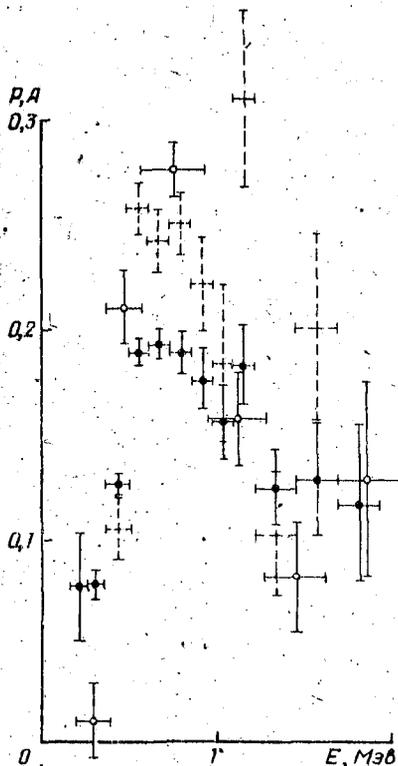
Тройные "быстро-медленные" совпадения ($f - f_1 - f_2$), соответствующие одновременной регистрации осколка и двух фотонов, отпирали вход анализатора типа $\text{LD} - 4050$, в память которого заносился импульс, пропорциональный сумме энергий, выделенных в двух детекторах γ -лучей. Измерения проводились попеременно для двух углов поворота рамки.

Калибровка поляриметра была произведена согласно методике, описанной в работе [19], и состояла в измерении известной поляризации рассеянных под прямым углом γ -лучей от источника ^{60}Co активностью $\sim 3,7$ кюри.

Контрольные измерения, проводившиеся попеременно с основными, позволили в дальнейшем учесть вклад различного рода ложных событий (случайных совпадений и совпадений, обусловленных регистрацией кристаллами поляриметра нейтронов или последовательно испущенных каскадных γ -квантов).

На рисунке измеренная здесь зависимость $P(E_\gamma)$ представлена вместе с зависимостью $A(E_\gamma)$ при спонтанном делении ^{252}Cf [18].

Относительно полученных результатов можно отметить следующее:



Сопоставление зависимости $\rho(E_\gamma)$, полученной в данной работе, с зависимостью $A(E)$ при спонтанном делении Cf 252 [18]:

Белые кружки - $A(E)$; черные кружки - $\rho(E)$; согласно результатам настоящей работы. Пунктирные крестики - то же, но с преобразованием спектра импульсов в энергетический спектр гамма-квантов.

оно согласуется с общей тенденцией в распределении идентифицированных перехо-

1) среднее значение коэффициента поляризации $\bar{P} \approx 0,15$; знак коэффициента поляризации свидетельствует о том, что электрический вектор γ -излучения преимущественно параллелен оси разлета осколков;

2) зависимости $A(E_\gamma)$ и $\rho(E_\gamma)$ качественно сходны друг с другом; (обе проходят через максимум около 700 - 900) кэв; преобразование спектра импульсов в энергетический спектр первичных γ -квантов, показанное на рисунке штрихом, приводит к еще большему сходству;

3) различие в поведении $A(E_\gamma)$ и $\rho(E_\gamma)$ при $E_\gamma > 2$ Мэв не может быть четко проведено из-за недостаточной статистической точности.

Можно сделать вывод, что определяющими являются переходы E2 и M1. Смеси либо играют вообще малую роль, либо влияние интерференционных членов обоих знаков приблизительно одинаково. Из этих наблюдений нельзя сделать заключение о знаке коэффициента f_2 , характеризующего ориентацию ядер. Максимум кривой может соответствовать максимуму доли либо M1-переходов, либо E2-переходов. Последнее, как показано в работе [18], хорошо согласу-

дов MI и E2 в известных схемах распада ядер с теми же массами, что и у осколков деления. Результаты не противоречат представлению о преимущественно поперечной ориентации моментов осколков, поэтому у нас нет основания предполагать что-либо другое.

Из малости $A_{\text{ант}}$, в том числе и в области максимума, следует, что большая величина анизотропии в основном вызвана неинтерференционными членами. Следовательно, вывод о большой доле квадрупольных переходов, сделанный ранее на основании наблюдения только величины анизотропии, подтверждается этими опытами. Для обнаружения переходов E1 при высоких энергиях с целью экспериментального подтверждения принятого предположения о преимущественной ориентации ядер нужны более тщательные измерения A и ρ на одном и том же делящемся ядре.

Л и т е р а т у р а

1. Иоханссон С.А.Е., Клейнгейнц П. - В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Атомиздат, М., вып.2, 1969.
2. Maier-Leibnitz H., Armbruster P., Specht H.J. - Proc. of the Symp. on Phys. and Chem. of Fission: SM 60752. Salzburg, 1965.
3. Ahmann H.P., Weinzierl P. - Atompraxis, 1966, 12, 3.
4. Попеко Л.А., Вальский Г.В., Каминкер Д.М., Петров Г.А. - Атомная энергия, 1965, 19, 186.
5. S.A.E. Johansson. - Nucl. Phys., 1965, 64, 147.
6. Попеко Л.А., Вальский Г.В., Петров Г.А., Каминкер Д.М. - Изв.АН СССР, Серия физ., 1966, XXX, 2040.
7. Warhanek H., Wandersboesch R. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1964, 26, 669.
8. Sarantites D.G., Gordon G.E., Coryell C.D. - Phys. Rev., 1965, 138, B353.
9. Струтинский В.М. - ЖЭТФ, 1959, 37, 861.

10. Hoffman M.M. - Phys. Rev., 1964, 133, 714.
11. Nix J.R., Swiatecki N.J. - Nucl. Phys., 1965, 71, I.
12. Nassmann O., Nörenberg W., Mang H.J. - Nucl. Phys., 1969, A136, 465.
13. С. де Гроот, Толхук Х., Хьвизкамп В. - В кн.: Альфа-, бета- гамма-спектроскопия, вып.3. Атомиздат, М., 1969.
14. Karoor S.S., Namanna R. - Phys. Rev., 1964, 133, B599.
15. Grover J.R., Gilat J. - Phys. Rev., 1967, 157, 814.
16. Mollenauer J.W. - Phys. Rev., 1962, 127, 867.
17. Петров Г.А. - Ядерная физика, 1965, I, 476.
18. Вальский Г.В., Александров Б.М., Баранов И.А. и др. - Ядерная физика, 1969, 10, 240.
19. Metzger F., Deutsch M. - Phys. Rev., 1950, 78, 551.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ТЫПОВОМ ДЕЛЕНИИ УРАНА-235

Л.А.Поцеко, Г.А.Петров, Б.Ф.Кочубей, Т.К.Звездкина
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР)

С помощью методики многопараметрического анализа исследовалось рентгеновское излучение в совпадении с осколками деления урана-235. Энергетическое разрешение полупроводникового рентгеновского спектрометра составило 0,8 кэВ для энергии 13,86 кэВ A_{m}^{241} . На основании обработки экспериментальных данных получены распределения интенсивностей K_{α} -лучей в зависимости от зарядов и массовых интервалов осколков для следующих интервалов

суммарных кинетических энергий осколков: - (150 - 163) (163 - 171) и (171 - 210) Мэв. В результате обработки получены наиболее вероятные массовые числа, дисперсии и выходы $\cdot K_{\chi}$ - лучей для определенных зарядов.

The properties of X-ray associated with the thermal fission of U^{235} were studied using the multiparameter method. The energy resolution of the X-ray semiconductor detector was about 0,8 kev for the line of Am^{241} (13, 86). From these measurements the authors obtained the X-ray intensity distributions as a function of the charges and masses of the fission fragments for the following total kinetic energy intervals: (150 - 163), (163 - 171) and (171 - 210) Mev. As a result of the calculations the most probable mass numbers and X-ray yields have been obtained for the definite fragment charges.

В настоящее время можно считать установленным, что подавляющая часть рентгеновского излучения при делении возникает при разрядке возбужденных состояний ядер осколков и испускается за времена, характерные для низколежащих состояний ядер [1-5]. Исследование рентгеновского излучения ядер - удобный способ идентификации их зарядов. Эта задача весьма важна как для спектроскопических исследований свойств нейтронно-избыточных ядер-осколков, так и для дальнейшего изучения процесса деления.

В любом случае требуется детальное знание таких характеристик рентгеновского излучения при делении, как выходы K_{χ} - лучей в зависимости от масс и зарядов осколков, зависимость выходов от энергии возбуждения осколков при прочих равных условиях и др. Имеющаяся к настоящему времени информация по этим вопросам, к сожалению, еще недостаточно достоверна. Интенсивное исследование рентгеновского излучения при делении сдерживается трудностью

экспериментов и необходимостью применения методов многопараметрического анализа. В настоящей работе сделана попытка изучения свойств рентгеновского χ_χ -излучения при делении урана-235 медленными нейтронами с целью отработки методики идентификации заряда осколков по измерению рентгеновского излучения и дальнейшего изучения процесса деления.

Задача экспериментов состояла в одновременном измерении с высоким разрешением энергий парных осколков и рентгеновского χ_χ -излучения. Для регистрации и спектрометрии осколков деления были использованы полупроводниковые золото-кремниевые детекторы с площадью чувствительной поверхности 8 см^2 . Энергетическое разрешение этих детекторов для α -частиц составляло около 50 кэВ. С целью повышения стабильности и долговечности работы детекторов, а также их энергетического разрешения они помещались в специальный криостат и работали при температуре около 100°К . Длительная эксплуатация детекторов в условиях высоких интегральных нагрузок полностью подтвердила эффективность принятого метода. Детектор рентгеновского излучения размещался в том же самом криостате на расстоянии 25 мм от мишени урана-235 (толщина активного слоя 100 мкг/см^2) и экранировался от мишени 8α -пластинкой толщиной 0,25 мм для поглощения α -частиц и осколков деления. Калибровка детектора χ -лучей по энергии и эффективности осуществлялась введением в пучок реактора известных навесок различных элементов от Mo до Eu . Энергетическое разрешение $S_i(Z_i)$ -детектора с рабочей площадью $0,6 \text{ см}^2$ и глубиной чувствительного слоя 3 мм составляло 0,8 кэВ для энергии 13,86 кэВ (Am^{241}).

В случае проведения длительных экспериментов вследствие нестабильностей регистрирующей аппаратуры реальное разрешение спектрометрического тракта χ -лучей составляло 1 - 1,2 кэВ. Соответствующим образом отобранные импульсы двух осколков и χ_χ -лучей поступали на выносную измерительную станцию «ВИСТ», буферный накопитель и затем записывались на магнитные ленты ЭВМ "Минск-22". Каждая серия измерений состояла из калибровочных двумерных спектров энергий осколков (64 x 64 канала), спектров χ -лучей и $2,5 \cdot 10^5$ трехмерных событий, записанных на магнитную ленту (100 - 150 ч работы). Абсолютный выход характеристического рентгеновского излучения в диапазоне времен от 0 до

Z	$A_D \pm \Delta A_D$	$G_A \pm \Delta G_A$	$K(Z) \pm \Delta K(Z)$	$\Delta_2(Z)$
34	91,7±2,3	1,3±5,0	12,3±1,0	-2,2±0,9
35	88,7±0,8	1,5±1,4	9,3±2,7	0,0±0,3
36	91,6±0,7	2,4±2,0	7,1±1,5	-0,2±0,3
37	94,1±0,7	2,6±0,9	11,7±2,0	-0,1±0,3
38	96,4±0,4	1,9±0,6	13,5±1,7	-0,1±0,2
39	97,7±0,3	1,4±0,6	16,5±1,7	+0,3±0,1
40	100,4±0,4	1,8±0,6	24,5±3,3	+0,1±0,2
41	101,6±0,6	2,0±0,6	28,3±5,8	+0,6±0,2
42	102,1±4,2	1,6±4,0	5,8±6,7	+1,3±1,6
49	134,1±0,8	0,6±8,0	2,0±1,7	-3,5±0,3
50	133,2±1,6	3,7±1,6	+1,0±3,3	-2,2±0,5
51	136,0±0,3	2,8±0,5	18 ±1,3	-2,4±0,1
52	136,9±0,1	1,5±0,2	36,1±1,1	-1,7±0,1
53	138,5±0,1	1,5±0,2	47,3±1,5	-1,4±0,1
54	140,7±0,1	1,5±0,2	62,0±1,7	-1,3±0,1
55	142,9±0,1	2,2±0,2	89,1±3,0	-1,1±0,1
56	145,3±0,2	2,6±0,2	105,0±6,3	-1,1±0,1
57	147,1±0,2	1,4±0,3	101,7±7,5	-0,9±0,1
58	149,0±2,6	0,4±7,0	15 ±10	-0,7±1,0

100 нсек после деления по нашим данным составляет 0,6 квантов (деление в хорошем согласии с измерениями Гленденина [6]). По программе обработки трехмерных спектров вначале события сортировались по массам осколков на основе подпрограммы, получаемой из калибровочных измерений энергий парных осколков. Полученные таким образом спектры x -лучей для различных интервалов масс шириной 2 а.е.м. далее разлагались методом наименьших квадратов для определения вкладов x -лучей отдельных элементов. При этом для каждого элемента от ^{33}As до ^{60}Nd характеристическое излучение представлялось суммой компонент К-серии $K_{\alpha_1} + K_{\alpha_2} + K_{\beta_1} + K_{\beta_2}$ [7]. Таким образом, в результате расчетов были получены распределения интенсивностей рентгеновского излучения $N(Z)$, которые далее представлялись в виде

$$W(z, M) = \sum_A Y_A(A) F_M(A) P(z, A) K(z, A),$$

где $Y_A(A)$ - выход осколков деления в зависимости от массового числа (полученный радиохимическими методами); $F_M(A)$ - функция массового разрешения в эксперименте; $P(z, A)$ - функция зарядового распределения для данного массового числа; $K(z, A)$ - функция, характеризующая выход рентгеновского излучения в зависимости от A и z .

На основе этого очевидного выражения и в предположении, что $K(z, A) \approx K(A)$, методом наименьших квадратов были определены для различных зарядов наиболее вероятные массы A_ρ , среднеквадратичные отклонения σ_A и значения функции $K(A)$, приведенные в таблице для одной из серий измерений. На основании данных $A_\rho(z)$ было получено значение параметра

$$\Delta_A(z) = z - \rho_F A_\rho(z),$$

который характеризует отклонение плотности заряда в ядрах-осколках от плотности заряда в делящемся ядре. Полученные данные, по-видимому, не подтверждают гипотезу равной плотности заряда, но при достигнутой точности пика не позволяют сделать однозначный выбор среди двух оставшихся гипотез зарядового распределения, что характерно и для других известных данных по исследованию рентгеновского излучения при делениях. Однако полученная информация представляется весьма ценной для дальнейших работ по исследованию процесса деления и свойств нейтронно-избыточных ядер-осколков с применением метода идентификации заряда по характеристическому рентгеновскому излучению.

Результаты обработки данных для трех интервалов полной кинетической энергии осколков показали, что в пределах ошибок измерений характер рентгеновских спектров для осколков с энергиями (150 - 163), (163 - 171) и (171 - 210) Мэв не меняется.

Л и т е р а т у р а

1. Glendenin L.E., Uric J.P. - Phys. Rev., 1965, 140, B1301.
2. Kapoor S.S., Bowman H.R., Thompson S.G. - Phys. Rev., 1965, 140, B1310.
3. Watson R.L., Bowman H.R., Thompson S.G. - Phys. Rev., 1967, 162, 1159.
4. Reisdorf W. - Z. Phys., 1968, 209, 77.
5. Kapoor S.S., Ramamurthy V.S., Zaghleul R. - Phys. Rev., 1969, 177, 1776.
6. Glendenin L.E., Griffin H.C., Reisdorf W., Uric J.P. - Proc. Symp. Vienna, IAEA-SM-122/114, 1969.
7. Вапстра А.Х., Нийх Г.И., Р.Ван Дамут. - Таблицы по ядерной спектроскопии. М., 1960.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР В ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ИЗОТОПОВ УРАНА ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, Ю.К. Залите, И.А.Кондуров,
А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов

(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР)

Определены энергетические спектры и выходы изотопов H , He , Li , Be , B , C , образующихся в процессе тройного деления ^{234}U и ^{236}U . Обсуждается гипотеза, согласно которой осколки в момент разрыва шейки ядра должны обладать значительной кинетической энергией.

Yields and energy spectra of H , He , Li , Be , B and C isotopes from ternary fission have been determined ^{234}U ^{236}U . The data are analyzed using a fast scission model.

Совокупность имеющихся экспериментальных фактов согласуется с предположением о том, что процесс тройного деления не отличается от процесса двойного деления на всех стадиях деления вплоть до момента разрыва шейки делящегося ядра [1]. Три частицы несут существенно больше информации о заключительной стадии деления, поэтому исследование тройного деления может дать новые сведения о поведении делящегося ядра после прохождения седловой точки. В последние годы было показано [2-5], что в процессе тройного деления, кроме α -частиц, образуются и другие легкие ядра. Привлечение данных об образовании большего числа ядер позволяет более критично оценить применимость тех или иных моделей деления. В данной работе анализируются экспериментальные данные по энергетическим спектрам и выходам ядер с $Z = 1 - 6$.

Для определения выхода легких ядер использовался масс-спектрометр [6], в котором одновременно могли измеряться энергия частицы E , магнитная жесткость $B\rho$, время пролета T базы длиной 7,5 см, потери энергии $\Delta E/\Delta x$ в тонкостенной ионизационной камере. В трехпараметрическом анализе $T-E-\Delta E$ при фиксированном значении $B\rho$ вся информация записывается на магнитную ленту, после чего с помощью ЭВМ может быть получен любой двухпараметрический спектр $T-\Delta E$, $E-\Delta E$, $E-T$ при определенном значении третьего параметра. Пример такого $T-\Delta E$ спектра показан на рис.1. Измерение $\Delta E/\Delta x$ служит в основном для определения заряда частиц, массовый же спектр определяется по $E-T$ -измерениям. Разрешение по массам спектрометра составляет 1 - 2%.

Примеры энергетических спектров некоторых ядер приведены на рис.2. Относительные экстраполированные выходы частиц, образующихся при делении ^{235}U , показаны на рис.3. Экстраполированные выходы определяются как площади под гауссовыми кривыми, которыми аппроксимируются экспериментальные данные, и нормируются на экстраполированный выход ядер ^4He . Данные по выходу изотопа ^1H взяты из работы [3], поскольку в нашем эксперименте спектр протонов не был вычислен из-за неопределенности в вычитании фона от (n, p) -реакции в подложке мишени. Для определения выхода ^3He проводилась специальная серия изме-

рений с толстой мишенью и улучшенной геометрией. Было зарегистрировано более 10^6 α -частиц, но это только позволило установить верхний предел вероятности образования ${}^3\text{He}$.

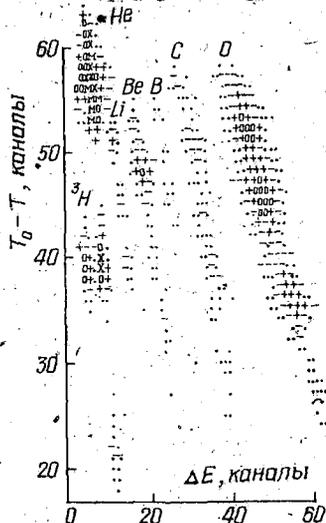


Рис. 1. Двухпараметрический $T_0 - \Delta E$ - спектр: $E_\alpha - 10$ Мэв; давление - 60 тор; T_0 - измеряемый временной интервал; ● - 1-3; ○ - 4-10; + - 11-30; ◊ - 31-100; × - 101-300; м - > 301.

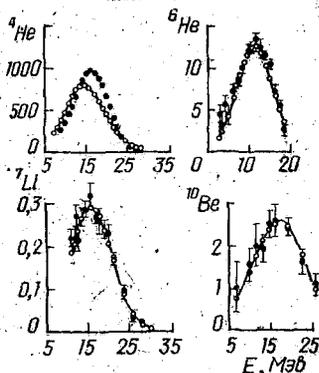


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектры частиц, образующихся в делении ${}^{234}\text{U}$: ● - эксперимент, ○ - расчет.

Значения величин \bar{E}_0 и E_F^0 :

$$\begin{aligned}
 {}^4\text{He} & (\bar{E}_0 = 2,7 \pm 1,0 \text{ Мэв}, \\
 & E_F^0 = 34,6 \text{ Мэв}) \\
 {}^6\text{He} & (\bar{E}_0 = 1,80 \pm 0,04 \text{ Мэв}, \\
 & E_F^0 = 28,6 \text{ Мэв}) \\
 {}^7\text{Li} & (\bar{E}_0 = 1,51 \pm 0,03 \text{ Мэв}, \\
 & E_F^0 = 21,2 \text{ Мэв}) \\
 {}^{10}\text{Be} & (\bar{E}_0 = 1,37 \pm 0,05 \text{ Мэв}, \\
 & E_F^0 = 20,0 \text{ Мэв}).
 \end{aligned}$$

Из полученных результатов следует отметить малую величину выхода нейтронно-дефицитных изотопов ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$. Пока что этот эффект не получил удовлетворительного объяснения.

С получением данных о вероятности образования легких ядер в процессе тройного деления появляются новые возможности проверки моделей тройного деления. Согласно модели Халперна [7] легкие ядра образуются за счет энергии деформации ядра, равной

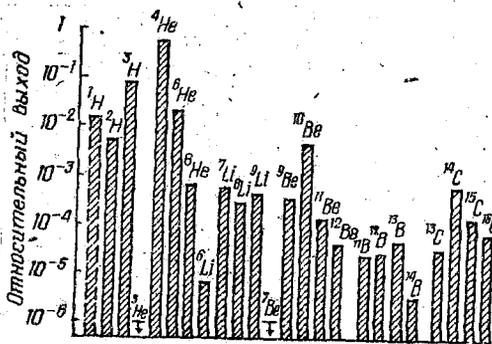


Рис. 3. Относительные выходы легких ядер, образующихся в делении ^{236}U .

энергии возбуждения осколков двойного деления E_D^* . В случае тройного деления эта энергия должна быть сопоставлена с величиной $E_X = E_{RX} + K_X + E_T^*$. E_{RX} — энергия, которую необходимо затратить, чтобы отделить частицу X от одного из осколков и поместить ее между осколками в минимуме потенциальной энергии, K_X — кинетическая энергия, E_T^* — энергия возбуждения. В случае деления с испусканием α -частиц $E_D^* - E_T^* = 6 \pm 2$ Мэв [8]. Известно, что число нейтронов в делении с эмиссией ^1H , ^3H и ^4He практически одинаково [9]. Поэтому можно предположить, что и в остальных

случаях тройного деления значение E_T^* будет постоянным ($E_T^* \approx 20$ Мэв). Принимая в качестве распределения E_D^* гауссовское с параметрами в области наиболее вероятного отношения масс $E_D^* = 24$ Мэв, $\sigma = 8,5$ Мэв [10], можно вычислить вероятность того, что в процессе двойного деления энергия деформации осколков превысит величину E_X (таблица). Сравнение с наблюдаемыми выходами приводит к заключению, что энергия деформации осколков, образующихся в делении, недостаточна для образования легких ядер с $Z \geq 3$. Но если энергии деформации осколков не хватает для образования легких ядер, то приходится предположить, что в момент разделения осколки обладают довольно большой кинетической энергией (30 — 50 Мэв), и лег-

Частица	E_{RX} , Мэв	Наблюдаемый выход на деление	Число актов деления, в которых $E_x > E_D^*$
3H	23	$0,95 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-8}$
4He	25	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$
6He	31	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$
8He	42	$0,8 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}
7Li	46	$6,0 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}
9Li	51	$5,0 \cdot 10^{-7}$	10^{-8}
^{10}Be	58	$4,5 \cdot 10^{-6}$	10^{-9}
^{14}C	78	$0,9 \cdot 10^{-6}$	10^{-12}

кие ядра образуются в основном за счет этой энергии. В этом предположении наибольшей кинетической энергией в момент после разделения обладают осколки, образующиеся в двойном делении. Величина этой энергии должна убывать с ростом E_{RX} . Следует заметить, что наблюдаемые энергетические распределения частиц в тройном делении вполне согласуются с таким предположением (рис.2). В расчетах для значения E_F^0 в двойном делении принималась величина 50 Мэв. Начальное энергетическое распределение легких ядер бралось в виде $N(E_D) \sim E_D^{1/2} \exp(-E_D/\bar{E}_D)$. Из рис.2 видно хорошее согласие между экспериментальными и расчетными спектрами. Исключение составляет только спектр 4He . Однако в этом случае согласие можно улучшить, учитывая распределение α -частиц в момент образования вдоль направления, перпендикулярного оси разлета осколков.

Л и т е р а т у р а

1. Feather N. - Proc. Second Symp. on the Physics and Chemistry of Fission. Vienna, July 1969. JAEA, Vienna, 83.
2. Cooper S.W., Cerny J., Gatti R.S. - Phys. Rev., 1967, 154, 1193.
3. Dakowski M. et al. - Phys. Letters, 1967, 25B, 213.
4. Андреев В.Н., Недопекин В.Г., Порог В.И. - ЯФ, 1969, 9, 28.

5. Gazit Y., Nardi E., Katcoff S. - Phys.Rev., 1970, 10, 2101.
6. Воробьев А.А. и др. - Атомная энергия, 1969, 27, 31.
7. Halpern I. - CERN Report, 1963, unpublished.
8. Feather N. - Phys. Rev., 1968, 170, 1118
9. Blocki J. et al. - Proc. Second Symp. on the Physics and Chemistry of Fission. Vienna, July 1969. IAEA, Vienna, 115.
10. Schmitt H.W., Neller J.H., Walter E.J. - Phys. Rev., 1966, 141, 1146.

ГЕНЕТИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ
НЕЙТРОНОВ И ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ

Б.П. Максютенко

(Физико-энергетический институт ИК АЭ СМ СССР)

Показано, что распределение кумулятивных выходов продуктов деления предшественников запаздывающих нейтронов при $Z = const$ может быть представлено распределением Гаусса.

Разработан метод, на основании которого по распределениям кумулятивных выходов дополнительных по Z осколков можно рассчитать распределение мгновенных нейтронов деления и среднее их число. Он может быть применен и при делении быстрыми нейтронами.

Connection of radiation of the delayed neutrons and fission process were studied and from relative yields of the delayed neutrons γ distribution was established for U^{235} thermal fission.

This method can be applied for the studying change of this distribution with the energy.

Кумулятивные выходы продуктов деления

Кумулятивный выход предшественника $P(A, A_p)$ может быть найден по выходу запаздывающих нейтронов Y и вероятности излучения нейтронов P_p данного предшественника:

$$P(A, A_p) = Y / P_p \quad (1)$$

Предположим, что распределение для изотопов-предшественников может быть выражено гауссианом

$$P(A, A_p) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A - A_p)^2}{2\sigma_z^2}} \quad (2)$$

где A - масса осколка, A_p - наиболее вероятное ее значение, σ_z - ширина распределения. В таблице приведены σ_z и A_p для изотопов рубидия, йода, цезия, брома и криптона. Ширина распределения наиболее близка для первых трех: $\sigma_z = 1,509 \pm 0,064$ ед. массы. Рассчитанная при этом σ_z кривая вместе с экспериментальными отнормированными значениями $P(A, A_p)$ изображена на рис. I. Несмотря на то, что расчет каждой параболы производился только по трем точкам (всего 9 точек), имеющим наибольшую величину $P(A, A_p)$, а полное распределение содержит 22 точки, видно прекрасное согласие рассчитанных и экспериментальных данных (таблица).

Изотопы

	брома	криптона	рубидия	йода	цезия
σ_z	1,721	1,165	1,434	1,469	1,623
A_p	88,09	91,64	91,98	136,57	140,46

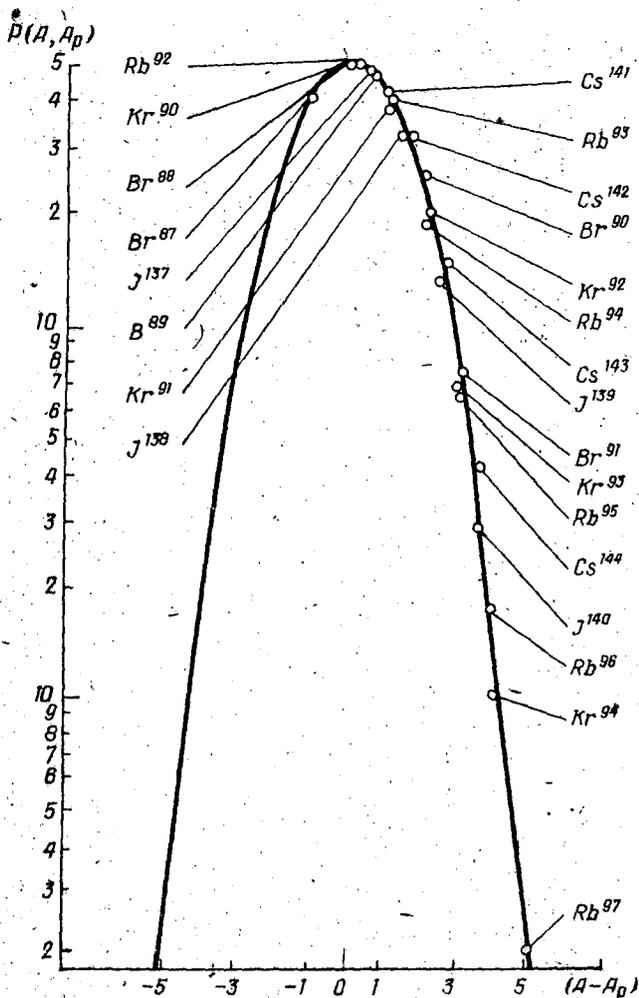


Рис. 1. Распределение масс-продуктов деления.

Парные продукты деления и распределение мгновенных нейтронов деления.

Назовем парными продукты деления, осколки, удовлетворяющие следующему условию:

$$Z_L + Z_T = Z,$$

где Z_L и Z_T - заряды легкого и тяжелого осколков, а Z - заряд делящегося ядра (например, при делении урана - изотопы рубидия - $Z_L = 37$ и цезия $Z_T = 55$).

Если продуктами деления оказались изотоп рубидия с массой $A_{рл} = 91,98$ и цезия с массой $A_{рт} = 140,46$, то число испущенных при этом мгновенных нейтронов деления ν_0 будет равно:

$$\nu_0 = A - (A_{рл} + A_{рт}),$$

где A - масса компаунд-ядра.

Такое же число их (см. рис.2) будет и в случаях

$$A_L = A_{рл} \pm i \quad \text{и} \quad A_T = A_{рт} \mp i, \quad (3)$$

где A_L - масса легкого осколка, A_T - тяжелого, $i = 0, 1, 2, 3, \dots$

Вероятность одновременного появления каждой такой пары продуктов деления, следовательно, и такого же числа мгновенных нейтронов деления $p_i(\nu_0, \bar{\nu})$ равна произведению этих вероятностей, т.е.

$$p_i(\nu_0, \bar{\nu}) = \text{const} \cdot \exp\left[-\frac{(A_L - A_{рл})^2}{2G^2}\right] \exp\left[-\frac{(A_T - A_{рт})^2}{2G^2}\right], \quad (4)$$

а полная вероятность появления ν_0 нейтронов

$$p(\nu_0, \bar{\nu}) = \sum_i p_i(\nu_0, \bar{\nu}). \quad (5)$$

Подставляя выражения (3) в (4), а затем в (5), найдем

$$p_1 = p(\nu_0, \bar{\nu}) = 1 + \sum_{i=1}^{\infty} e^{-i^2/G^2}. \quad (6)$$

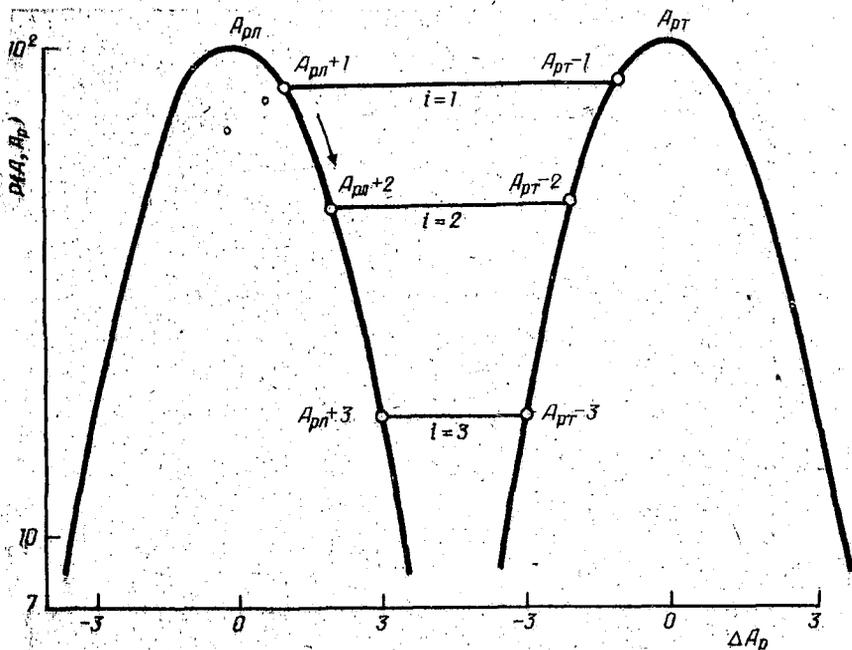


Рис.2. Схема расчета вероятности излучения ν_0 нейтронов.

Аналогичным методом найдем $P_2 = P(\nu_0 - 1, \bar{\nu})$ и $P_3 = P(\nu_0 - 2, \bar{\nu})$.
Известно, что распределение $P(\nu, \bar{\nu})$ имеет вид

$$P(\nu, \bar{\nu}) = \text{const} e^{-\frac{(\nu - \bar{\nu})^2}{2\sigma_y^2}}, \quad (7)$$

где σ_y - есть дисперсия распределения числа мгновенных нейтронных деления. Тогда, используя найденные P_1, P_2, P_3 , получим

$$\sigma_y = (\ln P_2^2 / P_1 P_3)^{1/2}$$

$$\bar{\nu} = \nu_0 - 0,5 - \sigma_y^2 \ln P_2 / P_1$$

Видно, что для расчета среднего числа мгновенных нейтронов деления достаточно знать ν_0 и G_z , которые можно получить из данных по относительным выходам запаздывающих нейтронов.

Следует оговорить, что в этом случае $\bar{\nu}$ и G_ν определяются для области асимметричного деления, и распределение числа мгновенных нейтронов строго не является гауссовым. Из приведенных выше данных получено при делении урана-235 тепловыми нейтронами:

$$\begin{aligned} \nu_0 &= 3,56 & \rho_1 &= 1,3373 \\ G_z &= 1,509 & \rho_2 &= 2,3964 & \rho_3 &= 1,7285 \end{aligned}$$

откуда

$$\bar{\nu} = 2,55 \quad \text{и} \quad G_\nu = 1,30 -$$

результаты, близкие к полученным в прямых экспериментах. Поскольку G_ν известно в единицах энергии из (4) и (7), можно получить

$$G_\nu = \frac{G_z}{\sqrt{2}},$$

что дает $G_z = 10$ Мэв.

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ И ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ

Б.П.Макохтенко

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

Впервые из разложения кривых распада запаздывающих нейтронов определены относительные выходы от подавляющей части чистых предшественников, хорошо согласующиеся с радиохимическими данными.

Разработанные методы могут быть применены для изучения изменения этих параметров с изменением энергии нейтронов, вызывающих деление.

For the first time by peeling of process from the decay curve of delayed neutrons the relative yields of main part pure precursors were established; which are in a good accordance with the radiochemical data.

This method can be applied for the studying change of these parameters with the energy.

При разложении кривых распада по обычно применяемому до настоящего времени методу наименьших квадратов получаются значення выходов запаздывающих нейтронов не от чистых предшественников, а от их смеси, поскольку выделить этим методом более шести экспонент не удается (а их значительно больше). Смысл такого решения - наилучшее описание кривой распада некоторыми средними параметрами, не имеющими физического содержания.

Разложение кривых распада запаздывающих нейтронов с помощью математического метода, разработанного М.З.Тараско [1], позволяет выделить большее число предшественников, причем часть из них - чистые предшественники, а другая - смесь предшественников, имеющих одинаковые в пределах ошибок опыта периоды полураспада. Полученная часть чистых предшественников - изотопы брома с массами 87, 88, 89 - позволяет найти распределение заряда в делении, как это описано в работе [2]. Схема такого перехода от $A = const$, принятого при изучении распределения заряда (3), к $Z = const$ показана на рис.1.

По относительным выходам запаздывающих нейтронов Y и вероятности излучения их данным осколком предшественником P_{Π} может быть найден кумулятивный выход осколка

$$P(A, A_p) = Y / P_{\Pi}.$$

Показано, что распределение кумулятивных выходов осколков предшественников может быть представлено гауссианом с шириной $\sigma_z = 1,509 \pm 0,064$ ед. массы. Поскольку среди предшественников запаздывающих нейтронов имеется несколько групп изотопов (брома, криптона, рубидия, мода, цезия), то из данных по относительным

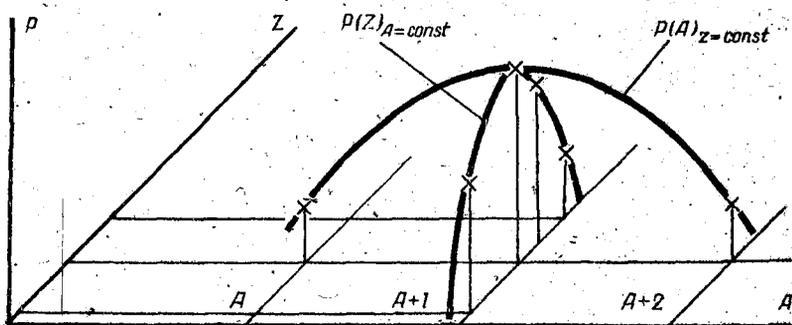


Рис.2. Распределение вероятностей излучения.

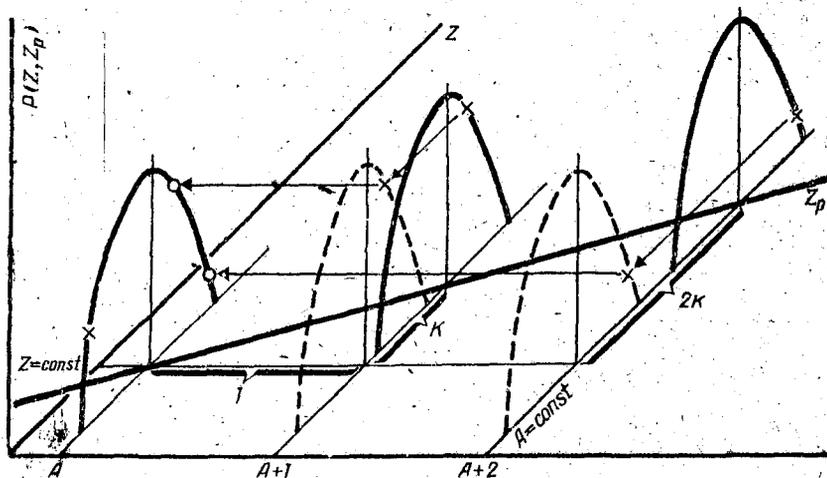


Рис.1. Схема построения кривой распределения заряда при $Z = const$

выходам может быть найдено распределение выходов масс при $Z = const$. Таким образом, может быть получено распределение вероятности появления данной массы (при $Z = const$) и данного заряда (при $A = const$) как это показано схематически на рис.2.

№ группы	Т, сек	Предмест- венник	Относительные выходы			Разложение по МЭК 157
			Нама резуль- татн	Данные радио- химии 147	И	
1	55,65	Br 87	I	I	I	I
2	24,4	I 137, Cs 144	3,91±0,14	3,82±0,69	3,63±0,90	3,63±0,90
3	16,3	Br 88	1,78±0,10	2,15±0,60	2,9 ±1,2	2,9 ±1,2
4	14,0	Rb 82, Sb 134	1,11±0,09	-	-	-
5	6,8	I 138, Se 87	1,22±0,10	1,84±0,30	0,5 ±1,6	0,5 ±1,6
6	4,45	Br 89	2,82±0,18	3,3 ±1,0	6,2 ±2,0	6,2 ±2,0
7	3,3	I 139 -Rb 93, Te 137	4,82±0,28	3,3 ±0,94	-	-
8	2,1	Cs 142, Se 88 As 85, Y 135	3,27±0,33	3,13±0,46	2,2 ±2,7	2,2 ±2,7
9	1,6 - 1,7	Xe 141, Sb 135 Cs 143, Br 90	2,14±0,40	3,60±0,90	6,7 ±2,2	6,7 ±2,2
		Br 90	3,45	2,80-5,76	-	-
		I 139	0,94	1,17	-	-
		I 140	0,82	0,51	-	-

+ из разложения кривой распада,

++ рассчитанные по кумулятивным выходам.

Полученные распределения заряда и кумулятивных выходов могут быть применены далее для выделения вклада предшественников из имеющихся смешанных групп, содержащих различные изотопы и изобары с одинаковыми или близкими периодами полураспада, либо для определения выходов короткоживущих предшественников, данные для которых менее надежны. Таким образом, можно выделить в чистом виде выходы предшественников — изотопов брома, рут依дия и йода, дающих подавляющую часть выхода запаздывающих нейтронов, — и задача становится физически осмысленной. Эти методы были использованы при разложении кривых распада запаздывающих нейтронов при делении урана-235 тепловыми нейтронами, поскольку только для этого случая имеются радиохимические данные и метод расчета может быть проверен. Ясно, что его можно применить и в случае деления быстрыми нейтронами для того, чтобы изучить распределение заряда и кумулятивных выходов при других энергиях, где эти данные радиохимическими методами получить затруднительно.

Изучение закономерностей распределения вероятностей излучения запаздывающих нейтронов и систематизация периодов полураспада предшественников в зависимости от энергий β -распада и массового числа выявило ошибки в определении этих величин в некоторых случаях при радиохимических исследованиях. Были пересмотрены значения этих величин и внесены исправления в таблицу предшественников. В таблице приведены наши результаты, данные радиохимии [4] и результаты разложения методом наименьших квадратов [5], где видно явное преимущество разработанной методики расчета по сравнению с методом наименьших квадратов. В ней также приведены относительные выходы запаздывающих нейтронов, полученные в результате разложения 7 серий кривых распада (каждая состояла из суммы от 7 до 9 измерений) запаздывающих нейтронов при делении урана-235 тепловыми нейтронами.

Л и т е р а т у р а

1. Тараско М.З. — Препринт ФЭИ-156.
2. Максютенко Б.П., Тараско М.З. — Препринт ФЭИ-145.
3. A.C. Wahl et al. — Phys. Rev., 1962, 126, 1112.
4. S. Amiel. The Second Simp. on Phys. and Chem. Fission, SM-122/205, 1969.
5. Кишин Дж.Р. Физические основы кинетики реакторов. Атомиздат, М., 1967.

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

А.И.Абрамов, В.Г.Золотухин, М.Н.Николаев
(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

Рассматриваются некоторые общие проблемы оценки ядерных данных.
Some general problems of nuclear data evaluation are discussed.

Быстрое развитие ядерной энергетики постоянно выдвигает новые и непрерывно возрастающие требования к полноте, точности и надежности ядерных, в первую очередь нейтронных, констант. На рынке ядерных данных спрос устойчиво опережает предложение, и есть все основания полагать, что такая ситуация продлится еще много лет. Особенно трудно удовлетворить потребности в ядерных данных, нужных для расчетов реакторов на быстрых нейтронах и для расчета защиты. Для обеспечения достаточной точности расчетов этих систем, необходимо знать сечения нейтронных реакций в диапазоне энергий от долей электрон-вольта до 10 - 15 Мэв, угловые и энергетические распределения вторичных нейтронов, числа и спектры мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, и иметь достаточную информацию о резонансной структуре сечений. Нетрудно показать, что полный объем информации, нужной для расчета реакторов и защиты, должен составлять примерно 20 млн. чисел, причем многие из этих чисел должны обладать процентной (σ_f , σ_c) или даже более высокой (ν) точностью.

Для удовлетворения этих потребностей во многих лабораториях мира на дорогостоящих установках ведутся интенсивные работы по измерению ядерных данных. Поток новой экспериментальной информации уже и сейчас велик и продолжает нарастать. Однако "сырые" экспериментальные данные не могут быть непосредственно использованы в расчетах. Перед этим их надо тщательно проверить, сопоставить между собой и с теоретическими расчетами, выбрать на основе такого анализа наиболее достоверные значения ядерных данных, оценить их точность и, наконец, представить в удобном для расчетов виде. В последнее время весь этот процесс принято называть оценкой ядерных данных. Лишь оцененные ядерные данные могут быть использованы для проведения практических расчетов.

Оценка ядерных данных — завершающий и наиболее ответственный этап переработки информации на пути от физических экспериментов и теоретических расчетов к потребителям, поскольку с точки зрения последних оцененные данные в каждом конкретном отрезке времени являются истиной в последней инстанции. Поэтому для повышения надежности данных, рекомендуемых для использования при расчетах, результаты оценки необходимо подвергнуть проверке, сравнивая расчетные и экспериментальные характеристики достаточно широкого круга реакторов. При этом в оцененные данные могут быть внесены коррективы, не выходящие за пределы оцененных погрешностей. Такую проверку и коррекцию естественно назвать второй фазой оценки.

Данные, прошедшие обе фазы оценки, могут быть рекомендованы для расчетов реакторов и защиты, причем для них может быть указана гарантируемая точность расчета основных характеристик реакторов ($k_{эф}$, коэффициента воспроизводства и др.).

Целью настоящего доклада является краткое рассмотрение основных этапов оценки ядерных данных и практического использования результатов оценки в реакторных расчетах.

Первая фаза оценки ядерных данных

Компиляция экспериментальных данных - предварительный этап оценки. Собрать всю информацию, относящуюся к оцениваемым сечениям, - дело весьма сложное. В настоящее время удовлетворительно поставлено дело лишь с библиографической информацией: в издаваемых сборниках СИИДА содержится полная сводка всех работ по ядерным данным, опубликованным за полгода-год до выхода сборника.

Что касается фактической информации - полученных в работах числовых данных, характеристик измерений (фон, разрешение, поправки) и используемых опорных констант, - то обеспечение этой информацией ввиду ее чрезвычайно большого объема возможно лишь с помощью ЭВМ. В настоящее время принята международная система ЭКСФОР для записи и обмена такого рода информацией. Эта система принята на вооружение и нашим отечественным центром по ядерным данным. Следует отметить, что планирующееся широкое внедрение системы ЭКСФОР, по-видимому, не сделает ненужными обычные публикации работ по ядерным данным, поскольку вряд ли удастся в кратких комментариях, предусматриваемых этой системой, отметить все тонкости экспериментальной методики, могущие иметь при оценке первостепенную важность.

Сравнение результатов различных авторов - первая операция, которую должен произвести оценщик. При этом приходится преодолевать целый ряд принципиальных трудностей. Чтобы данные можно было сравнивать, они должны относиться к одним и тем же энергетическим точкам и быть полученными с одинаковым разрешением. Эти условия, как правило, не выполняются. Приведение к выбранным экспериментальным точкам можно осуществить, если энергетическая зависимость сечений уже оценена. Поэтому определение этой энергетической зависимости как раз и является задачей оценщика. Приведение данных к выбранным стандартным энергиям может быть осуществлено лишь итеративно [1]. Выбор таких стандартных энергий зависит от характера энергетической (или угловой) зависимости оцениваемых данных. Если эта зависимость нерегулярна (сечения в резонансной области), то обоснованно выбрать энергии, при которых нужно провести сравнение данных, что возможно в том случае, когда данные

получены с одинаковым разрешением. Если (как обычно бывает) это не так, то приходится данные с лучшим разрешением "размазывать" по некоторой дополнительной функции разрешения таким образом, чтобы их можно было сравнивать с данными, полученными с низким разрешением. Если функция разрешения известна очень хорошо (что бывает редко), то в данные может быть внесена поправка на разрешение, например, методом, развитым в работе [2]. Погрешности данных после введения такой поправки возрастают. Из-за большой сложности этого метода и других аналогичных методов опыта их использования при оценке до настоящего времени практически не имеется.

Если из теории известно параметрическое описание энергетической зависимости сечений, проблема сравнения данных сильно упрощается: сравниваются определенные по различным данным теоретические параметры (например, резонансные). К сожалению, в важнейших случаях делящихся ядер теоретическое описание резонансной структуры сечений осложнено эффектами межрезонансной интерференции, учет которой требует увеличения числа свободных параметров теории, в связи с чем точность определения каждого из них резко падает. Это сильно затрудняет сравнение результатов, особенно, если принять во внимание корреляцию ошибок определенных теоретических параметров и то, что распределение этих ошибок может сильно отличаться от гауссовского.

Сравнение данных о сечениях в области неразрешенных резонансов осложняется дополнительным фактором - резонансной самоэкранировкой сечений в образце. Для введения поправок на этот эффект можно воспользоваться предварительно оцененными данными о резонансной структуре сечений, например, факторами самоэкранировки приведенными в работе [3]. С помощью этих факторов поправку на самоэкранировку можно оценить в приближении теоремы эквивалентности [4]:

$$\bar{\sigma}_x^{испр} = \bar{\sigma}_x^{экен} / f_x (\ell / N),$$

где ℓ - средний путь нейтронов в образце; N - плотность ядер в нем, f_x - из данных работы [4]. Для поправок в полное сечение следует использовать $f_\ell = 1 / \bar{\sigma}_\ell [\bar{\sigma}_c f_c + \bar{\sigma}_e f_e + \bar{\sigma}_f f_f + \dots]$. Несмотря на то, что f - факторы в работе [5] даны для широких энергетических интервалов, их использование оправдано точностью

введения поправок этим простым способом (10 - 20%). Более точно поправки на самоэкранировку могут быть введены расчетом многократных столкновений нейтронов в образце методом Монте-Карло. При этом можно использовать либо предварительно оцененные средние резонансные параметры (флуктуации ширины при этом можно учесть согласно работе [5]), либо так называемые подгрупповые параметры структуры сечений [6].

Отметим, что резонансная самоэкранировка сечений в образце открывает возможность измерения нужных для реакторных расчетов средних характеристик структуры сечений. Наиболее полно эта информация получается в экспериментах по пропусканию через образцы различных толщин [7, 8]. Так, В.В. Филипповым [9] показано, что в случае железа в измерениях полного сечения, выполненных с наилучшим разрешением [10], нужные для реакторных расчетов характеристики структуры сечений (в частности, средние длины пробега) определяются с недостаточной точностью, тогда как более простые эксперименты по пропусканию позволяют удовлетворять потребности реакторщиков в этих данных.

Оценка характеристик структуры сечений, нужных для учета эффектов резонансной самоэкранировки сечений в реакторах и защите, вряд ли может быть выполнена с требуемой точностью без привлечения экспериментальных данных о функциях пропускания. Роль таких экспериментов, следовательно, весьма велика.

Перед сравнением различных данных оценщик обязан убедиться в том, что сравниваемые данные пронормированы на одно и то же опорное сечение или, если это не так, ввести в эти данные соответствующие поправки. Естественно, для этого необходимо располагать взаимосогласованными данными о сечениях реакции, использующихся в качестве стандарта при измерениях сечений ($H(n, n)$, $U^{235}(n, f)$, $B^{10}(n, \alpha)$, $Au^{197}(n, \gamma)$ и др.). Состояние дел о сечениях опорных реакций рассматривается в специальном докладе на настоящей конференции [11].

Сравнение с теорией экспериментальных ядерных данных должно производиться во всех тех случаях, когда оно возможно. Выше уже отмечалась роль теории при сравнении данных в резонансной области. Без использования резонансной теории практически невозможно оценить температурные вариации сечений и, следовательно, столь важное для практики явление, как доплеровское температур-

ное изменение реактивности. Чрезвычайно важна роль теории при оценке резонансных эффектов на делящихся ядрах. Обнаруженная в последние годы промежуточная структура в сечениях деления сильно усложняет оценку сечений в области неразрешенных резонансов: стало ясно, что экстраполяция средней делительной ширины из области разрешенных резонансов на большие энергии незаконна. Оценка резонансных параметров, усредненных по многим состояниям составного ядра, требует корректного учета флуктуаций нейтронных и делительных ширин, что особенно трудно сделать при использовании S -матричного формализма резонансной теории ядерных реакций [12]. Использование же R -матричной теории, упрощая учет флуктуаций, приводит к серьезному усложнению учета эффекта Доплера. Развитие работ в области резонансной теории делящихся ядер имеет первостепенное значение для оценки.

В нерезонансной области энергий в последние годы достигнуты значительные успехи в описании энергетической зависимости полного сечения, сечения образования составного ядра и угловых распределений рассеяния с помощью оптической модели. Параметры оптического потенциала подбираются индивидуально для каждого ядра специальными программами [13, 14]. Полученные в этих расчетах пропускания при известной схеме уровней ядра-мишени могут быть с успехом использованы для расчета сечений неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней [15 - 18]. Следует, однако, отметить, что в случае делящихся ядер при этом необходимо принимать во внимание несферичность ядра с тем, чтобы учесть прямое возбуждение ротационных уровней [18]. В противном случае результаты расчетов могут служить лишь для оценки формы кривой возбуждения (в чем и заключается главная задача таких расчетов, поскольку абсолютная нормировка кривых приводится по имеющимся экспериментальным данным). Только при оценке сечений неупругого рассеяния для делящихся ядер теоретические расчеты играют определяющую роль [17, 18].

Оптические пропускания необходимы и для расчета сечений радиационного захвата нейтронов. Используемые при этом значения радиационных ширин могут быть оценены на основе систематики имеющихся данных [19], а их энергетическая зависимость определена на основе статистической теории параметром α плотности одночастот-

ных состояний вблизи энергии Ферми, систематические данные о котором описаны удобными полуэмпирическими формулами [21]. При оценке данных для осколков деления теоретический расчет сечений и результаты систематики служат до настоящего времени основным источником информации [21].

Отметим, наконец, что теоретическая оценка плотности уровней позволяет сейчас весьма надежно оценивать и спектр неупругого рассеяния по модели испарения. Эта модель в большинстве случаев отлично описывает спектры даже для нейтронов с начальной энергией до 14 Мэв. Влияние прямых процессов сказывается лишь на величине сечения и на угловом распределении вторичных нейтронов.

Усреднение данных различных авторов - один из наиболее ответственных моментов в процессе оценки. После того как данные приведены к одинаковым опорным сечениям, сравнены между собой и с теорией, как правило, оказывается, что расхождение между ними существенно превышает указанные авторами экспериментальные ошибки. Это означает, что по крайней мере часть данных содержит систематические ошибки, не выявленные авторами. Лишь сравнительно в редких случаях оценщику удастся установить возможные источники этих ошибок (например, влияние резонансной самоэкранировки) и еще реже удастся ввести соответствующую поправку (поскольку, не обратив внимание на ошибку, автор, естественно, не приводит и необходимых для ее устранения данных). Поэтому в отличие от случая, когда результаты согласуются в пределах ошибок и их усреднение можно производить с весом обратной дисперсии, при наличии больших расхождений закон рассеяния данных относительно среднего значения неизвестен и приписывание весов при усреднении определяется волей оценщика. Могут быть рекомендованы лишь строгие правила отбора наиболее надежных данных: а) приоритет отдается тем данным, методика получения которых подробно описана, что позволяет исключить, по крайней мере, часть возможных систематических ошибок; б) более надежны данные, согласующиеся с результатами измерений, проведенных с использованием существенно иной методики; в), рекомендацией данным (хорошей или плохой) может служить степень согласия результатов других аналогичных измерений тех же авторов с совокупностью имеющихся данных и г) неучет в работе тех или иных факторов, влияющих на результат (например, многократного рассея-

ния нейтронов в образце) или отсутствие указаний о введении соответствующих поправок, снижает степень доверия к данной работе.

Приняв во внимание эти качественные соображения, оценщик вынужден приписать данным каждой работы определенные числовые веса, необходимые для усреднения. Ошибку среднего значения целесообразно в этом случае определить как взвешенное среднеквадратичное отклонение.

Следует отметить, что по мере повышения статистической точности роль систематических ошибок возрастает. Возрастает и роль "волюнтаристского" элемента в оценке. Это обстоятельство делает особенно важным привлечение к работам по оценке высококвалифицированных специалистов.

После усреднения данных оценщик должен провести некоторую кривую, которая, по его мнению, лучше всего передает изучаемую зависимость. Во многих случаях эта кривая может быть получена подбором теоретических параметров, в других случаях такие кривые проводятся путем полиномиального или другого произвольного параметрического описания совокупности имеющихся данных или (что вполне оправдано) просто от руки. Эта операция означает собой завершение первой фазы оценки.

Вторая фаза оценки ядерных данных

Результаты оценки в первой фазе, прежде чем их можно будет рекомендовать для использования в серийных расчетах проектируемых реакторов и защиты, должны пройти проверку сравнением результатов интегральных экспериментов с данными расчетов, проведенных на базе этих данных. Говоря об интегральных экспериментах, мы в первую очередь имеем в виду эксперименты на критических сборках (измерения критических параметров, отношений сечений и реактивностей на реакторных спектрах и т.п.) и экспоненциальные эксперименты (измерения длин замедления, диффузии, материальных параметров сред и др.), принимая, что такие интегральные данные, как, например, сечения неупругого увода под заданный порог, уже учтены при оценке в первой фазе. Прежде всего для проверки ядерных данных должны использоваться лишь специальные (так называемые чистые) эксперименты, результаты которых могут быть рассчитаны

со столь высокой методической строгостью, что причиной расхождения между расчетными и измеренными данными могут быть лишь погрешности в ядерных данных и известные ошибки в интегральных экспериментах. Современные методы расчета реакторов позволяют включить в число чистых достаточно широкий круг возможных реакторных экспериментов.

Набор интегральных измерений должен характеризоваться возможно более широким диапазоном энергетических спектров нейтронов, поскольку константы должны быть проверены в разных энергетических интервалах. Расхождения между результатами расчетов и интегральных экспериментов могут быть сведены к минимуму путем варьирования оцененных данных в пределах их ошибок. Ошибки проварьированных данных оказываются скорректированными таким образом, что точность расчета реакторных характеристик существенно повышается даже в том случае, когда погрешности в отдельных сечениях сокращаются мало. Важно также и то, что знание полной матрицы ошибок, оцененных во второй фазе констант, позволяет повысить и установить ожидаемую точность расчета для таких реакторных характеристик, которые невозможно измерить на критических сборках (длительность кампании, например). Таким образом, оценка ядерных данных во второй фазе существенно повышает надежность данных. Без учета результатов интегральных экспериментов вряд ли возможно удовлетворение современных требований к точности ядерных констант [22]. Действительно, дифференциальные ядерно-физические измерения обеспечивают весьма детальную информацию, но точность этих данных сравнительно невысока: лишь немногие тепловые сечения известны с точностью лучше 1%, а для быстрых нейтронов характерны ошибки 10 - 15%, и лишь в исключительных случаях - 5%. В противовес этому, интегральные эксперименты обладают чрезвычайно низким разрешением, однако достижение на них точности порядка 1 - 2% в отношениях сечений и реактивностях и около 0,5% и лучше в значениях $k_{эфф}$ для быстрых критоборок уже сейчас является вполне реальной задачей. Приведенные цифры ясно показывают, насколько важным дополнением к ядерно-физическим экспериментам оказываются интегральные измерения.

Использование оцененных данных

Полные системы оцененных данных позволяют более точно учесть форму внутригруппового спектра нейтронов для расчета сечений межгруппового перехода. В последнее время появились определенные перспективы полного теоретического расчета защиты с помощью развиваемых высокоточных методов решения кинетического уравнения (S_n -метод и метод Монте-Карло), точность которых в первую очередь зависит от точности используемых ядерных констант.

Для того чтобы оцененные данные могли быть использованы для расчетов реакторов и защиты, они должны подвергнуться сложной переработке в многогруппные константы. В связи с весьма большим объемом исходной информации и сложностью алгоритма (который, в частности, включает в себя предварительный расчет реактора для оценки формы спектра) многогруппные константы должны производиться ЭВМ. Полуручной способ расчета систем констант, использовавшийся в предыдущие годы [3], требует огромных затрат времени и не может обеспечить оперативное использование новых, уточненных ядерных данных. В связи с этим были разработаны специальные системы хранения оцененных данных в памяти ЭВМ. Наиболее известными из них являются библиотеки оцененных данных NDL (Nuclear Data Library, Англия), KEDAK (Karlsruhe Evaluated Data Katalog, ФРГ), ENDF/B (Evaluated Nuclear Data Files, США; индекс "B" означает окончательные данные, рекомендуемые для расчета реакторов). К этим библиотекам привязаны комплексы программ для расчета многогрупповых констант. В Советском Союзе в ФЭИ (г. Обнинск) для аналогичных целей разрабатывается Система Обеспечения Константами Расчетов Атомных Реакторов (сокращенно - СОКРАТОР). Формат библиотеки оцененных ядерных данных системы СОКРАТОР [25] существенно расширен по сравнению с форматами зарубежных библиотек с тем, чтобы данные каждой из них могли быть легко записаны в этом формате. Кроме этого, предусмотрена специальная (подгрупповая) форма записи данных о резонансной структуре сечений в резонансной области энергий. В настоящее время ведется работа по созданию программ обслуживания библиотеки и расчета систем групповых констант. Опи-

ование ряда этих программ будет дано в одном из очередных выпусков Бюллетеня ЦАД.

Л и т е р а т у р а

1. Абагян Л.П. и др. Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 667.
2. Тучин В.Ф., Нозик В.З. - Препринт ФЭИ, № 138, 1969.
3. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1969.
4. Дреснер Л. Резонансное поглощение в ядерных реакторах, Атомиздат, М., 1962.
5. Николаев М.Н. и др. - Труды советско-голландско-бельгийского семинара по физике быстрых реакторов. Мелекес, 1970.
6. Николаев М.Н., Хохлов В.Ф. - Бюлл. ИЦАД, 1967, 4, 420.
7. Николаев М.Н. и др. - Бюлл. ИЦАД, 1966, 3, 93.
8. Ваньков А.А. и др. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 1, 559;
9. Филиппов В.В. Исследование структуры полных нейтронных сечений методом пропускания - Канд. дисс., НИИЯР, 1971.
10. Sierjacks S. et al. - ВВК-1000, 1968.
11. Васильев Р.Д. и др. - Доклад на настоящем совещании.
12. Hwang H.H. - Nucl. Sci. Eng., 1970, 39, 32.
13. Попов В.И. и др. - Бюлл. ИЦАД, 1967, вып. 4, 327.
14. Аникин Г.В., Котухов И.И. - Ядерная физика (в печати).
15. Hauser W., Feshbach H. - Phys. Rev., 1952, 87, 367.
16. Goldsmith M. - Nucl. Sci. Eng., 1968, 34, 93.
17. Базазянц Н.О., Гордеев И.В. - Атомная энергия, 1962, 13, 321.
18. Prince A. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 825.
19. Малышев А.В. - Канд. дисс., ФЭИ, 1967.
20. Захарова С.М., Малышев А.В. Comptes rendus du Congrès International de Physique Nucleaire, Paris, 1964, 2, 755.
21. Benzi V., Reffo J. - CCIN-NW/10, Dec. 1969.
22. Зарицкий С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. - Доклад на настоящем совещании.

23. Колесов В.Е., Николаев М.Н. - Труды советско-голландско-бельгийского семинара по физике быстрых реакторов. Мелекес, 1970.

О СОВОКУПНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ПРОБЛЕМЕ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РЕАКТОРОВ

Л.Н.Усачев, Ю.Г.Бобков

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В работе дан обзор современного состояния задачи о совокупности использования интегральных и дифференциальных измерений в проблеме ядерных данных для реакторов. Описаны параметры использованной программы. Выражается точка зрения авторов на организацию работ по этой проблеме.

The present state of the problem of the use of integral measurements in the problem of nuclear data for the reactors is given in this report. Parameters of the program available are presented. The views of the authors on the organisation of the work in this field is expressed.

Для того чтобы получить возможность делать точные расчетные предсказания реакторных параметров, проводится большое число экспериментов: микроскопические измерения взаимодействия нейтронов определенных энергий с ядрами определенных изотопов, интегральные измерения на критсборках. Для расчетов требуется подробная информация об энергетической зависимости сечений, обычно представляемых в виде гистограмм, т.е. групповых сечений.

Интегральные эксперименты всегда предназначались для проверки точности расчетов. Точность расчетов определяется точностью ядерных данных и точностью методов расчетов реального интегрального эксперимента. Если принять специальные меры в случае проведения интегрального эксперимента, приблизив действительную его постановку к расчетной модели, то такой точный экспери-

мент можно использовать для проверки ядерных констант. С помощью обобщенной теории возмущений [1] относительную вариацию результата любого интегрального эксперимента $\delta c_I / c_I$ можно представить в виде линейной функции от относительных вариаций групповых констант $f_X = \delta G_X / G_X$ или $f_X = \delta \nu_X / \nu_X$ и т.д.

$$\delta c_I / c_I = \sum_X S_{IX} f_X \quad (1)$$

Коэффициенты чувствительности S_{IX} определяются из расчета [1]. Таким образом, с точки зрения статистических методов обработки результатов эксперимента [2], интегральные эксперименты на критборках являются косвенными измерениями групповых констант. Такой подход к интегральным измерениям был развит в работах [3 - 5]. Будем использовать метод Роулэндса [5], как наиболее последовательный с точки зрения статистического подхода, к полной совокупности микроскопических и интегральных экспериментов.

Задача сводится к нахождению величин f_X , минимизирующих квадратичный функционал

$$M = \sum_X \frac{f_X^2}{g_X^2} + \sum_I \left(\frac{E_I - c_I'}{c_I} \right)^2 \frac{1}{e_I^2} \quad (2)$$

где g_X и e_I - среднеквадратичное отклонение при дифференциальных и интегральных измерениях соответственно. Предполагается, что ошибки в измерениях являются независимыми и нормально распределенными.

$$c_I' = c_I \left(1 + \sum_X S_{IX} f_X \right),$$

где E_I и c_I' - соответственно измеренные и рассчитанные интегральные характеристики. Дифференцируя по f_X , получаем систему линейных уравнений $D_{XX} f_X = Y_y$, решением которой является вектор $f_X = D_{XY}^{-1} Y_y$.

Новая ошибка параметра определяется величиной математического ожидания $E[(f_X - \hat{f}_X)(f_Y - \hat{f}_Y)]$, которая в случае линейной зависимости равна просто D_{XY}^{-1} [2]. Ошибка в предсказании величины c_I определяется формулой -

$$\delta_I = \sqrt{S_{IX} D_{Xy}^{-1} S_{Iy}} \quad (3)$$

Для того чтобы проверить, укладывается ли данный расчет в рамки статистики, использовался следующий критерий: вычислялась сумма

$$\sum_{\lambda=1}^L f_{\lambda}^2 / g_{\lambda}^2 + \sum_{I=1}^N \left(\frac{E_I - C_I}{C_I} \right)^2 \frac{1}{e_I^2}$$

и относилась к величине $N + L$. В предположении, что полученное отклонение подчиняется нормальному распределению, в котором g_{λ} и e_I — среднеквадратичные отклонения, эта величина должна быть близка к 1. Отклонение от 1 в ту или иную сторону свидетельствует о завышении или занижении величин g и e или о наличии систематических ошибок в измерениях и расчетах.

Программа, реализующая алгоритм, написана на АЛГОЛЕ применительно к транслятору ТА-2 на машине М-220 с 1 кубом памяти. Программа написана таким образом, что позволяет учитывать любое количество интегральных экспериментов при максимальном числе подготавливаемых параметров 53.

Для анализа использовались расчетные данные по 20 критоборкам ZPR-IV в 26-групповом РЗ-приближении в сферической геометрии по программе М-26 (подправленное транспортное приближение с изотропными переходами) [6] по системе констант БНАБ [7]. Вносились поправки на отличие расчетной сферической геометрии от реальной.

Пример результатов расчета

В качестве параметров брались факторы $(f + 1)$, при умножении на которые групповых сечений получалась наилучшая подгонка. Факторы выбирались одинаковыми в группах

1 - 5 (0,8 - 10,5 Мэв)

6 - 8 (0,1 - 0,8 Мэв)

9 - 11 (10 - 100 кэв)

12 - 17 (0,1 - 10 кэв)

системы БНАБ [7]. В подгонку включались захват, деление и

Таблица I

Группы	$f, \%$	$g, \%$	g , подогн. %	Группы	$f, \%$	$g, \%$	g , подогн. %		
$\sigma_c U-235$	1	-2,4	20	20	$\sigma_c U-238$	1	-17	20	19
	2	18	20	18		2	-18	20	6,6
	3	36	20	17		3	6	20	10,5
	4	-8,7	20	16		4	2,1	20	17
$\nu_f U-235$	1	1,8	3	2,5	$\nu_f U-238$				
	2	0,1	3	2,1	1	4	3	2,5	
	3	-1,5	3	2,6	$\sigma_f U-238$				
	4	1,3	3	2,8	1	-1,3	8	2,0	
$\sigma_f U-235$	1	0,9	8	4,2	$\sigma_f \rho_k -239$	1	-2,3	8	7,2
	2	-8,7	8	4,2		2	-4,5	8	4,7
	3	-2,1	8	5,7		3	-11	8	6,8
	4	6,3	8	6,9		4	-1,5	8	7,9

$U-235$ (12 параметров), захват, деление и $\nu U-238$ (6 параметров) и деление ρ_k-239 (4 параметра). Такой набор обусловлен тем, что использовались сборки с $U-235$ и $U-238$ и эксперименты, включающие отношение чисел деления $U-235$ и $U-238$ к ρ_k-239 . Стандартные отклонения g для групповых сечений захвата, деления и ν предполагались 20, 8 и 3% соответственно. Стандартные отклонения ϵ представлены в табл.2. В этом варианте статкритерий оказался равным 0,995.

В табл.1 приведено значение параметров f и стандартных отклонений групповых сечений. Эти результаты находятся в хорошем соответствии с результатами первой работы по методу Баррака [4]. Большое увеличение захвата $U-235$ и компенсирующее его увеличение $\nu U-238$, по-видимому, обусловлены отсутствием подгонки сечения захвата железа, которое в системе БНАБ в ряде групп занижено в три раза [8].

Т а б л и ц а 2

Характеристика	(E-C)/C, %		Стандартное отклонение		Характеристика	(E-C)/C, %		Стандартное отклонение	
	БНАБ	Подогн.	ϵ	δ		БНАБ	Подогн.	ϵ	δ
$K_{эфф}$					$K_{эфф}$				
25	0,3	0,2	0,3	0,18	35	-4,1	0,4	0,3	0,22
24	0	0,1	0,3	0,16	16	-1,2	0,1	0,3	0,14
11	-0,5	0	0,3	0,13	12	-1,5	0,4	0,3	0,16
10	-1,3	0	0,3	0,14	17	-1,7	0,3	0,3	0,16
32	-3,4	0,3	0,3	0,17	14	-1,7	0,2	0,3	0,28
9A	-1,8	0,2	0,3	0,16	ZPR-III				
20	-1,8	0,8	0,3	0,19	$\bar{\epsilon}_1/\bar{\epsilon}_g$ 25	-1,1	0	2,0	1,2
31	-3,3	-0,4	0,3	0,12	$\bar{\epsilon}_5/\bar{\epsilon}_g$ 11	-0,4	-1,3	2,0	1,1
24	-2,6	0	0,3	0,16	$\bar{\epsilon}_8/\bar{\epsilon}_g$ 11	1,2	-0,8	2,0	1,2
23	-2,5	0	0,3	0,15	$\bar{\epsilon}_5/\bar{\epsilon}_g$ 25	-1,5	-0,1	2,0	1,1
34	-2,8	0,1	0,3	0,14	$\bar{\epsilon}_2/\bar{\epsilon}_g$ 31	1,5	0,2	2,0	1,7
29	-3,9	-0,8	0,3	0,14	$\bar{\epsilon}_5/\bar{\epsilon}_g$ 31	1,6	0,5	1,6	1,2
30	-4,2	-1,0	0,3	0,15	$\bar{\epsilon}_6/\bar{\epsilon}_g$ 29	1,1	-1,1	1,5	1,0
36	-0,9	0	0,3	0,12	$\bar{\epsilon}_8/\bar{\epsilon}_g$ 29	7,0	2,1	1,6	1,2
33	-3,6	0,1	0,3	0,14					

В табл.2 приведены результаты подгонки интегральных экспериментов. Видно, что полный набор интегральных экспериментов описывается достаточно хорошо, с хорошей статистической точностью.

Имея набор коэффициентов чувствительности для плутониевого бридера [9], мы провели оценку точности предсказаний $K_{эфф}$, полного коэффициента КВ и КВ в активной зоне на основе предполагаемой точности микроскопических величин (табл.3, столбец 1) и с учетом описанного выше набора интегральных экспериментов (столбец 2). Сравнительно небольшое уточнение КВ связано с тем, что в использованный набор никак не входили сечения захвата и ν $P_{и-239}$, существенно влияющих на него.

Т а б л и ц а 3

Характеристика	2, %	1, %
$K_{эфф}$	2,3	4,4
КВ	3,9	5,3
КВА	4,8	6,4

Какое же место интегральных экспериментов в общей программе по уточнению ядерных данных для расчетов реакторов? Могут ли они играть роль окончательного критерия при выборе рекомендованного значения какой-либо микроскопической величины и какова наилучшая организация работы, позволяющая усилия физиков-реакторщиков и физиков-ядерщиков направить по единому руслу?

На основе имеющегося опыта работ по подгонке [3-5,8], а также нашего небольшого опыта, можно сказать, что из интегральных экспериментов можно выявить направления, в которых требуется менять ядерные данные. Так, в работе [8] на основе 143 интегральных экспериментов на 43 сборках, включая II плутониевых, при 42 параметрах (четырёхгрупповое разбиение, соответствующее нашему) получены рекомендации по изменению λ_{Pu-239} , сечения деления $U-235$, захвата $U-238$ и железа, которые согласуются с данными некоторых последних микроизмерений и тем самым являются критерием для их предпочтения другим микроэкспериментам. В английских работах для указанных ядерных данных получены аналогичные результаты. Однако интегральные эксперименты сами по себе не могут являться источником информации для получения точного значения отдельных ядерных величин. Это связано, во-первых, с большой чувствительностью указанных величин к предположению о точностях различных ядерных констант, во-вторых, с возможными неточностями методов расчета реакторов. Особенно опасны возможные систематические ошибки, неучтенные приравнивания расчетных и экспериментальных параметров. По интегральным экспериментам идет подгонка не одной величины, а набора всех величин, входящих в расчет реактора. Это обеспечивает хорошую точность предсказаний реакторных параметров, которая по порядку величины равна точности интегрального эксперимента. При этом некоторые систематические ошибки, присутствующие при расчетах используемого

набора и предсказываемых реакторных параметров могут взаимно исключаться. Конечно, необходимо проводить тщательный анализ возможного влияния этих ошибок в том и другом случае.

Из изложенной ситуации представляется разумным независимое существование библиотек рекомендованных данных, полученных на основе оценки микроэксперименте, и групповых констант, полученных на основе использования всей совокупности интегральных экспериментов и указанных рекомендованных данных по описанному здесь методу. Результаты подгонки должны быть доступны оценщикам микроскопических данных (через ЦЯД) для их учета при выработке рекомендованных значений, но не для слепого следования им. В тоже время наборы подогнанных групповых констант имеют ценность как инструмент для наиболее точных на данный момент предсказаний реакторных параметров.

Исходя из изложенного, мы представляем себе разделение труда между различными группами физиков, вовлеченных в проблему уточнения ядерных данных для предсказания свойств реактора, следующим образом:

1. Необходимые точности основных реакторных параметров должны быть сформулированы теми, кто рассчитывает проектируемые реакторы на основе экономических или других соображений.

2. На основе дальнейшего развития изложенной выше методики необходимо разработать методы планирования совокупности экспериментов, наиболее эффективно приводящих к достижению поставленной цели.

3. Совместно с физиками, проводящими эксперименты на критборках с помощью указанной программы, наметить необходимые эксперименты и указать их точность с учетом особенностей (стоимости) каждого эксперимента.

4. Все существующие, достаточно "чистые" и надежные эксперименты должны быть проанализированы теоретически. Это включает в себя:

а) определение коэффициентов чувствительности с помощью имеющейся расчетной модели (одномерная геометрия, P1-приближение, 18 групп; 0-мерная геометрия 26 групп);

б) определение погрешностей этой расчетной модели при рас-

чете интегральных параметров, используемых в подгонке (например, за счет предположений о гомогенности среды, сферичности реактора, P1-приближения и т.д.). Возможно, что на некоторые вопросы можно ответить с помощью эксперимента.

5. ЦЯД должен накапливать для всей совокупности экспериментальных данных измеренные значения интегральных характеристик с указанием ошибки эксперимента, расчетные их значения и коэффициенты чувствительности, величины погрешности используемой модели, оцененные реакторщиками-теоретиками. При этом будет возможно оценивать каждый новый интегральный эксперимент с точки зрения отсутствия в нем систематических ошибок и предсказывать наиболее точные на данный момент реакторные параметры.

6. Выдача подогнанных групповых констант для использования их при оценке микроэксперимента.

Использование интегральных экспериментов в соответствии с изложенной выше методикой приводит к качественно новым возможностям не только делать предсказания, но и указывать их ошибку, а также к систематическому учету их при оценке микроконстант и выработке рекомендованных значений.

Л и т е р а т у р а

1. Усачев Л.Н. - Атомная энергия, 1963, 12.
2. Абагян А.А., Дружинина Г.И., Дубинина А.А. и др. - Ш Женевская конференция по мирному использованию атомной энергии, 1965, 4, 359.
Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. - Бюллетень информационного центра по ядерным данным, вып. П. Атомиздат, М., 1965, 242.
Зарицкий С.М. Комплекс программ для расчета реакторов и обработки результатов критических экспериментов с помощью теории возмущений. - БИЯД, вып. 6. Атомиздат, М., 1969.
2. Динник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки результатов измерений. "Мир", М., 1958.
3. Сессия и др. Эксперименты на быстрых критических реакторах и их анализ. АИЛ -7320. Аргона, 10, 1966, 107.
- Барре Ж.И., Равье Ж. Физика быстрых реакторов. МАГАТЭ, конференция в Карлсруэ, 1968.

5. Роулэндс Ж.Д., Макдогел Ж.Д. Физика проектирования и производства быстрых реакторов. *BNES*, Лондон, 1969.
6. Антонова Л.В. и др. Переоценка сечений деления $U-235$ и захвата $U-238$ на основе анализа кривооборота *ZPR-III*, Франко-советский семинар. Мелекесс, 1970.
7. Абаган Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.
8. Барре Ж.И. и др. Физика проектирования и производства быстрых реакторов. *BNES*, Лондон, 1969.
9. Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. Зависимость расчетных значений характеристик быстрых реакторов. - Сов.-белг.-голанд. симпозиум. Мелекесс, 1969.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Л.Н. Юрова, А.В. Бушуев

(Московский инженерно-физический институт)

В данной работе рассматриваются возможности интегрального эксперимента и пути усовершенствования методик измерения отношения скоростей реакций с целью увеличения точности и уменьшения влияния систематических ошибок.

The present paper deals with possibilities for integral experiment and ways for improving techniques of measuring the reaction-rate ratio for the purpose of increasing the accuracy and decreasing the effect of systematic errors.

Несмотря на многочисленные исследования нейтронных эффективных сечений и физики реакторов до сих пор нет полного согласия в значениях расчетных и экспериментальных параметров реактора. Наблюдаемые расхождения в значениях приводят к недопустимой неопределенности в проектных данных ядерных реакторов и в оценке перспективных направлений развития ядерной энергетики.

В последние годы опубликовано много работ, посвященных анализу ядерных данных, использованию результатов интегральных экспериментов и методам их анализа [1].

В данной работе рассматриваются возможности интегрального эксперимента и пути усовершенствования методик измерения относительных скоростей реакций с целью увеличения точности и уменьшения влияния систематических ошибок.

Существует много разновидностей интегральных экспериментов, позволяющих получить информацию о физических процессах и, в первую очередь, о размножающих свойствах среды и о спектральных индексах. В работе [2] на основании совместного анализа расчетных и экспериментальных данных показано, что эти величины имеют значительные неопределенности. С точки зрения ядерных сечений наибольшие расхождения из-за большой неопределенности констант неупругого рассеяния и параметров резонансов можно ожидать для сред, в состав которых входят тяжелые элементы в области быстрых и резонансных нейтронов.

В работе [4], исходя из требований, предъявляемых к точности в значениях параметров энергетических реакторов на быстрых нейтронах $K_{эф}$ $\pm 1\%$ и коэффициента воспроизводства $\pm 2\%$, определяется необходимая точность в ядерных данных, приведенных в табл. I.

Т а б л и ц а 1

Энергетический интервал, Мэв	Точность, %
0,1 - 4	2
0,5 - 1,4	3
1,4 - 4	3
0,05 - 0,1	5

Целесообразно сформулировать требования, которым должен удовлетворять интегральный эксперимент, чтобы его результаты можно было использовать для получения ядерных данных. При вы-

боре интегрального эксперимента необходимо исходить из условий, при которых его результаты:

- 1) чувствительны к сечению рассматриваемого процесса;
- 2) получены в условиях, соответствующих простой математической модели, допускающей однозначную интерпретацию;
- 3) не содержат систематических ошибок;
- 4) могут быть непосредственно использованы без введения дополнительных поправок;
- 5) и имеют неопределенность меньше, чем соответствующие расчетные значения.

Рассмотрим наиболее распространенные интегральные эксперименты и их результаты с точки зрения высказанных требований.

$K_{эф}$, критическая масса и материальный параметр. Из интегральных экспериментов могут быть определены параметры, характеризующие размножающие свойства среды: $K_{эф}$, критическая масса $M_{кр}$ и материальный параметр k^2 . В последних опубликованных работах указанные параметры определяются с точностью, приведенной ниже:

Параметр	$K_{эф}$	$M_{кр}$	k^2
Точность	0,3-1%	2-5%	0,5%
	1,2	1,3	3

Приведенные параметры с точки зрения получения ядерных данных не равнозначны. Наиболее трудно интерпретировать параметр $K_{эф}$, в особенности полученный в условиях не "чистой" геометрии, при нерегулярной границе активной зоны, транспортном эффекте и наличии органов СУЗ. Измеряемая величина $K_{эф}$ в случае небольших активных зон слабо чувствительна к ядерным сечениям. Следовательно, параметр $K_{эф}$ не является достоверным источником ядерных данных. Аналогичное мнение высказывается в работе [3].

Критическая масса, полученная в эксперименте с "чистой" геометрией, может быть использована для получения ядерных данных. Большинство критических экспериментов по определению $M_{кр}$ выполняется в условиях, не соответствующих "чистой" геометрии. Результаты этих экспериментов могут быть использованы для получения ядерных данных только после некоторой математической обработки с целью

"улучшения" геометрии. Эта обработка вносит в конечный результат некоторую неопределенность.

Материальный параметр содержит информацию, которую можно использовать непосредственно для получения ядерных данных. Экспериментальная зависимость материального параметра от концентрации U^{235} (U^{238}) в большом диапазоне ее значений позволяет получать необходимые ядерные данные. Данные, положенные в основу проектов существующих реакторов на тепловых нейтронах, были получены при использовании материального параметра.

Материальный параметр определяется на основании результатов, получаемых в "чистых", с точки зрения расчетной модели, условиях.

В исследуемой подкритической системе поток нейтронов достигает величины $10^6 - 10^7$ н см² сек, если источником нейтронов является реактор.

В подкритической системе при определенных условиях можно получить пространственное распределение нейтронов, аналогичное критическому состоянию [6]. Мобильность, простота, безопасность и минимальные экономические затраты дают основание обратить внимание на подкритический эксперимент как на средство получения материального параметра с высокой точностью.

В работе [4] для определения материального параметра реакторов на быстрых нейтронах используется подкритический эксперимент. Изучение зависимости материального параметра активных зон быстрого реактора с малым числом компонент позволяет выявить неопределенности в ядерных данных.

Коэффициенты реактивности. Коэффициенты реактивности материалов активной зоны также являются интегральным параметром. Использование коэффициентов реактивности для получения ядерных данных проблематично из-за неопределенности в значении $\bar{\beta}_{eff}$, зависимости от размера образца и от гетерогенности среды, окружающей образец. В работе [3] показано, что коэффициенты реактивности материала для сборок, отличающихся только делящимся изотопом U^{235} и Pu^{239} , заметно различались и составляли 0,94 и 1,07 соответственно.

Эффективный резонансный интеграл. Для получения информации о ядерных данных в области резонансов может быть использован эффек-

тивный резонансный интеграл. Принцип его измерения состоит в том, что измеряется скорость реакции захвата (деления) в возмущенном и невозмущенном спектрах нейтронов. Формирование возмущенного спектра нейтронов достигается геометрической формой поглотителя и его составом. В результате такого эксперимента можно определить эффекты взаимной блокировки и самоблокировки. Например, может изучаться зависимость скорости реакции захвата ν^{238} (деления ν^{235}) в ТВЭЛ в зависимости от концентрации ν^{235} , от состава ТВЭЛа, от наличия натрия и т.д. Точность определения может быть оценена в $\pm(3 \div 5)\%$.

Отношение скоростей реакций. Отношение скоростей реакций (скорость реакции) — это интегральный параметр, определяемый ядерными сечениями данного элемента. Изучение зависимости величины отношения скоростей реакции в функции концентрации сырьевого элемента для реакторов на быстрых нейтронах или концентрации замедлителя для реакторов на тепловых нейтронах позволяет получить ядерные данные в наиболее интересной области энергий. С точки зрения получения информации о ядерных данных наибольший интерес представляют скорости реакций.

При использовании реактора как источника нейтронов скорости реакций их отношения могут быть измерены в подкритическом эксперименте.

В связи с развитием спектрометрической техники точность измерения значений $\sigma_c^{238} / \sigma_f^{235}$, $\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$ может быть значительно повышена. Систематические ошибки эксперимента могут быть также уменьшены. Если $\sigma_c^{238} / \sigma_f^{235}$ и $\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$ измерять активационным методом с использованием одного детектора, то в этом случае исключаются систематические ошибки, связанные с возможным изменением спектра нейтронов при разделенном измерении скоростей реакции, а также техникой измерения (облучения, высвечивания, измерения, составом фольг и т.д.). Поскольку значения скоростей реакции и их отношения являются интегральными параметрами, наиболее соответствующими сформулированным выше требованиям, рассмотрим более подробно методики измерений.

Анализ методов измерения G_f^{238}/G_f^{235} и G_c^{238}/G_f^{235}

Скорость реакции деления. Для измерений интенсивности реакции деления обычно используют камеры деления или активационные образцы. Применение камер ограничено следующими обстоятельствами:

1) измерения с камерами могут проводиться только в экспериментальных каналах или полостях, специально созданных в объеме реактора;

2) материалы, входящие в конструкцию камеры (изолятор, электрический кабель и пр.), вступают в реакцию с нейтронами, что приводит к локальному возмущению нейтронного поля;

3) измерения с камерой дают сведения об интенсивностях реакции усредненных по пространственно-энергетическому распределению нейтронов в пределах объема, занимаемого камерой.

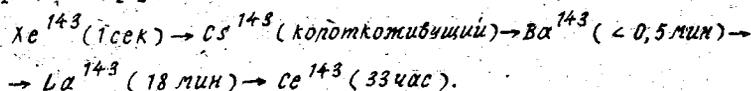
По этим причинам измерения большей частью проводят с помощью активационных образцов (исключение — измерения абсолютной интенсивности деления в быстрых сборках, для которых используют камеры специальной конструкции и некоторые другие случаи).

Активационные образцы, изготовленные из урановой фольги, могут в зависимости от условий опыта либо быть достаточно малых размеров, и использоваться для определения интенсивности в единице объема, либо иметь специальную форму и размеры и служить для получения информации о средней скорости реакции в определенной области реактора. Активационные образцы могут быть помещены практически в любую часть ядерного реактора. Их можно изготовить из материала, не отличающегося по составу от топлива и благодаря этому уменьшать систематические погрешности измерений.

Проще всего измерять суммарную активность осколков деления, накапливающихся при облучении в образцах. Такими методами проводилось ранее большинство опытов. Однако выход осколков деления зависит от спектра нейтронов, в котором проводится облучение. Утечка газообразных продуктов деления из образца зависит от его структуры и от состояния его поверхности. Поэтому результаты измерений суммарной γ -активности содержат некоторую неопределенность. От этой неопределенности можно избавиться, если измерять γ -активность специально выбранного осколка. Для этого нужно выделить либо сам осколок из смеси, либо его излучение в суммарном спектре осколков.

Ряд исследований выполнен с применением химической процедуры для выделения определенного осколка - обычно Mo^{99} . При этом вносятся систематические погрешности, связанные с вероятными потерями части ядер выделяемого изотопа. Выделить излучение отдельного осколка в суммарном γ -спектре трудно - структура спектра весьма сложна. Сцинтилляционным спектрометром удается достаточно хорошо выделить лишь линию 1,6 Мэв La^{140} (и некоторых других еще более долгоживущих осколков). Но период, с которым распадается La^{140} , велик (12,8 дня), так что его активность в образцах, облученных на экспериментальных сборках, мала и основанный на ее регистрации метод имеет ограниченное применение.

В последнее время в эксперименте используются германиевые спектрометры γ -излучения, имеющие амплитудное размещение в 10 раз более высокое, чем сцинтилляционные. С их помощью в суммарном спектре удается выделить десятки линий, принадлежащих отдельным осколкам. Среди них можно выбрать такие, выход которых не зависит от спектра нейтронов в области энергий. Этим условиям удовлетворяет Ce^{143} . Этот осколок образуется в следующей цепочке превращений [9]:



Его γ -линия 293 кэв четко выделяется в суммарном спектре. Специальные исследования, проведенные авторами доклада, а также авторами работ [7, 8] показали, что его выход на деление в различных реакторных спектрах остается неизменным и составляет $5,90 \pm 0,03$.

Таким образом, относительная скорость реакции деления может быть с наибольшей точностью определена по результатам измерений интенсивности γ -линий определенного осколка деления при использовании активационной методики и измерительного прибора Ce^{143} -спектрометра.

Скорость реакций захвата. Интенсивность реакции $U^{238}(n, \gamma)$ определяют обычно измерениями γ -излучения продуктов реакции U^{239} или Mo^{239} . Сведения о них приведены в табл. 2. (Данные работы [10]).

Изотоп	$T_{1/2}$	Энергия	γ -квантов, Мэв
U^{239}	23,5 мин	0,075 (51%)	
Np^{239}	23,4 дня	0,106 (23%)	0,209 (4%)
		0,228 (12%)	0,278 (14%)

Измерениям мешает фон осколков деления. Чтобы избавиться от фона, проводят химическую очистку образцов от осколков, однако, как отмечалось выше, это может привести к погрешностям. Можно уменьшить фон, понизив концентрацию делящегося изотопа в образце: например, используя образцы из обедненного урана. При помещении такого образца в топливо возникают эффекты возмущения, связанные с различием в составе образца и среды.

Отношение эффект-фон может быть улучшено, если регистрировать совпадения между γ -квантами 106 кэв Np^{239} и 103 кэв Pu^{239} , однако такой метод применим лишь для измерений на системах с достаточно большими потоками нейтронов.

Другой путь решения задачи — корректный учёт фона осколков с помощью образца из высокообогащенного урана. Измерения проводятся в двух энергетических интервалах: один, основной, вмещает линию U^{239} (или Np^{239}), а второй — служит для оценки относительной интенсивности деления в обоих образцах.

Используя двухканальную регистрирующую систему для одновременных измерений в обоих диапазонах и детектор, можно проводить опыты с образцами из естественного или слабообогащенного урана на системах с тем же составом топлива. При увеличении обогащения отношение эффект-фон и точность измерений становятся неудовлетворительными.

Благоприятные возможности возникают при использовании $Ge(Li)$ спектрометра, высокое разрешение которого позволяет регистрировать интенсивность γ -линии в узком энергетическом интервале, при этом отношение эффект-фон существенно улучшается. При регистрации излучения U^{239} возникают трудности.

1. В данной работе, как и в исследованиях других авторов [11], наблюдавших спектр короткоживущих осколков, обнаружен сложный пик с энергией около 80 кэв, частично перекрывающийся с линией 75 кэв U^{239} . Присутствие этого пика затрудняет измерения с обогащенными образцами.

2. Период полураспада U^{239} мал, его активность быстро уменьшается, следовательно, во время измерения загрузки регистрирующей аппаратуры он изменяется, что может привести к ошибкам.

Сравнительное рассмотрение спектров U^{239} и осколков деления показало, что линия 228 кэв совпадает с фоновой линией осколка Te^{132} . В районе пика 106 кэв и под ним наблюдается фоновое рентгеновское излучение урана, возбуждаемое осколками деления. Наилучшие результаты могут быть достигнуты при измерениях с линией 278 кэв, что определяется следующими факторами:

1) начиная со второго дня после облучения γ -спектр осколков под этим пиком и вблизи него равномерный, так что можно отделить эффект от фона;

2) γ -кванты с энергией 0,278 Мэв слабо поглощаются внутри образца;

3) энергия линии 278 кэв практически совпадает с энергией квантов, испускаемых калибровочным источником Hg^{203} $E_\gamma = 279$ кэв; это дает возможность с большой точностью (до 1-1,5%) определять абсолютную эффективность спектрометра и проводить измерения абсолютного числа накопленных в образце ядер нептуния;

4) в спектрах облученных урановых образцов γ -линия с энергией 278 кэв располагается рядом с пиком 293 кэв осколка деления Ce^{143} . Поскольку энергии линий близки, они почти одинаково поглощаются в образце. На измерениях их относительной интенсивности может быть основан метод определения отношения $G_c^{(238)} / G_f^{(235)}$.

Исследования с помощью $Ge(Li)$ -детектора γ -спектров образцов различного обогащения, облученных в системах с различными спектрами нейтронов, показали, что во всех случаях относительная интенсивность пиков 278 и 293 кэв может быть оценена с точностью 1-1,5%.

Отношение скоростей реакции захвата и реакции деления. Для того, чтобы определить абсолютное значение из измерений относитель-

ной интенсивности соответствующих линий в спектре образца, необходимо иметь данные о вероятностях испускания квантов 278 кэв при распаде Np^{239} и квантов 293 кэв при распаде Ce^{143} , об абсолютном выходе Ce^{143} при делении U^{235} и U^{238} и о периодах полураспада Np^{239} и Ce^{143} . В этом случае точность определения G_C^{238}/G_f^{235} составляет около 5 - 6%.

Эти параметры можно исключить из рассмотрения, если прокалибровать образец в потоке тепловых нейтронов, но при этом приходится использовать данные о сечениях реакций $U^{238}(n, f)$ и $U^{235}(n, f)$ на тепловых нейтронах. В этом случае можно определить отношение сечений с точностью 2,5% и тем самым улучшить точность в два раза по сравнению с измерениями обычной методикой.

Отношение скоростей реакций деления

Для определения отношения сечений G_f^{238}/G_f^{235} используют две урановые фольги с разной концентрацией U^{235} и U^{238} . С помощью γ -спектрометра измеряется относительная интенсивность излучения определенного осколка в спектрах облученных фольг. При измерениях суммарной активности возникает неопределенность, на которую было указано ранее.

Взаимную калибровку фольг проводят с помощью двойной камеры деления. Результаты такой калибровки могут содержать систематическую ошибку, источником которой является различие в толщине фольг или в состоянии их поверхности.

Второй возможный способ калибровки - активация фольг в потоке нейтронов спектра деления. Сечения, усредненные по спектру деления, известны с недостаточной точностью. Сформировать спектр нейтронов, строго соответствующий спектру деления, трудно.

Отношение сечений G_f^{238}/G_f^{235} можно определять и без калибровки, прямо по измерениям интенсивности фотопика определенного осколка деления в γ -спектрах фольг. Для этого необходимы лишь данные о выходах осколка при делении U^{235} и U^{238} . Во всех случаях требуется знать изотопный состав фольг. Простой способ определения изотопного состава урановой фольги - сравнение интенсивностей γ -линий 185 и 1001 кэв в спектрах необлученных фольг. Пик 185 кэв принадлежит Th^{231} , продукту α -распада U^{235} , пик 1001 кэв -

ρ_a^{234m} - продукту распада U^{238} . Оба изотопа находятся в равновесии с материнскими изотопами.

Точность измерений в этом случае может достигать 3 - 3,5% и в основном определяется неопределенностью отношений выходов осколков при делении U^{235} и U^{238} .

Авторы работы [1] оценивают неопределенность в величине G_f^{238}/G_f^{235} в 2,5% при измерении γ -активности Mo^{99} , выделяемого радиохимическим методом.

В ы в о д и

1. Интегральный параметр - скорость реакций или отношение скоростей реакции, - полученный в условиях минимальных систематических ошибок, дает наиболее прямую информацию о ядерных сечениях. В настоящее время точность измерения $G_c^{(238)}/G_c^{(235)}$ и $G_f^{(238)}/G_f^{(235)}$ активационным методом составляет (2,5 - 3,0)%.

2. Для получения ядерных данных целесообразно проводить комплексные измерения интегральных параметров одной и той же методикой и их зависимостей от концентрации, геометрии и т.д.

3. Некоторые вопросы, затронутые в данном докладе, поставлены в дискуссионном плане с целью уточнения подхода к интегральному эксперименту.

Л и т е р а т у р а

1. Schmidt J., Pazy A. et al. - IAEA- Nuclear Data for reactors con. proc. Paris, 1967.
2. Karam R.A. et al. - Nucl. Sci. Eng.; 1971, 42, 5.
3. Campbell G., Rowlands J.L. - IAEA "Nuclear Data for reactors" con proc. Helsinki, II, 391, 1970.
4. Böhme R. et al. - IAEA "Nuclear Data for reactors" con. proc. Helsinki, VII, 427, 1970.
5. Захидский С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. - Доклад на совещании по нейтронной физике.
6. Наумов В.И., Дрова Л.Н. - В кн.: Теория и физика реакторов. Атомиздат, 1967, 80.

7. Popa P. et al. - Nucl Sci and Eng., 1970, 39, 50-55.
8. Lisman F.L. et al - Nucl Sci and Eng., 1970, 42, 191-214.
9. Reactor Physics Constants. - ANL - 5800, sec. edition, 1963.
10. Lederer C.M. et al. - Table of Isotopes, 6th edition, 1967, C.walker - IAEA - CN 26/3, 1970.
11. Юрова Л.Н., Бушуев А.В. и др. Уменьшение систематических погрешностей при измерениях отношения. - АЭ, в печати.
12. Turcstra J. et al. - Nucl. Instr and Meth., 1968, 63.

СТАНДАРТНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
ПЛОТНОСТИ ПОТОКА

Р.Д.Васильев

(Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-
технических и радиотехнических измерений)

В.А.Толстикова

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В.Ф.Шевченко

(Научно-исследовательский институт приборостроения
ГК АЭ СССР)

Доклад посвящен обзору сечений реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^7\text{Li}^*$, $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$, $^3\text{He}(n, p)\text{T}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, $\text{H}(n, n)\text{H}$ и $^{235}\text{U}(n, f)$, используемых при измерении плотности потока нейтронов в интервале энергии от тепловой до ~ 15 Мэв. Анализируется современное состояние по этому вопросу и приводятся некоторые стандартные (рекомендуемые) значения и энергетические зависимости сечений.

This report is a survey concerning standart neutron cross sections of the reactions $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^7\text{Li}^*$, $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$, $^3\text{He}(n, p)\text{T}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, $\text{H}(n, n)\text{H}$ and $^{235}\text{U}(n, f)$ that are used for neutron flux density measurement in the range from thermal energy up to ~ 15 Mev. Modern trends in this field are analised and some of the standard (recommended) values and energy dependences of the cross sections are listed.

Для прецизионных косвенных измерений плотности потока нейтронов чаще всего используют метод на основе нейтронных сечений. Основными из этих сечений являются первичные сечения реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^7\text{Li}^*$, $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ и $^3\text{He}(n, p)\text{T}$, применяемых для измерений в интервале энергии от тепловой до ~ 100 кэв, а иногда и больше, реакции $\text{H}(n, n)\text{H}$ при энергии от 50 - 100 кэв до 10 - 15 Мэв и реакция $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ при энергии тепловых нейтронов. Кроме того, для менее точных измерений применяют вторичные сечения реакций. В этом случае широкое распространение получила реакция $^{235}\text{U}(n, f)$, удобная для измерений в полях тепловых нейтронов и нейтронов с энергией от нескольких десятков килоэлектрон-вольт до нескольких мегаэлектрон-вольт. Нередко в качестве вторичного сечения берется для измерений в интервале энергий приблизительно 10 кэв - 1 Мэв сечение реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$.

Реакция $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^7\text{Li}^*$. Сечение реакции для тепловых нейтронов с энергией 0,0253 эв (скорость 2200 м/сек) известно в настоящее время с достаточно малой погрешностью. За стандартное (рекомендуемое) значение сечения принимается 3835 барн $\pm 0,3-0,4\%$ (2G) [3, 8, 22].

В интервале энергии от тепловой до ~ 100 кэв энергетическая зависимость сечения аппроксимируется законом $\frac{1}{v}$. Недавно появилось сообщение о том, что эту зависимость следует аппроксимировать несколько отличающейся от закона $\frac{1}{v}$ функцией, проводимой через экспериментальные точки [21]. При этом погрешность данной зависимости изменяется от 1,5% при энергии нейтронов несколько кэв до 3% при энергии около 100 кэв.

Другой важной характеристикой является энергетическая зависимость отношения сечений реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$. Отношение сечений при энергии 0,0253 эв составляет $0,06308 \pm 0,1\%$ [22]. Это отношение сохраняется постоянным в пределах 5% до энергии ~ 50 кэв и далее увеличивается.

Реакция ${}^8\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$. Положение с сечением данной реакции до сих пор остается недостаточно удовлетворительным, поскольку измерения обычно проводят с образцами естественного лития, изотопный состав которого флуктуирует. Иллюстрацией тому служит, например, различие измеренных значений сечения при энергии тепловых нейтронов 0,0253 эв, достигающее 2 - 3% [3, 5, 22]. Деруттер [3] указывает, что согласно работ различных авторов эти значения составляют, например, 70,7, 70,4, 68,3 барн при погрешности измерений 0,5 - 1%. Два месяца тому назад Уттлей и др. [24] доложили об оцененном и рекомендуемом ими в качестве стандартного значений сечения при тепловой энергии, погрешность которого составляет 0,5%.

Энергетическая зависимость сечения достаточно строго следует закону $\frac{1}{v}$ согласно данным разных экспериментаторов до энергии 1 - 30 кэв [3, 19, 22]. При этом экспериментальные точки лежат выше расчетной зависимости, нормированной к сечению при тепловой энергии. При более высокой энергии наблюдается отклонение от этого закона. Как следует из последних работ, погрешность сечения в интервале энергии 1 - 100 кэв составляет 2 - 5% [3, 20].

Реакция ${}^5\text{He}(n, p)\text{T}$. Сечение данной реакции при энергии нейтронов 0,0253 эв составляет 5327 барн $\pm 0,2\%$ [3, 8, 22]. Энергетическая зависимость сечения подчиняется закону $\frac{1}{v}$ до энергии немногим более 10 эв в пределах 1% [1]. Затем наблюдается отклонение от этого закона; при этом экспериментальные точки располагаются ниже расчетной зависимости, получаемой при экстраполяции $\frac{1}{v}$ -функции от тепловой точки. Погрешность сечения в интервале энергии 1 - 100 кэв лежит в пределах 2 - 10% [3, 20].

Реакция ${}^{197}\text{Au}(n, \gamma){}^{198}\text{Au}$. При энергии нейтронов 0,0253 эв рекомендуемое значение сечения реакции равняется 98,7 барн $\pm 0,3\%$ (2G) [8]. В области энергии надтепловых нейтронов сечение данной реакции рассматривается как вторичное. Пенитцем [16] на основании экспериментальных данных большого числа работ выполнен подробный анализ энергетической зависимости сечения от нескольких кэв до ~ 1 Мэв и нормировочного сечения при энергии 30 кэв. Результатом анализа явились стандартная средняя взвешенная зависимость сечения, погрешность которой при различной энергии лежит в интервале 7 - 12%, и стандартное нормировочное значение сече-

нил при энергии 30 кэв, равное 0,603 барн \pm 2%. В дальнейшем были несколько уточнены как ход зависимости, так и значение нормировочного сечения (0,596 барн \pm 2%) [15]. Комп [12] отмечает, что в энергетической зависимости сечения в области нескольких десятков килоэлектрон-вольт наблюдается резонансная структура. Это заставляет относиться с известной осторожностью к рекомендуемому значению нормировочного сечения при энергии 30 кэв.

Реакция $n(n, n)n$ Гаммель [7], Хопкинс и Брайт [10] дали теоретические соотношения для энергетической зависимости полного сечения от тепловой энергии нейтронов и энергии 100 кэв, соответственно, до энергии более 15 Мэв. Сечения, рассчитанные по этим соотношениям, совпадают друг с другом в пределах менее 1%. С этими данными согласуются результаты расчета Лангсдорфа и Клемента [13], выполненные для энергии порядка нескольких Мэв. С учетом экспериментальных данных [6, 13] принято считать, что погрешность энергетической зависимости, рассчитываемая, например, по Гаммелю, не превышает 0,5% для энергии в интервале 500 кэв - 10 Мэв и 1% в интервале 100 - 500 кэв и более 10 Мэв. При энергии ниже 100 кэв можно пользоваться теоретическим соотношением Гаммеля, принимая погрешность расчетного сечения равной, по-видимому, 1% [25]. Пользуясь указанными рекомендациями, следует все же иметь в виду, что в энергетической зависимости полного сечения при энергии более 3 Мэв, вероятно, присутствуют небольшие флуктуации [11].

Что касается углового распределения рассеянных нейтронов, то здесь необходимо учитывать следующее обстоятельство. По теории Гаммеля, начиная с энергии 7 - 10 Мэв, появляется постепенно возрастающее отклонение углового распределения от изотропного, близкое при данной энергии к 1%. Данные же Хопкинса и Брайта приводят к выводу о том, что такое отклонение, по-видимому, начинается уже с энергии 3 - 4 Мэв.

Реакция $^{235}\text{U}(n, f)$. В настоящее время рекомендуется ряд значений сечения реакции при энергии 0,0253 эв, в основном согласующиеся друг с другом в пределах погрешности измерений: 582,9 барн \pm 1,1% [8], 584,9 барн \pm 0,8% [5], 580,2 барн \pm 0,3% [9], 587,9 барн \pm 0,6% [4].

В результатах измерений при энергии от нескольких десятков кэв до \sim 15 Мэв, полученных разными экспериментаторами, наблюдает-

ся расхождение, достигающее 20% (см., например, [15, 16, 17, 23, 25]). Вероятно, до энергии ~ 170 кэв это можно частично объяснить флуктуациями сечения за счет недавно обнаруженных резонансов [2, 14]. Вследствие значительного расхождения результатов измерений рекомендовать в настоящее время стандартную зависимость сечения не представляется возможным. Отдельные авторы склонны в качестве временной меры пользоваться зависимостью сечения для интервала энергий от нескольких десятков кэв до ~ 15 Мэв, измеренной, скажем, Уайтом [25].

Л и т е р а т у р а

1. Als-Nielsen J., Dietrich O. Phys. Rev., 1964, 133, B925.
2. Bowman L.D., Stelts M.L., Boglan R.L. - Nuclear Data for Reactors, II. IAEA, Vienna, 1970, 65.
3. Deruytter A.J. - Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1970, 127.
4. Deruytter A.J., Becker W. - Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1970, 117.
5. Deruytter A.J., Spaepen J., Pelfer P. Neutron Cross Sections and Technology, I. Washington, 1968, 491.
6. Engelke C.E., Benson R.F., Melkonian E., Lebowitz J.M. - Phys. Rev., 1963, 129, 324.
7. Gammel J.L. Fast Neutron Physics. Ed. J.B. Marion and J.L. Fowler, Part II. New York - London, 1967.
8. Gibbons J.H. Neutron Cross Sections and Technology, I. Washington, 1968, III.
9. Hanna G.C., Westcott C.H., Lemmel H.D. et al, 1969. Atomic Energy Review, VII, 1969, 3.
10. Hopkins J.C., Breit G. - LA-DC-11153, 1970.
11. Hrehuss G., Fzibok T. Phys. Letters, 1969, 288, 585.
12. Kompe D. 1967. - Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1967, 513.
13. Langsdorf A., Clements P.J. - EANDC (UK) 120 "AL", 1970.
14. Patrick B.H. et al. - EANDC (UK) 119 "AL", 1970.

15. Poenitz W.P. - Neutron Cross Sections and Technology, I, Washington, 1968, 503.
16. Poenitz W.P., Kompe D., Menlove H.O. - J. Nucl. Energy, 1968, 22, 505.
17. Poenitz W.P. - Nuclear Data for Reactors, II. IAEA, Vienna, 1970, 3.
18. Pönitz W.P.-Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1967, 227.
19. Schwarz S., Strömberg L.G., Bergström A. - Nucl. Physics, 1965, 62, 593.
20. Schmidt J.J.-Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1970.
21. Sowerby M.G., Patrick B.H., Uttley C.A., Diment K.M.-Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1970, 161.
22. Spaepen J.-Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1967, 241.
23. Szabo I., Marguette J.P., Fort E., Leroy J.L.-Nuclear Data for Reactors, I. IAEA, Vienna, 1970, 229.
24. Uttley C.A., Sowerby M.G., Patrick B.H., Rae E.R. Third Conference on Neutron Cross Sections and Technology, March 15-17 (Theses). Knoxville, 1971.
25. White P.H. - J. Nucl. Energy, 1965, A/B 19, 325.

О ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

В.И. Попов

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В докладе приводятся основные направления деятельности Центра по ядерным данным ГКИАЭ.

The report comprises the main trends of the activities of the Nuclear data center GKIAE.

В условиях широкого развития атомной энергетики, которое намечается на ближайшее время, уточнение расчетов реакторов даст огромный экономический эффект. Именно поэтому сейчас придается такое большое значение деятельности по сбору, обработке и уточнению сведений о ядерных данных, которую, в частности, поручено проводить Центру по ядерным данным ГКИАЭ, организованному при Физико-энергетическом институте.

Главная цель деятельности ЦЯД - обеспечение институтами и проектными организациями ядерными константами, необходимыми для расчетов реакторов различных типов. Основным средством выполнения этой задачи является создание машинных библиотек ядерных данных, в первую очередь, экспериментальных и оцененных микроскопических сечений, а также реакторных групповых констант, рекомендованных для непосредственного проведения расчетов, на основе совокупного использования микроскопических и интегральных экспериментов. Машинная библиотека будет создана на основе ЭВМ М-222. К ЭВМ будет подсоединен также имеющийся английский магнитофон "Плесси" с семидорожечной записью на подложковую ленту в соответствии с западным стандартом.

В качестве системы кодирования и хранения информации в настоящее время принята система обменного формата (ЭКСФОР), разрабатываемая на протяжении трех лет совместными усилиями четырех центров по ядерным данным: Национальным центром нейтронных сечений (США), Центром по компиляции нейтронных данных (Франция), Секцией ядерных данных при МАГАТЭ (Австрия) и ЦЯД (СССР). Эти четыре центра договорились о том, что вся доступная им информация об экспериментальных нейтронных сечениях будет кодироваться в единой для всех системе, причем будет осуществляться регулярный обмен информацией в форме магнитных лент.

Основные особенности обменного формата состоят в том, что он обеспечивает как запись числовой информации, так и достаточно подробную запись сведений о характеристиках измеряемых величин, о методе измерения, месте и времени проведения эксперимента, об авторах и т.д. Запись этих сведений формализована с помощью ключевых слов. Запись легко читается визуально и в то же время позволяет проводить машинный поиск по различным ключевым словам. Числовая информация в обменном формате записывается по определенным правилам в виде таблиц заданной формы.

В машинной библиотеке данных создается комплекс программ, осуществляющих их запись, проверку, поиск, извлечение нужных данных из библиотеки, обработку и представление в форме, удобной для потребителя. С помощью ЭВМ будет осуществляться обслуживание потребителей ядерных данных, оперативное удовлетворение запросов, на что сейчас еще нередко требуется довольно много времени.

В ЦЯД будет обеспечено машинное обслуживание работ по оценке ядерных данных, к которым предполагается привлекать сотрудников других, главным образом, экспериментальных лабораторий. Наряду с машинной библиотекой экспериментальных данных, прежде всего необходимых оценщику, ЦЯД будет иметь в своем распоряжении графопостроитель и экранный пульт, связанные с ЭВМ. Графопостроитель уже имеется в Центре и вскоре будет полностью введен в строй с комплексом обслуживающих программ. Экранный пульт изготавливается в отделе электроники ФЭИ.

Для обслуживания работ по оценке в ЦЯД организуется библиотека программ по обработке экспериментальных данных и по теоретическому расчету сечений ядерных взаимодействий.

Важным моментом в выработке рекомендованных значений ядерных констант является их уточнение с помощью результатов макроскопических экспериментов. Для этой цели в ЦЯД разрабатываются методы по совокупному использованию интегральных и макроскопических экспериментов для предсказания свойств реакторов и для планирования оптимальной совокупности экспериментов. В ЦЯД разрабатываются и проводятся оценки микроскопических нейтронных сечений с использованием теоретических модельных представлений о ядерных реакциях.

В настоящее время сотрудниками ЦЯД ведутся работы по тематическому обеспечению недавно полученной ЭВМ М-222. Главный элемент такого обеспечения — транслятор с языка ФОРТРАН. При этом окажется возможным быстрее использовать зарубежный опыт в создании информационных систем, а также готовых программ, написанных в зарубежных центрах для системы обменного формата.

Наряду с перечисленными работами, которые должны дать результаты лишь через некоторый период времени, ЦЯД ведет регулярную деятельность по удовлетворению поступающих запросов на ядерные данные, а также издательскую работу. Так, в 1970 г. было удовлет-

ворено 35 больших запросов из институтов Советского Союза и 30 запросов из МАГАТЭ. До настоящего времени издано 6 Бюллетеней ЦЯД и 10 сборников аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР". Сотрудники ЦЯД регулярно вносят свой вклад в издание международного библиографического справочника СИИДА, реферируя советские работы по нейтронной физике, а также, начиная с 1970 г., ведут реферирование советских работ в системе обменного формата.

ЦЯД проводит работу по переписи ядерных данных в магнитных лентах стандарта IBM (присылаемых из зарубежных центров) на ленты ЭВМ М-220, позволяя освоить большие массивы данных из зарубежных библиотек. На все хранящиеся в ЦЯД данные составляются машинные систематические каталоги, которые регулярно рассылаются в институты.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ТОРИЕМ-232

А.Н.Давлетшин, В.А.Толстыков, А.И.Абрамов
(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

Рассматриваются экспериментальные данные о сечениях радиационного захвата нейтронов с энергиями выше 10 кэВ ядрами тория-232 и проводится оценка усредненных сечений, которые могут быть рекомендованы для практических расчетов.

Experimental data on radiative neutron capture cross-sections in the energy range above 10 keV by Th²³² nuclei are considered and evaluation of averaged cross-sections is performed.

Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами тория-232, наряду с аналогичным сечением для урана-238, является важнейшей ядерной константой, определяющей в значительной степени возможности ториевого цикла в ядерной энергетике. Интерес к этому се-

чению проявляется, в частности, в большом числе запросов, собранных в работе [1], причем требуемая точность в интервале энергий от 10 кэв до 1 Мэв доходит до 3%. К сожалению, вопросам анализа данных по сечениям радиационного захвата нейтронов ядрами тория-232 за последнее время не уделялось должного внимания: как показывает работа [2], в течение последних лет не было опубликовано ни одной работы по оценке этого сечения. Поэтому представлялось целесообразным рассмотреть известные экспериментальные данные по $\sigma_T (Th^{232})$ и оценить степень достоверности имеющейся информации.

Поскольку во многих измерениях на быстрых нейтронах в качестве опорной точки используется значение $\sigma_T (Th^{232})$ для тепловых нейтронов, необходимо прежде всего оценить точность имеющейся информации по последней величине. В настоящее время известны результаты 10 экспериментальных работ [3 - 12], выполненных различными методами. По работам [4, 11, 12] имеется слишком мало данных об условиях эксперимента, поэтому их результаты были опущены. Данные остальных работ были перенормированы к современным значениям опорных сечений и затем усреднены. Полученное в результате значение сечения захвата тепловых нейтронов торием-232 оказалось равным $7,37 \pm 0,07$ бн, что практически совпадает со значением $7,4 \pm 0,1$ бн, приведенным в работе [13].

Нами были рассмотрены результаты 21 работы по измерениям $\sigma_T (Th^{232})$ в диапазоне энергий от 10 кэв до 15 Мэв. Большинство из них выполнено с использованием активационной методики и относится к интервалу энергий 100 - 1300 кэв. При энергиях выше 1,3 Мэв известны результаты всего лишь трех работ с различной степенью надежности. Ниже 100 кэв имеются данные четырех работ, выполненных методом активации, и трех работ с регистрацией мгновенного гамма-измерения при захвате. Наконец, известно несколько работ по измерениям $\sigma_T (Th^{232})$ при отдельных энергиях (от 2 кэв и выше).

Результаты различных экспериментов отбирались и перенормировались в соответствии с теми же принципами, которые использовались ранее при оценке сечений радиационного захвата нейтронов ядрами урана-238 [14]. Поскольку не все опубликованные работы равноценны, и о некоторых из них почти ничего не известно, усред-

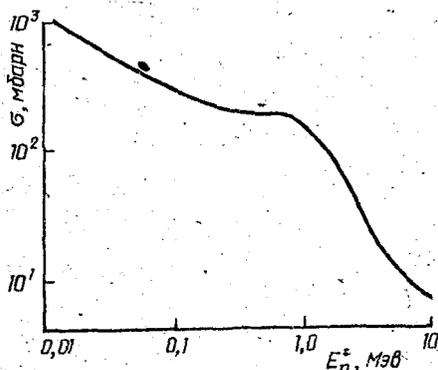
нение перенормированных данных проводилось двойко: а) с использованием наиболее надежных данных и б) с использованием всех имеющихся данных. Надежными считались результаты работ с подробным описанием условий эксперимента, позволяющим в случае необходимости сделать перенормировку сечений и оценить истинную погрешность окончательных данных. Этим требованиям удовлетворяют работы [15 - 20], выполненные в широких диапазонах энергии, а также измерения в отдельных точках [21 - 24]. Следует отметить, что последняя из этих работ [24] была опубликована в 1966 г. Совокупность отобранных точек была разбита на ряд групп, и в пределах каждой группы находилось средневзвешенное значение сечения и его среднеквадратичная ошибка по формулам

$$\bar{\sigma} = \frac{\sum_i \sigma_i p_i}{\sum_i p_i}, \quad \Delta \bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i p_i}}$$

соответственно, в которых

$$p_i = \frac{1}{\Delta \sigma_i^2},$$

где $\Delta \sigma_i$ - указанная автором ошибка измерений в отдельной точке.



Сечение радиационного захвата нейтронов торием-232.

Из проведенного анализа, результаты которого изображены графически на рисунке, можно сделать следующие выводы:

1) лучше всего значения $\sigma_f (Th^{232})$ известны в настоящее время в интервале энергий 0,2 - 1 Мэв, где величина среднеквадратичной ошибки усредненных сечений не превышает 10%;

2) при энергиях 10 - 200 кэв данных довольно много, но они не особенно надежны и плохо согласуются друг с другом, поэтому точность значений $\sigma_f (Th^{232})$ в этом интервале оказывается порядка 10 - 20% (кроме точек при 24 и 40 кэв, которые известны с несколько лучшей точности);

3) при энергиях выше 1 Мэв данных мало и они тоже довольно плохо согласуются друг с другом, причем в области энергий от 6 до 14 Мэв данных нет совсем. Точность знания величин $\sigma_f (Th^{232})$ можно оценить здесь лишь весьма ориентировочно и она лучше $\pm 20\%$.

Для уточнения имеющейся информации по сечениям радиационного захвата нейтронов ядрами тория-232 желательнее провести новые более точные измерения в широких диапазонах энергии с использованием различных экспериментальных методик и разных способов абсолютизации получаемых данных с целью проверки их надежности.

Л и т е р а т у р а

1. RENDA, A. Compilation of Needed Neutron Data. INDC/226. International Atomic Energy Agency. Vienna, 1968.
2. CINDA 69. ENEA, NDCC, Saclay, 1969; CINDA 69, Second Supplement USAEC, August 15, 1970.
3. Grumett W.E., Guéron J., Wilkinson J. - MC-70, 1944.
4. Seren L., Friedlander H.N., Turkel S.H. - CP-2376, 1944.
5. Crooken V.S. - J. Nucl. Energy, 1955, I, 234.
6. Мясничева Г.Т., Аникина М.П. и др. - Атомная энергия, 1957, 2, 22.
7. Pomrance H. - Phys. Rev., 1952, 88, 412.
8. Small V.G. - J. Nucl. Energy, 1955, I, 319.
9. Wade J.W. - DP-207, 1957.
10. Tattersall R.B., Rose H. et al. - J. Nucl. Energy, 1960, 12, 32.
11. Egelstaff P.A., Taylor B.T. Данные приведены в работе

[13].

12. Hubert P., Joly R., Signarbieux C. 1957. TID - 7547.
13. Neutron Cross Sections. BNL-325, Second Edition, Suppl. 2, vol. III, 1965.
14. Абагян Л.П., Абрамов А.И., Николаев М.Н. и др. - Nuclear Data for Reactors, Proc. of the Helsinki Conference. IAEA, Vienna, 2, 1970, 667.
15. Hanna R.C., Rose B. - J. Nucl. Energy, B, 1959, 197.
16. Barry J.F., O'Connor L.P., Perkin J.L. - Proc. Phys. Soc., 1959, 74, 685.
17. Стависский Ю.Я., Толстикова В.А. - Атомная энергия, 1961, 10, 508.
18. Miskel J.A., Marsh K.V. et al. - Phys. Rev., 1962, 128, 2717.
19. Толстикова В.А., Шерман Л.Е., Стависский Ю.Я. - Атомная энергия, 1961, 15, 414.
20. Sturegia D.C., Smith A.B., Hamm K. - J. Inorg. Nucl. Chem, 1963, 25, 627.
21. Masklin R.L., Lazar N.H., Lyon W.S. - Phys. Rev., 1957, 107, 504.
22. Chaubey A.K., Sehgal M.L. - Nucl. Phys., 1965, 66, 267.
23. Беланова Т.С., Ваньков А.А. и др. - Атомная энергия, 1965, 19, 3.
24. Королева В.П., Стависский Ю.Я. - Атомная энергия, 1966, 20, 431.
25. Masklin R.L., Gibbons J.H. Частное сообщение, 1964 (данные взяты из работы [13]).
26. Мохон М.С., Chaffey C.M. Частное сообщение, 1963 (данные взяты из работы [13]).
27. Block R.C., Slaughter G.G. - ORNL-2910, 1960, 35.

ПЕРЕОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНОВ УРАНОМ-238 (март 1971 г.)

А.И.Абрамов, В.А.Толстикова
(Физико-энергетический институт ИК АЭ СМ АН СССР)

В настоящей работе проводится переоценка данных по сечениям радиационного захвата нейтронов ураном-238 в области энергий выше 1 кэВ на основе результатов последних экспериментальных и оценочных работ.

In this paper reevaluation of data on radiative neutron capture cross-sections for U^{238} is carried out taking into account the results of recent experiments and evaluation.

За последнее время появилось несколько новых работ, посвященных измерениям и оценке сечений радиационного захвата нейтронов ядрами урана-238, результаты которых дополняют информацию, содержащуюся в докладе [1]. На конференции в Хельсинки были опубликованы результаты измерений и теоретических расчетов $\sigma_{\gamma}(U^{238})$ в области энергий 1 - 1000 кэв [2,3]. В работе Пенитца [4] содержатся результаты измерений отношений $\sigma_{\gamma}(U^{238})/\sigma_{\gamma}(U^{235})$ и $\sigma_{\gamma}(U^{238})/\sigma_{\gamma}(Pu^{239})$ в интервале энергий 0,13 - 1,4 Мэв. Оценке $\sigma_{\gamma}(U^{238})$ в широкой области энергий посвящены обзоры Коэшина [5] и Дэви [6], а также доклады на конференции в Хельсинки Питтерлэ [7], Соуэрби [8] и Принца [9]. Появление этой новой информации делает целесообразным пересмотр имеющихся данных по $\sigma_{\gamma}(U^{238})$ с целью уточнения ранее полученной рекомендованной кривой. Однако из-за отсутствия в нашем распоряжении цифровой информации по работам [2, 7 - 9], в настоящем докладе проводится сравнение результатов лишь работ [1,5,6].

На рис.1 приведены результаты оценок $\sigma_{\gamma}(U^{238})$ выше 1 кэв из работ [1, 5, 6]. Все три кривые приблизительно одинаково передают энергетическую зависимость $\sigma_{\gamma}(U^{238})$, но в отдельных областях наблюдаются расхождения до 10 - 20%. Эти расхождения нагляднее видны на рис.2, на котором в зависимости от детаргии $U = 2n \frac{10}{E}$ нанесены отношения оценок $\sigma_{\gamma}(U^{238})$ из [5,6] к результатам работы [1]. Основными причинами наблюдаемых расхождений являются: а) субъективизм при отборе оценщиками экспериментальных работ и б) различия в используемых опорных сечениях при перенормировках. Отметим главные расхождения.

1. В области энергий от 3 до 50 кэв результаты оценок из работ [5, 6] оказываются ниже результатов работы [1]. Напомним, что в данной области энергий в работе [1] были приняты результаты расчета, основанного на использовании резонансных параметров, тогда как результаты усреднения экспериментальных данных также

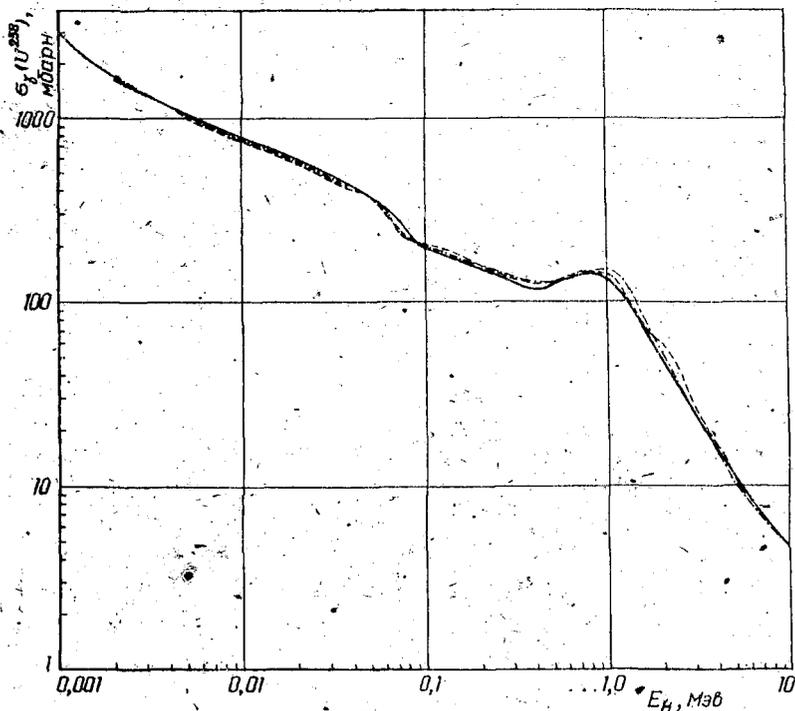


Рис.1. Результаты оценок сечений радиационного захвата быстрых нейтронов ураном-238, полученных в работах [5] (- - - - -), [6] (- . - . - .) и [1] (———).

лежали ниже. Поскольку здесь могут проявиться эффекты самоэкранировки, занижающие экспериментально измеряемые сечения, можно полагать, что более надежными в данной области являются результаты расчета по резонансным параметрам. Поэтому не видим оснований для пересмотра нашей предыдущей оценки в этом интервале.

2. При энергиях 60 - 90 кэВ все три работы отмечают ускоренное падение σ_γ , но в работах [5, 6], основанных, главным образом, на результатах Моксона [10], этот спад оказывается более резким, что приводит к гораздо меньшим абсолютным значениям

сечений в области 70 - 80 кэв, чем в работе [1]. Учитывая высокое качество работы [10] и в то же время не обрасывая со счетов результаты других экспериментальных работ, считаем разумным опустить в этой области нашу кривую [1] до 4%.

3. Между 90 и 500 кэв результаты оценок [5, 6] идут выше нашей кривой, однако эти две работы существенно расходятся между

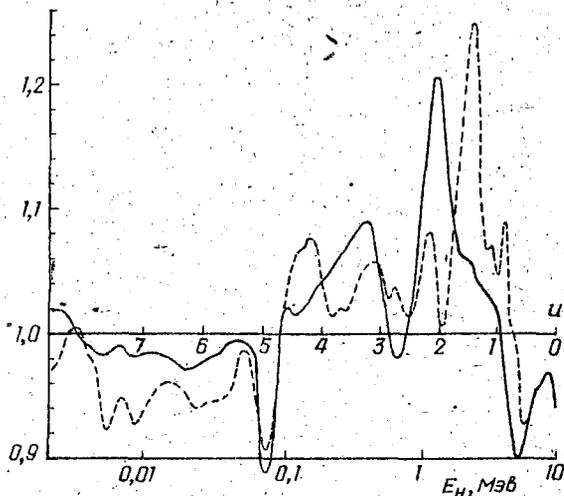


Рис.2. Отношения значений оцененных сечений радиационного захвата нейтронов ураном-238 из работ [6] (—) и [5] (---) к результатам работ [1].

собой. В начале интервала данные Дэви [6] ближе к нашим, тогда как на кривой Коньшина [5] наблюдается пологая выпуклость при энергиях 120 - 150 кэв, что видимо, связано с переоценкой последней работы Пенитца [11], данные которой, пересчитанные с использованием значений σ_f из [12], лежат даже выше кривой Коньшина. Однако, если принять во внимание результаты других надежных работ [13 - 15], то более обоснованным представляется проведение рекомендованной кривой, как в работе [1]. Почти то же самое можно сказать об интервале энергий 200 - 300 кэв: оценка Коньшина приближается к нашей, а кривая Дэви идет выше. Здесь

также нет оснований для пересмотра нашей прежней рекомендации [1]. И только в области энергий, примыкающей непосредственно к 500 кэв, обе оценки [5, 6] идут одновременно существенно выше нашей кривой. Это связано с тем, что только в нашей работе учтены измерения [16], которые, вероятно, давали заниженные значения σ_T . На меньшую глубину "ям" при 400 кэв указывают и данные Пенатца [4]. На основании сказанного представляется разумным приподнять кривую [1] в области 300 - 500 кэв до 5%, приблизив ее к кривой Коньшина.

4. В интервале 500 - 800 кэв оснований для пересмотра предыдущей оценки [1] мы не видим.

5. В интервале 0,8 - 1,5 Мэв оценки [5, 6], лежат выше [1], поскольку их авторы не учитывали работу [17]. Отметим, что указание на наличие своеобразной тонкой структуры в зависимости σ_T от E_n в области 0,8 - 1,1 Мэв, которое можно заметить на кривой в работе [5], представляется необоснованным, принимая во внимание реальное энергетическое разрешение и ошибки измерений. Поэтому кривая [1] и здесь остается без изменений.

6. По аналогичным причинам представляется необоснованной выпуклость на кривой в работе [5] между 1,5 и 3 Мэв. Результаты экспериментальных работ в этой области удастся согласовать между собой разумными перенормировками [1], причем все точки ложатся на плавную кривую. Данные работ [1, 6] в этой области весьма близки, поэтому оставляем нашу прежнюю кривую без изменений.

7. Выше 3 Мэв результаты всех трех оценок практически совпадают, так как они основаны на результатах всего двух работ [19, 20]. Небольшие различия обусловлены перенормировками и явно меньше реальной точности измерений.

Поскольку результаты настоящего анализа очень мало отличаются от результатов работы [1], мы не сочли необходимым представлять их на рис. 1 и 2. Следует отметить, что существующие расхождения в результатах различных оценок значений $\sigma_T (U^{238})$, достигающие в отдельных интервалах 10 - 15%, по-видимому, отражают реальный уровень точности, с которой в настоящее время известна эта величина.

Л и т е р а т у р а

1. Абагян Л.П., Абрамов А.И., Николаев М.Н. и др. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 667.
2. Fricke M.P. et al. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 265.
3. Fricke M.P. et al. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 281.
4. Poenitz W.P. - Nucl. Sci. Eng., 1970, 40, 383.
5. Коньшин В.А. INDC (NDS) - 18/N.IAEA, Vienna, March 1970.
6. Davey W.G. - Nucl. Sci. Eng., 1970, 39, 337.
7. Pitterle T. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 637.
8. Sowerby M.G. et al. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 703.
9. Prince A. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 825.
10. Мохон М.С. - AERE- R 6074, 1969.
11. Poenitz W.P. - 1969, ANL, 1969.
12. Hart W. - ANSB (s) R, 169, 1969
13. Паниткин, Ю.Г., Толстиков В.А., Ставиский Ю.Я. - Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, 2, 57.
14. Menlove H.O., Poenitz W.P. - Nucl. Sci. Eng., 1968, 33, 24.
15. Толстиков В.А., Шерман Л.Е., Ставиский Ю.Я. - Атомная энергия, 1963, 15, 414.
16. Hanna R.C., Rose B. - J. Nucl. Energy, 1958, 8, 197.
17. Толстиков В.А. Данные приведены в работе [18]. 1963.
18. Абрамов А.И., Толстиков В.А. Сообщение во время тематической дискуссии на втором совещании МКЯД в БНЛ, 1969.
19. Barry J.F. et al. - J. Nucl. Energy, 1964, A/B 18, 481.
20. Perkin J.L. et al. - Proc. Phys. Soc., 1958, 72, 505.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ К ВАРИАЦИЯМ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЙ

Н.И.Лалетян

(Институт атомной энергии им.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Оцениваются коэффициенты влияния различных макроскопических сечений на коэффициент использования тепловых нейтронов. Анализ основывается на использовании приближений, дающих возможность получить простые формулы.

The factors of the macroscopic cross-sections effect on the thermal utilization factor are estimated. Analysis is based on the approximations, that leads to the sample equations.

Для количественной характеристики влияния какого-либо эффекта, описываемого постоянной γ , на определенный интегральный параметр реактора X можно ввести коэффициент влияния $k(X; \gamma)$, определив его следующим образом:

$$\frac{\delta X}{X} = k(X; \gamma) \frac{\delta \gamma}{\gamma},$$

где $\delta \gamma$ и δX - вариация константы γ и соответствующее изменение величины X . Представление о величине коэффициентов влияния необходимо как для решения вопроса о том, какие микро-скопические константы нуждаются в уточнении, так и при построении разумных математических моделей для реакторных расчетов, а также при формулировании требований к технологии изготовления активной зоны. Настоящая работа посвящена оценке коэффициентов влияния различных макроскопических сечений на коэффициенты использования тепловых нейтронов. Используется односкоростное приближение. Для краткости будем различать лишь ядра топлива и замедлителя. Коэффициент использования тепловых нейтронов запишем в виде

$$\theta = \frac{1}{1 + q}$$

где $q = \frac{\Pi_m}{\Pi_f}$ — отношение числа нейтронов, поглощенных в замедлителе, к числу нейтронов, поглощенных в топливе. Отсюда

$$\delta\theta/\theta = -(1-\theta)\delta q/q, \quad \text{а поскольку обычно } \theta \approx 0,8 + 0,9, \text{ то } \delta\theta/\theta \approx (0,1 + 0,2)\delta q/q.$$

В гомогенном реакторе $q_{\text{гом}}$ равно отношению макроскопических сечений поглощения замедлителя Σ_{am} и топлива Σ_{af} . При этом $\delta q_{\text{гом}}/q_{\text{гом}} = \delta\Sigma_{am}/\Sigma_{am} - \delta\Sigma_{af}/\Sigma_{af}$. Микроскопические сечения поглощения известны в лучшем случае [1] с точностью $\sim 0,5\%$ и уже по одной этой причине ошибка в θ может достигать $0,2\%$.

В гетерогенном реакторе $q = q_{\text{гом}} \alpha$, где $\alpha = \bar{\Phi}_m/\bar{\Phi}_f$ — отношение средних потоков в замедлителе и топливе (коэффициент проигрыша). Чтобы получить представление о зависимости коэффициента проигрыша от различных сечений, рассматривался простейший случай двухзонной цилиндрической ячейки.

При использовании приближения Амуаяля — Бенуа [2], для коэффициента влияния $k(q; \Sigma_{af})$ получено следующее выражение:

$$k(q; \Sigma_{af}) = -\frac{1}{\alpha} \left\{ 1 - \frac{\Sigma_{af}}{\Sigma_f} (\alpha - 1) \lambda(\Sigma_f, \rho) \right\} \approx -\frac{1}{\alpha}$$

$$\frac{\Sigma_{af}}{\Sigma_f} (\alpha - 1) \lambda(\Sigma_f, \rho) \approx 0,15.$$

Здесь Σ_f — полное сечение взаимодействия нейтронов с топливом; ρ — радиус топливного блока; $\alpha = \Phi_{gp}/\bar{\Phi}_f$ — коэффициент экранировки блока; Φ_{gp} — поток нейтронов на границе блока, $\lambda(x)$ — некая положительная функция, стремящаяся к нулю при $x \rightarrow 0$ и при $x \rightarrow \infty$ и достигающая максимального значения вблизи $x \approx 1$, причем $\lambda(1) \approx 0,4$.

Для коэффициента влияния $k(\alpha; \Sigma_{am})$ получился следующий результат:

$$|k(\alpha; \Sigma_{am})| < \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha}\right) \frac{\varepsilon(R-\rho)^2}{L_m^2}$$

Здесь R - внешний радиус ячейки; L_m - длина диффузии нейтронов в замедлителе; ε - численный коэффициент, величина которого в реальных ячейках $\varepsilon \approx 0,05 + 0,07$.

Из приведенной формулы видно, что даже при $(R-\rho)/L_m \approx 0,5$ и при самых неблагоприятных значениях $q_1 = 1$ и $\alpha = 2$, $|k(\alpha; \Sigma_{am})| < 0,008$. Отсюда можно сделать вывод, что при вычислении коэффициента проигрыша с точностью до 1% сечением поглощения нейтронов в замедлителе для всех реальных ячеек можно пренебрегать. Следовательно, и в гетерогенном реакторе $k(\alpha; \Sigma_{am}) \approx 1$.

Чувствительность коэффициента проигрыша к сечению рассеяния топлива Σ_{sf} также исследовалась в приближении Амуаяля - Бенуа. Получена следующая формула:

$$k(\alpha; \Sigma_{sf}) = \frac{\alpha - 1}{\alpha} \alpha(\Sigma_f, \rho) \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_f}$$

Например, при $\Sigma_{sf}/\Sigma_f = 0,5$; $\alpha = 1,2 + 1,3$ и $\alpha = 1,7 + 2$, $k(\alpha; \Sigma_{sf}) = 0,02 + 0,035$. Такая слабая зависимость от сечения рассеяния в топливе приводит, в частности, к тому, что имеющая неопределенность в экспериментальных значениях сечения рассеяния на уране ($\Sigma_s = 8 + 10$ барн) оказывается практически несущественной.

Вопрос о зависимости коэффициента проигрыша от сечения рассеяния в замедлителе Σ_{sm} более сложен. Для решеток не очень тесных, для которых приближение Амуаяля-Бенуа оказывается достаточно точным, справедлива формула

$$k(\alpha; \Sigma_{sm}) = \frac{q_1^{диф}}{q_1} \left[1 - f(\Sigma_{sm}, \rho) \frac{q_1^{тр}}{q_1^{диф}} \right];$$

$$\frac{q_1^{диф}}{q_1} \left[1 - f(\Sigma_{sm}, \rho) \frac{q_1^{тр}}{q_1^{диф}} \right] \approx 0,5; \quad |k(\alpha; \Sigma_{sm})| \approx (1 + \theta) 0,5 \frac{\Phi_m - \Phi_{гр}}{\Phi_m}$$

Здесь $q_1^{диф}$ - значение так называемого внешнего блок-эффекта [3], полученное в диффузионном приближении $q_1^{тр} = q_1 - q_1^{диф}$, $f(x)$ - положительная функция, стремящаяся к нулю при $x \rightarrow 0$ и при $x \rightarrow \infty$ и имеющая пологий максимум в интервале $x \approx (0,5 + 2,5)$, где она достигает значения $\sim 0,40 + 0,45$. Из этой формулы, а также из прямых численных

расчетов следует, что наибольшее значение $k(\alpha; \Sigma_{sm})$ для достаточно редких решеток, таких, например, как рассмотренные в работе [2], лежит в интервале $k(\alpha; \Sigma_{sm}) \approx 0,20 \div 0,25$. Для более тесных решеток коэффициент влияния будет меньше. Для достаточно тесных решеток уже нельзя пользоваться приближением Амуаяля - Бенуа. Действительно, в этом приближении Q не зависит от свойств замедлителя, следовательно, и от Σ_{sm} . На самом же деле Q монотонно возрастает с уменьшением оптической толщины замедлителя. За счет этого эффекта коэффициент проигрыша как функция оптической толщины замедлителя будет иметь минимум при некотором значении аргумента и вблизи этого минимума практически не будет меняться при небольших изменениях Σ_{sm} . Как показывают расчеты для уран-водных решеток [4], этот минимум наблюдается при значениях $\Sigma_{sm}^{(k-p)} \approx 0,3 \div 0,5$. Заметим, что решетки с заметно меньшей оптической толщиной замедлителя практически не встречаются.

Исследовалось также влияние анизотропии рассеяния в замедлителе на коэффициент теплового использования. Анизотропия рассеяния обычно учитывается или в транспортном, или в линейно-анизотропном приближении. Оказывается, что практически всегда выполняется равенство

$$Q^{mp} < Q < Q^{l\alpha}$$

Здесь Q^{mp} и $Q^{l\alpha}$ - значения, полученные в транспортном и линейно-анизотропном приближениях. Разность $Q^{mp} - Q^{l\alpha}$ является мерой влияния на коэффициент использования тепловых нейтронов всех угловых моментов сечения рассеяния в замедлителе $\Sigma_{sm}^{(n)}$ с $n \geq 2$.

Для $\partial \theta^{l\alpha} = \theta^{l\alpha} - \theta^{is}$, где θ^{is} - значение, полученное без учета анизотропии, имеем $\partial \theta^{l\alpha} = \bar{\mu} \theta^2 q_1^{diff}$, что совпадает с результатом работы [5]. Здесь $\bar{\mu}$ - средний косинус угла рассеяния. Заметим, что $\partial \theta^{l\alpha}$ при уменьшении оптической толщины замедлителя монотонно стремится к нулю.

Для не очень тесных решеток получено выражение

$$\frac{\partial \alpha^{mp} - \partial \alpha^{l\alpha}}{\alpha} \approx \bar{\mu} f(\Sigma_{sm}^{(p)}) \frac{q_1^{mp}}{q} \approx 0,05 \bar{\mu}.$$

Для тесных решеток $\delta \alpha^{mp}$ обращается в ноль в точке минимума α , т.е. $\delta \alpha^{mp} / \delta \alpha^{l,\alpha}$ заметно отличается от единицы, но абсолютное отличие $\delta \alpha^{mp}$ и $\delta \alpha^{l,\alpha}$ по-прежнему невелико. Различие между транспортным и линейно-анизотропным приближениями наиболее существенно в цилиндрических ячейках с $\Sigma_{sm} \rho \sim 1$. В плоских же ячейках оно значительно меньше.

Ниже приведены примерные границы интервалов изменения коэффициентов влияния, характерные для большинства реакторов

r $ k(\theta, r) $ %	Σ_{am}	Σ_{af}	Σ_{sm}	$\Sigma_{sm}^{(1)}$	Σ_{sf}	$\Sigma_{sm}^{(n)}$ * $n \geq 2/$
	10 - 20	5 - 15	0 - 3	0 - 1	< 0,4	< 0,2
$sign k(\theta, r)$	-	+	-	+	-	$(-1)^{n+1} sign \Sigma_{sm}^{(n)}$

Л и т е р а т у р а

1. Hughes D.J., Schwartz R.B. - Neutron Cross Section BNL-325, II, Edition, 1958; Neutron Cross Section, BNL-325, Suppl., N° 2, 1965.
2. Amouyal A., Benoist P., Horowitz J. - J. Nucl. Energy, 1957, 6, 79.
3. Галайин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Атомиздат, М., 1957.
4. Honeck H.C., Stammer R.J.J. - Nucl. Sci. and Eng., 1964, 19, 374.
5. Benoist P. - Nucl. Sci. and Eng., 1967, 30, 85.

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ В МИКРОСКОПИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЯХ
НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРА ТЕПЛОВЫХ
НЕЙТРОНОВ

Г.Я.Труханов

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Исследуется влияние изменений в ядерных данных на интегральные характеристики спектра тепловых нейтронов в плоской уран-водно-графитовой ячейке.

An influence of variations in nuclear data on integral characteristics of thermal neutrons spectrum in a flat uranium-water-graphite cell is investigated.

Для формулирования требований к точности ядерных данных в реакторостроении необходимо иметь представление о чувствительности интегральных характеристик нейтронного распределения (используемых непосредственно при проектировании ядерных реакторов) к изменениям в микроскопических сечениях взаимодействия нейтронов с веществом. Решению этой проблемы в целом для реакторостроения должна предшествовать работа по оценке эффекта чувствительности интегральных параметров к погрешностям в ядерных данных для различных классов реакторных систем. В настоящей работе влияние изменений в микроскопических сечениях взаимодействия нейтронов с веществом на интегральные характеристики спектра тепловых нейтронов изучается для плоской уран-водно-графитовой ячейки, характеризующейся большими неоднородностями и имеющей в своем составе зоны с сильными поглотителями (в том числе и резонансными).

Параметры ячейки. Параметры ячейки приведены в табл. I. Там же приводятся микроскопические сечения взаимодействия нейтронов с веществом, относительно которых отсчитываются вариации в микроскопических данных.

Таблица 1

Номер зоны	Вещество зоны, изотопный состав	Толщина зоны, см	Температура зоны, °К	Концентрация ядер, ядер/см ³ × 10 ²⁴	Сечение рассеяния на свободном ядре σ _s , барн	Сечение поглощения σ _a (ν _r), барн(эв) ^{1/2}
1	Графит C ¹²	15	893	0,803 · 10 ⁻¹	4,8	0,83906 · 10 ⁻³
2	Вода H ¹ O ¹⁶	0,5	353	0,65784 · 10 ⁻¹ 0,32892 · 10 ⁻¹	21 4,2	0,7425 · 10 ⁻¹ 0,45 · 10 ⁻⁴
3	Уран U ²³⁵ U ²³⁸	1,5		0,34878 · 10 ⁻³ 0,47487 · 10 ⁻¹	10 8,3	27,8993 0,60975

1. Ядерные константы взяты из атласа Хьюза [1].
2. Сечение поглощения U²³⁵ вычисляются по параметрической формуле работы [2]; соответствующие параметры c_n, b_n, i_n (n = 1, 2, ..., 5) берутся из этой же работы.
3. Сечения поглощения остальных элементов считаются пропорциональными 1/ν.

Чувствительность θ к изменениям в микроскопических сечениях взаимодействия

Количественная оценка чувствительности интегральных характеристик спектра нейтронов к изменениям в микроскопических сечениях производится с помощью коэффициента влияния, вводимого соотношением

$$\frac{\partial \chi}{\chi} = K(\lambda, \beta) \frac{\partial \beta}{\beta}, \quad (1)$$

где $\delta\lambda$ и $\delta\chi$ - вариации константы λ и соответствующие изменения величины χ .

Расчет пространственно-энергетического распределения тепловых нейтронов в ячейке и вычисление на его основе интегральных величин при заданных микроскопических сечениях взаимодействия осуществлялся термализационной программой "ДЕМЕТРА" [3, 4], решающей кинетическое уравнение

$$\mu \frac{\partial \varphi(z, \mu, \nu)}{\partial z} + \Sigma_s(z, \nu) \varphi(z, \mu, \nu) = \int \Sigma_g(\nu \leftarrow \nu', \mu \leftarrow \mu') \varphi(z, \mu', \nu') d\nu' d\mu' + S(z, \nu) \quad (2)$$

методом квазидиффузии [5]. Исползованные в уравнении (2) обозначения соответствуют общепринятым.

Расчет производился в следующих предположениях. Дифференциальное сечение рассеяния и источник тепловых нейтронов предполагались изотропными в лабораторной системе координат. Процесс обмена энергией между нейтроном и веществом описывался в графите газовой моделью (масса ядра рассеивателя полагалась равной 12), в воде - газовой моделью (смесь двух газов, одного с массой 1 и другого с массой 16) и моделью Нелкина (рассеяние на кислороде в этом случае также учитывалось газовой моделью). Результаты расчета приведены в табл. 2.

Результаты табл. 2 позволяют сделать следующие выводы:

- 1) чувствительность θ к вариациям в микроскопических сечениях взаимодействия нейтронов с веществом для систем рассматриваемого класса слабая;
- 2) в широкой области значений ядерных данных, значительно выходящей за пределы ошибок эксперимента, коэффициенты влияния устойчивы;
- 3) ρ_1 - приближение дает верные (качественно и количественно) значения коэффициентов влияния.

Чувствительность θ к изменениям в законе рассеяния

Приведем теперь данные, показывающие чувствительность интегральных параметров к выбору модели термализации.

Таблица 2

Влияние изменений в ядерных данных на коэффициент
использования тепловых нейтронов β в уран-водно-
графитовой ячейке

Изменение величины	$\frac{\delta\beta}{\beta} \%$	$K(\beta, \beta)$		Изменение величины	$\frac{\delta\beta}{\beta} \%$	$K(\beta, \beta)$	
		P_1 - приол- жение	Квазидиф- фузионное решение			P_1 - приол- жение	Квазидиф- фузионное решение
γ_c	-15,4	+0,022	+0,023	7	-4,4	-0,009	-0,009
	-9,4	+0,022	+0,020		-1,46	-0,009	-0,009
	+9,6	-0,022	-0,021		+1,46	+0,009	+0,009
	+15,5	-0,022	-0,023		+4,4	+0,009	+0,009
γ_H	-0,61	+0,035	+0,039	5,8	-8,4	+0,013	+0,012
	+0,61	-0,035	-0,039		+8,4	-0,013	-0,012
	+1,5	-0,035	-0,039				

$\gamma_{y,235}$	-1,00	-0,016	-0,017	-19	+0,009	+0,0095
	-0,32	-0,016	-0,018	+19	-0,009	-0,0095
	+0,32	+0,016	+0,018			
	+1,00	+0,016	+0,017			

П р и м е ч а н и я.

1. Изменения в микроскопических сечениях рассеяния приводят к соответствующим изменениям в источнике тепловых нейтронов.
2. Абсолютные значения коэффициента использования тепловых нейтронов ρ в ячье с параметрами табл. 1:
 ρ_1 - при облучении - 0,943039; первая итерация по коэффициенту квазидиффузии - 0,937383 (см. /3/); вторая итерация по коэффициенту квазидиффузии - 0,936802.
3. Оценка коэффициентов влияния производилась по результатам, полученным после первой итерации по коэффициенту квазидиффузии (погрешность расчета в ρ не превышает 0,08%).

Замена газовой модели моделью Нелкина в описании рассеяния нейтронов на протонах воды (температура воды полагалась равной 300°K) приводит к уменьшению σ на 0,33% (в ρ_1 -приближении) и на 0,31% (в квазидиффузионном решении).

Пренебрежение эффектом термализации (односкоростной расчет по сечению рассеяния) приводит к уменьшению σ на 0,14% (в ρ_1 -приближении) и на 0,13% (в квазидиффузионном решении).

Поясним идею последнего расчета. Предполагается, что обмен энергией между нейтроном и средой отсутствует. Сечение рассеяния в каждой зоне постоянно и равно значению, получаемому при усреднении многогруппового сечения рассеяния данной зоны по Максвелловскому распределению с соответствующей температурой. Энергетическая зависимость сечений поглощения в зонах совпадает с использованной зависимостью в многогрупповом расчете. Источники нейтронов в графите и в воде имеют вид максвелловских распределений:

$$S_i(v) = \frac{1}{2} \sum_{jl} \frac{v^3}{2T^2} e^{-v^2/2T}$$

$$(l = 1, 2). \quad (T \approx 353^\circ K).$$

нормированных на соответствующие мощности замедления.

Проведение подобного расчета позволяет дать верхнюю оценку эффекту термализации в σ для систем рассматриваемого класса. Он не превышает 0,14%.

Результаты настоящей работы нуждаются в некотором уточнении. В анализе не учитывались, во-первых, анизотропия рассеяния нейтронов в воде и, во-вторых, химические связи в графите. Оценки, проведенные Н.И. Далегиным (анизотропия рассеяния в односкоростном случае) и нами (анизотропия рассеяния в многоскоростном случае [6] и химическая связь в графите [3]), дают основания считать, что эффекты анизотропии рассеяния в воде и химической связи в графите в интегральных величинах могут быть существенными (доли процента). Однако на коэффициентах влияния учет этих эффектов не скажется.

Л и т е р а т у р а

1. Hughes D.J., Schwarz R.B. Neutron Cross Sections, ENL-325, II Edition, 1958.
2. Westcott C.H. - ORRP - 960 , 1962.
3. Труханов Г.Я. Решение задач термализации методом квазидиффузии: Препринт ИАЭ-1875, 1969.
4. Труханов Г.Я. Комплекс программ расчета задач термализации нейтронов в одномерной ячейке гетерогенного реактора методом квазидиффузии ("ДЕМЕТРА"). Препринт ИАЭ-2010, 1970.
5. Гольдин В.Я. - Журнал вычислительной математики и математической физики, 1964, 4, 1078.
6. Майоров Л.В., Мостовой В.И., Сафин Д.А., Труханов Г.Я. Pulsed Neutr. Research. IAEA, Vienna, vol, 1965, I, 65.

ГАТЧИНСКИЙ НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА БАЗЕ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ФТИ ("ГНЕЙС")

Н.К.Абросимов, Г.Э.Борухович, Д.М.Каминкер,
А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев, Г.А.Петров, Н.Н.Чернов
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР)

Сообщаются проектные параметры нейтронного спектрометра по времени пролета на синхроциклотроне ФТИ с энергией 1-Гэв. Импульсный нейтронный источник будет иметь полную интенсивность 10^{14} н/сек в ширину нейтронного импульса (без замедления) около 20 н/сек. Этот нейтронный источник предполагается использовать для проведения экспериментов по физике деления и исследованию (n, γ) -реакций.

The authors report on the project parameters of Gatchina time of - flight neutron spectrometer at the synchrocyclotron with the energy 1 Bev. The total neutron intensity of the pulse neutron source will be about 10^{14} n/sec. The neutron pulse time width will be approximately 20 nsec (without moderation). This neutron source will be used for the fission physics experiments and for studying (n, γ) - reactions.

Дальнейшее развитие нейтронной физики и интенсивное развитие ядерной энергетики требуют все более точных измерений различных ядерных констант взаимодействия нейтронов с веществом. Это, в свою очередь, ставит задачу создания мощных импульсных источников нейтронов. Одним из наиболее эффективных методов создания таких источников является использование мощных ускорителей заряженных частиц (протонов или электронов). Ввод в строй в 1969 г. в Гатчине крупнейшего синхротронного ускорителя протонов I Гэв позволяет создать на его базе импульсный нейтронный источник, параметры которого могут быть близки или даже превосходить параметры лучших известных источников такого рода. В настоящем сообщении приводится краткое описание устройства и проектных параметров нейтронного спектрометра по времени пролета с базой 40 м на синхротроне ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР.

Принцип действия импульсного источника нейтронов на базе циклического ускорителя протонов заключается в быстром сбросе ускоренных протонов на тяжелую мишень, расположенную в камере ускорителя. При взаимодействии протонов с энергией I Гэв с веществом мишени (в нашем случае Pb) образуется до 20 нейтронов на падающий протон [1, 2]. Приблизительно 80% образовавшихся нейтронов имеют испарительный спектр с $E_{ср} \approx 3,2$ Мэв и распределены изотропно по углам. Остальные нейтроны образуются в результате прямого взаимодействия; имеют жесткий энергетический спектр и обладают остронаправленным вперед угловым распределением. Основные характеристики нейтронного источника определяются параметрами ускорителя:

Максимальная энергия протонов	1 Гэв
Интенсивность внутреннего пучка	0,4 мка
Частота повторения импульсов	до 40 гц
Конечный радиус ускорения	316 см
Период обращения частиц на выводном радиусе	77 нсек
Азимутальная протяженность протонного сгустка	$\sim 90^\circ$
Амплитуда вертикальных колебаний	1 см
Амплитуда радиальных колебаний	8 см

При указанной азимутальной протяженности протонного сгустка время взаимодействия с веществом мишени составляет около 20 нсек.

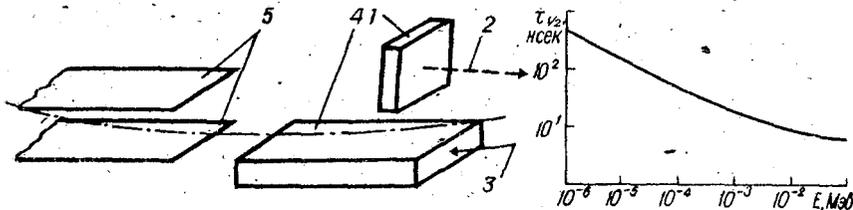


Рис. 1. Взаиморасположение системы мишень-замедлитель и дефлектора в камере ускорителя:

1 - замедлитель; 2 - ось нейтронного канала; 3 - отклоненный нейтронный пучок; 4 - протонная мишень; 5 - пластины дефлектора.

Рис. 2. Зависимость полуширины временного распределения от энергии нейтронов.

Однооборотный сброс протонного пучка на внутреннюю мишень предполагается осуществить электростатическим импульсным дефлектором, располагаемым вблизи выводного радиуса ускорителя и осуществляющим возмущение вертикального движения частиц. Параметры дефлекторной системы и высоковольтного импульса, определяемые размером протонного сгустка, параметрами магнитного поля вблизи выводного радиуса и высокочастотной системой ускорителя приводятся ниже.

Азимутальная протяженность дефлектора	70°
Расстояние между пластинами дефлектора	10 см
Амплитуда высоковольтного импульса	150 кв
Время нарастания импульса	50 нсек
Длительность импульса (плоская часть)	30 нсек
Ошибка временной привязки	не более 10 нсек.

Дефлекторная система с такими параметрами обеспечит отклонение протонного сгустка в вертикальном направлении на величину ~ 5 см в пределах одного оборота протонов.

Протонная свинцовая мишень в виде пластины $40 \times 15 \times 4$ см³ располагается вблизи дефлектора ниже медианной плоскости ускорителя. Для проведения планируемых в ФТИ экспериментов требуется в основном нейтроны относительно низких энергий в интервале 1 эв - 100 кэв. Поскольку доля таких нейтронов в исходном спектре мала, то предполагается использование специального замедлителя в виде набора прямоугольных полиэтиленовых пластин общими размерами $10 \times 12 \times 3$ см³.

Замедлитель устанавливается над мишенью по другую сторону от медианной плоскости ускорителя (рис.1).

Проведенные на ЭВМ оценочные расчеты [3] показывают, что с учетом геометрической эффективности системы "мишень-замедлитель" при токе пучка 1 мкА в направлении нейтронного детектора может быть получено $\sim 5 \cdot 10^{11}$ н/стерадиан.сек. При этом спектр нейтронов в области 1 эв - 100 кэв примерно следует закону $1/E$, а зависимость полуширины нейтронного импульса от энергий нейтронов представлена на рис.2.

Вышеописанный импульсный нейтронный источник предполагается использовать для создания спектрометра по времени пролета с базой 40 м для проведения экспериментов по исследованию подпороговых структур делящихся ядер, сечений деления резонансными нейтронами, свойств вторичных излучений при делении, а также (n, γ) -реаций с применением $Ge(Li)$ полупроводниковых спектрометров.

Предусмотрено создание нейтронных каналов, несколько отличающихся направлениями на замедлитель нейтронов. Коллимация пучков осуществляется стальными коллиматорами, располагаемыми в шестиметровой стене защиты ускорителя. Каналы снабжаются шибберными устройствами и вакуумированными или заполненными гелием нейтронопроводами.

Для уменьшения фона быстрых нейтронов и γ -квантов замедлитель удален на 6 см от протонной мишени и направление на мишень перекрывается массивной плитой из Pb и Zn , расположенной непосредственно у выходного окна камеры ускорителя. Кроме того, направление нейтронных каналов составляет угол 180° с направлением пучка протонов и тем самым значительно уменьшается вклад нейтронов прямого взаимодействия. Дальнейшее уменьшение фона предполагается осуществить применением системы враждующих коллимато-

ров. Регистрирующая аппаратура спектрометра включает в себя детектор нейтронов с борной плитой, полупроводниковые детекторы и камеры деления для регистрации осколков, сцинтилляционные и $Ge(Li)$ детекторы для регистрации γ -квантов.

Накопление и обработку информации предполагается вести на анализаторах АИ-4096 и ЭВМ "Минск-22".

В заключение в табл.1 (колонки 1 - 6) приводятся некоторые расчетные параметры спектрометра (ширина импульса с учетом замедления ΔT , разрешение с учетом замедления ΔE и без учета замедления ΔE_0 в сравнении с доплеровским уширением резонансов для $A \sim 220$).

В табл.2 приведены проектные параметры спектрометра "Гнейс" в сравнении с другими известными спектрометрами. (В колонках таблицы приведены соответственно энергия частиц, средний ток, полная средняя интенсивность нейтронного источника, частота повторения, ширина нейтронного импульса (без учета замедления), качество источника и пиковая нейтронная интенсивность).

Т а б л и ц а 1

В, эВ	ΔT , мсек	R , мсек/м	ΔE , эВ	Доплеровское уширение, эВ $A = 220$	ΔE_0 , эВ
1	635	16	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$
10	216	5,5	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$4,35 \cdot 10^{-4}$
100	37	1	$2,75 \cdot 10^{-2}$	0,22	$1,38 \cdot 10^{-2}$
10^3	40	1	0,87	0,7	$4,35 \cdot 10^{-1}$
10^4	23	0,5	13,7	2,24	13,8
10^5	22	0,5	$4,35 \cdot 10^2$	7,1	$4,35 \cdot 10^2$

Т а б л и ц а 2

Ускоритель	E , МэВ	$I_{ср}$, мкА	N_n , 1/сек	f , Гц	ζ , нсек	M	N_n МГНО- ВЕН- НАЯ
Колумбийский синхроцикло- трон	400	0,5	$2,4 \cdot 10^{13}$	60	25	$4 \cdot 10^{28}$	$1,6 \cdot 10^{19}$
Синхроцикло- трон в Хару- элле	150	1,0	10^{13}	200	10	10^{29}	$5 \cdot 10^{18}$
Циклотрон в Карасруэ	50(2)	100	$6 \cdot 10^{14}$	20000	1	$1,2 \cdot 10^{31}$	$6 \cdot 10^{17}$
Линейный уско- ритель в Сакле			$9 \cdot 10^{11}$	500	10	$9 \cdot 10^{27}$	$1,8 \cdot 10^{17}$
Линейный уско- ритель в Гелле			$2,6 \cdot 10^{13}$	880	100	$2,6 \cdot 10^{27}$	$3 \cdot 10^{17}$
"Гнейс"	1000	1	10^{14}	40+50	20	$5 \cdot 10^{29}$	10^{20}

Л и т е р а т у р а

1. Препринт АЕСL -2059.
2. Препринт АЕСL -2259.
3. Борухович Г.З., Звездкина Т.К., Петров Г.А. Препринт ФТИ, 1970.

ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС КАК ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА

Т.И. Филиппова, Н.В. Филиппов

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Изложены физические принципы работы установки типа "Плазменный фокус". Приведены данные о количестве нейтронов за один импульс, о длительности импульсов и частоте их повторения. Построена зависимость нейтронного выхода от энергозапаса установки. Приведена экстраполяция полученной зависимости до 10^8 Дж.

Physical principles of operation of the plasma focus device are described. The total number of neutrons per a pulse, pulse duration and repetition rate are presented. The neutron yield is given as a function of the energy storage of the device. The dependence obtained is extrapolated up to 10^8 Joule.

Для термоядерных источников нейтронов независимо от способа получения высокотемпературной плазмы характерно следующее:

1. Монохроматичность нейтронного излучения, соответствующая группе нейтронов с энергией $(2,47 \pm 0,082 \sqrt{T})$ Мэв в случае $(\alpha\alpha)$ -реакций и с энергией $(14,1 \pm 0,195 \sqrt{T})$ Мэв для (αt) -реакций, где T - (кэв) - температура плазмы. Поскольку доплеровское уширение должно рассчитываться для средней температуры ~ 10 кэв, то полуширина энергетического распределения для теплового механизма реакции в первом случае соответствует $\sim 11\%$, а во втором - порядка 4%.

2. Отсутствие проблемы "мишеней", поскольку плотность плазмы, являющейся объемным источником, такова, что всегда пробег нейтронов в плазме намного больше размеров излучающего объекта.

Все конкретные термоядерные (плазменные) установки, даже если они называются стационарными или квазистационарными, реально являются импульсными с частотой повторения циклов 10^{-1} - 10^{-2} гц.

Длительность же процесса и тем более время жизни высокотемпературной плазмы отличается на 6 - 7 порядков, меняясь от 10^{-7} до 10^{-2} сек.

В зависимости от величины абсолютного выхода нейтронов за импульс все существующие к началу 1971 г. термоядерные установки можно разделить на группы, для которых характерно, что чем больше нейтронный выход, тем меньше τ - длительность существования высокотемпературной плазмы - и меньше объем, в котором протекают реакции синтеза.

Малость времени существования плазмы в "быстрых" системах с избытком компенсируется достигаемой в них высокой плотностью ионов - n , приближая параметр $n\tau$, характеризующий интенсивность протекания ядерных реакций, к необходимому значению - 10^{14} .

Наибольший нейтронный выход за рабочий цикл в настоящее время получен на установках "тета-пинч" и системах типа "плазменный фокус". В случае приблизительно одинакового интегрального выхода в 4π интенсивность излучения в системах типа ПФ приблизительно в 10^2 - 10^3 раз выше за счет меньшего τ .

В Институте атомной энергии имеется установка, в основе которой лежит нецилиндрическое сжатие z-пинча с образованием плазменного фокуса. На этой установке достигнуто наивысшее значение $n\tau$, которое составляет $3 \cdot 10^{13}$. Получаемое здесь нейтронное излучение характеризуется следующими величинами:

1. Количество нейтронов за импульс (в 4π) - до 10^{11} нейтр
2. Длительность импульса (по полуширине) ~ 100 нсек, т.е. интенсивность излучения порядка 10^{18} н/сек.
3. Размер источника не более 1 см^3 , т.е. источник практически точечный.
4. Нейтронное излучение достаточно изотропно, некоторое от-

клонение от изотропности наблюдается в узком телесном угле ($\sim 10^\circ$) вдоль оси системы. В этих направлениях (0° и 180°) отклонение от изотропности в разных условиях работы установки колеблется от 5 до 30%.

5. Распределение по энергии шире, чем это следовало бы из простой термической модели с доплеровским уширением. В частности, для этих же углов -0° и 180° - наблюдается сдвиг средней энергии нейтронов ± 250 кэв по сравнению с 2,47 Мэв.

Физический принцип устройств, в основу которых положен пинч-эффект, состоит в том, что на протекающий через дейтерий ток возложены все основные функции: 1) создание плазмы; 2) нагрев; 3) термоизоляция; 4) удержание.

Процесс создания и нагрева по самой сути своей - импульсный, с инерционными временами 10^{-7} - 10^{-6} сек, т.е. характеризуется образованием тонкой токовой оболочки (сильный скин-эффект). Магнитное поле протекающего тока давит на токовую оболочку, которая является поршнем, сжимающим газ.

Плазменная конфигурация обладает аксиальной симметрией, и сжатие токового слоя приводит к ускорению и к сжатию газа вдоль оси. Механизм нагрева ионов - превращение в тепло кинетической энергии токовой оболочки и джоулев нагрев. На стадии движения нагрев плазмы осуществляется отчасти джоулевым нагревом, а в основном в результате необратимых процессов за фронтом ударной волны, созданной движением токового слоя со сверхзвуковой скоростью.

При таком способе получения плазмы автоматически отпадает необходимость решения труднейшей задачи термоядерного синтеза - обеспечения устойчивости плазмы в сжатом состоянии.

Геометрия разрядной камеры обуславливает сложную форму токовой оболочки - в виде воронки со сжимающейся к оси горловиной.

Из-за нецилиндрической формы оболочки при сжатии на оси образуется спонтанный плазменный фокус, т.е. зона со сверхвысокими параметрами плазмы ($n \sim 10^{20}$ - 10^{21} , $T \sim 2,5$ кэв). Эта зона является локализованным источником нейтронов.

Образование ПФ сопровождается резким уменьшением конечного объема плазмы и возникновением мощной кумулятивной плазменной струи, в аксиальном направлении в сторону катода со скоростью, достигающей в некоторых случаях 10^8 см/сек.

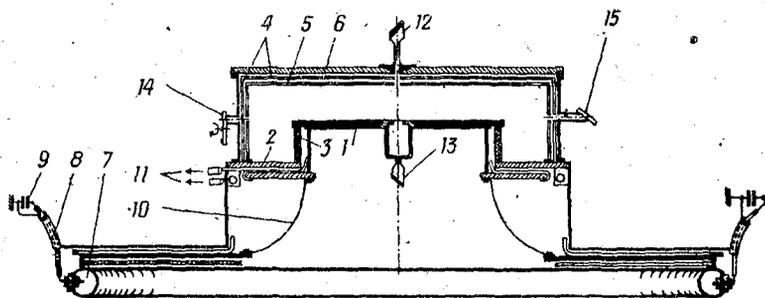


Рис.1. Схема разрядной камеры:
 1 - анод; 2 - катод; 3 - изолятор; 4 - изоляция ластвера; 5 - лайнер; 6 - крыша камеры; 7 - разрядник; 8 - ошиновка; 9 - конденсаторная батарея; 10 - переменная индуктивность.

Оптимальные режимы работы на установках ПФ достигаются при большем начальном давлении дейтерия, чем на линейных пинчах.

Сложная форма оболочки создает условия, обеспечивающие магнитогидродинамическую устойчивость последовательных фаз движения токового слоя. Этому же способствует образующаяся ударная волна, движущаяся к оси на приблизительно постоянном расстоянии от токовой оболочки, сжимающейся с ускорением.

Теоретические исследования нецилиндрического Z -пучка проводятся В.С.Имшенником и В.Ф.Дьяченко в Институте прикладной математики. Экспериментальные исследования выполнены в ИАЭ на установке (рис.1) с освоенным запасом энергии - 160 кДж.

Разрядная камера (рис.1) имеет анод 1 в виде медного диска диаметром 66 см, изолированного от катода 2 фарфоровым цилиндрическим изолятором 3. Стенки вакуумной камеры 15 соединены с катодом. Камера имеет лайнер 5 из меди или нержавеющей стали. Он может соединяться с катодом или стоять на изоляторах 16 под плавающим потенциалом. Непосредственно под камерой укреплен торoidalный вакуумный разрядник 7, соединенный с анодом гибкими проводниками 10, позволяющими менять индуктивность контура.

Электрические параметры установки следующие: емкость батареи -

576 мкф, $T \sim 30$ мксек, ток в момент сжатия около 1 ма, напряжение - до 24 кв. Работа на установке преследует две цели:

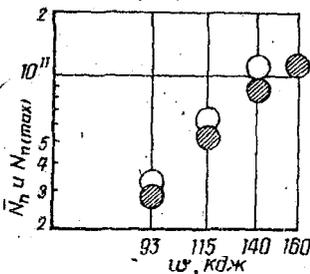


Рис. 2. Зависимость нейтронного выхода от $lg W$.

На рис. 2 приведена зависимость нейтронного выхода от запаса энергии в конденсаторной батарее, полученная на установке. По оси ординат отложены значения нейтронного выхода за разряд, по оси абсцисс - $lg W$. Показатель степенной зависимости для средних значений N_n соответствует $K = 2,5$. Максимальные значения нейтронного выхода отвечают $K > 2,5$. Наибольшее полученное значение нейтронного выхода - $1,1 \cdot 10^{11}$ н/разряд.

Достигнутая в плазме концентрация энергии ~ 200 кдж/см³. При такой концентрации энергии два следующих фактора делают подобные системы перспективными как источник термоядерной энергии синтеза, выделяя их из чисто взрывных систем: 1) малость объема зоны с предельно высокими параметрами, так что общая энергия ПФ относительно мала; 2) выделение энергии происходит в камере с сильно пониженным давлением газа (в вакууме), т.е. не образуется одного из главных разрушающих факторов взрыва - ударной волны.

Перечисленные особенности систем с ПФ показывают, что даже для установок с к.п.д. ~ 1 вопрос об энергонагрузке на стенку камеры не вырастает в технически неразрешимую задачу.

Степень $K = 2,5$ означает, что ядерный к.п.д. таких систем

$\eta_{эд}$, равный отношению энергии продуктов ядерных реакций к полному расходу энергии на нагрев и удержание плазмы, возрастает с ростом W по закону W^{K-1} , т.е.

$$\eta_{эд} = \eta_0 \left(\frac{W}{W_0} \right)^{K-1},$$

где η_0 и W_0 относятся к установке.

Перспективность установок с ПФ для решения проблемы УТЯС практически полностью определяется величиной $(K - 1)$. Это означает, что при законности экстраполяции данной зависимости в сторону энергий в 10^3 раз больших, чем на существующей установке МГ, ядерный к.п.д. приблизительно 1 может быть достигнут при $W \sim (30 + 100)$ Мдж даже если не учитывать возможностей дальнейшего прогресса в области исследования физики плазмы.

Таблица иллюстрирует перспективность таких систем, как источник нейтронов. Следует учесть, что стоимость установки определяется в основном стоимостью конденсаторной батареи.

Таблица составлена на основе экстраполяции экспериментально найденной зависимости нейтронного выхода $(W/W_0)^{2,5}$:

Мдж	(Δd) н/импульс	(Δt) н/импульс	$(\Delta t)P$, н/сек
0,14	10^{11}	-	-
1	$1,3 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	10^{22}
3	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{23}$
10	$4 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{24}$
30	$6 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{25}$
100	$1,2 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{20}$	10^{27}

Необходимо отметить, что во всех экспериментах, связанных с нецилиндрическим сжатием z-пинча и получением при этом плазмы с высокими параметрами, необходимо согласовать электротехнические и энергетические параметры источника энергии (в данном случае конденсаторной батареи) с геометрией камеры и плотностью заполняющего ее газа.

Сейчас нет экспериментальных данных для времени существования ПФ τ_n в зависимости от размеров установки и используемого уровня энергии. По-видимому, время протекания реакции будет оставаться порядка 10^{-7} сек, хотя общая длительность процесса, конечно, возрастет.

В реальных условиях эксплуатации установки частота повторения процесса будет определяться техническими причинами - условиями теплоотвода со стенок разрядной камеры, нагревом основного изолятора (3 на рис.1), мощностью источника питания и работоспособностью коммутирующего устройства.

В заключение следует отметить, что после первой публикации в 1962 г. работ по ПФ на конференции по Управляемому термоядерному синтезу [1] исследования нецилиндрического сжатия Z-пинча продолжались в СССР [2, 3, 4] и получили широкое развитие за рубежом [5, 6, 7]. Наиболее серьезно эти работы ведутся в США (Лос-Аламос, Сандия-Корпорейшен, Калифорнийский университет), в Великобритании (Калем), во Франции (Лимель), в Италии (Фраскати), в ФРГ и в Японии.

Л и т е р а т у р а

1. Филиппов Н.В. и др. Nuclear Fusion part 2 Supplement, 1962.
2. Филиппов Н.В. и др. Plasma Phys. and Controlled Nuclear Research Research IAEA, 1966, 2, 406.
3. Дьяченко В.Ф., Именник В.С. - ЖЭТФ, 1969, 56,5, 1766-1777.
4. Агафонов В.И. и др. CN-24/G-2-Plasma Phys. and Control. Nuclear Research, 2, 1969, IAEA.Vienna.
5. Reasock N.J. и др. CN-24/G-4.
6. Bottoms P.J. и др. CN-24/G-5.
7. Maisonnier Ch. и др. CN-24/G-6.

СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ
ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.Ф.Герасимов, В.Ф.Лепников, М.И.Певзнер,
Н.А.Черноплеков

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ
СМ СССР)

Приведено краткое описание технических характеристик ускорителя, нейтронных мишеней и вспомогательного оборудования. Основная цель - дать физикам исходные данные для подготовки экспериментальных работ на ускорителе.

Technical characteristics of accelerator, neutron targets and accessory equipment have been suggested. This paper is aimed to the physicists, which are interested in a preparation of an experimental works on an accelerator.

В Институте атомной энергии им.И.В.Курчатова строится высоко-точный линейный ускоритель электронов многоцелевого назначения. В основном ускоритель предполагается использовать как импульсный источник нейтронов для исследований методом времени полета. Однако широкий диапазон параметров ускорителя и простота управления ими позволяет ставить одновременно целый цикл работ как о использовании нейтронов, так и других видов излучения электронов и γ -лучей.

В статье приведены основные параметры ускорителя, режимы его работы и описаны некоторые вспомогательные устройства, предназначенные для проведения экспериментов с тем, чтобы дать экспериментаторам по возможности полное представление о нем.

Линейный ускоритель I. Параметры ускорителя:

1) энергия ускоренных электронов в максимуме спектра - 60 Мэв; предусматривается плавное изменение энергии от 30 Мэв до максимальной;

2) ширина энергетического спектра электронов, измеренная по полуспаду тока, не более 5% от энергии в максимуме спектра при длительности импульса 5,5 мксек и токе 1 а;

3) ток ускоренных электронов в импульсе - 1 а;

4) длительность импульса тока ускоренных электронов имеет следующие значения: 5,5; 0,25; 0,05 мксек (+10%); позже будет реализована длительность импульса 0,01 мксек.

5) частота следования импульсов изменяется ступенями по 50 гц в пределах 50 - 150 гц при $\tau = 5,5$ мксек и в пределах 50 - 900 гц при остальных длительностях;

6) диаметр пучка электронов на выходе ускорителя, измеренный по полуспаду тока, равен ~ 2 см.

Пучок электронов из ускорителя при помощи импульсной магнитной системы разводится в защитные бункера, в которых размещены нейтронные мишени или исследуемые образцы. Всего - пять бункеров, каждый из которых имеет определенную специализацию.

Нейтронно-спектроскопический бункер № 1 (рис.1). Из бункера выводятся восемь нейтронных пучков, имеющих следующие максимальные пролетные расстояния:

№ 1	2	3	4	5	6	7	8
25	25	25	45	45	120	120	290 м

Все пучки снабжены защитными водяными шиберами с проходным отверстием ϕ 230 мм. Пролетные базы после шиберов имеют вакуумированные трубы с разрывами в измерительных павильонах для установки экспериментальной аппаратуры.

Все нейтронные пучки (за исключением № 4) ориентированы на центр мишени. Пучок № 4 проходит на ~ 40 см ниже мишени.

Измерительные павильоны на длинных пролетных базах оборудо-

I Р.М. Воронков, В.А. Бойко и др. Ускоряющая структура ускорителя электронов на энергию 60 Мэв с током в импульсе 1А. - Доклад на 7-й Международной конференции по ускорителям высоких энергий. Ереван, 1969.

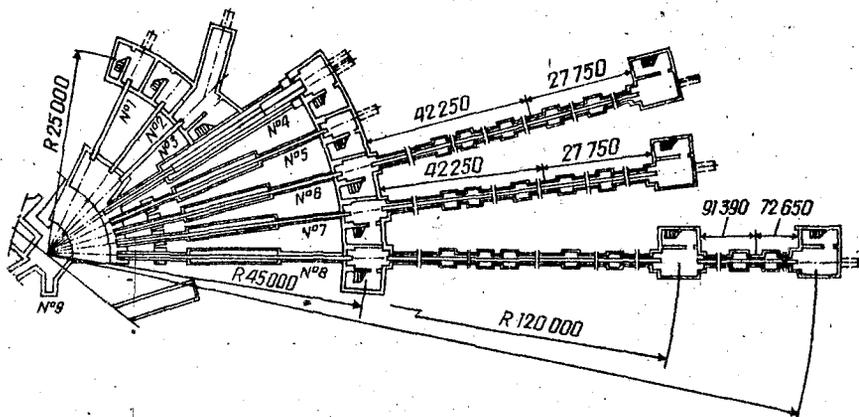


Рис. 1. Бункер № 1 и пролетные базы.

ваны всем необходимым для размещения там детектирующих устройств, передачи сигналов в измерительный центр, управления шибром соответствующего канала с помощью переносного пульта управления и системой дозконтроля.

Бункер № 2 предназначен для размещения бустера (см. "Размножающая мишень").

Бункера № 3 и 4 предназначены для работы с одиночными импульсами электронов. В этих бункерах не предполагается устанавливать стационарные мишенные устройства и выводить излучение за пределы защиты.

Бункер № 5 (рис. 2) предназначен для размещения нейтронной мишени, излучение от которой может быть выведено в физический зал. Наибольшая и наименьшая пролетные базы в пределах физического зала равны соответственно 12 и 20 м. Всего имеется пять пучков. Два пучка № 4 и 5 смещены в горизонтальной плоскости от центра мишени на ± 650 мм и не "видят" мишени. Все пучки снабжены механическими шиберами ϕ 100 мм. Высота пучков над полом 1000 мм. Пролетная база пучка № 1 продолжена за пределы физического зала до 50 м.

Нейтронные мишени. Стационарные мишени для получения импульсных потоков нейтронов за счет фотоядерных реакций устанавливаются в бункерах № 1 и 5.

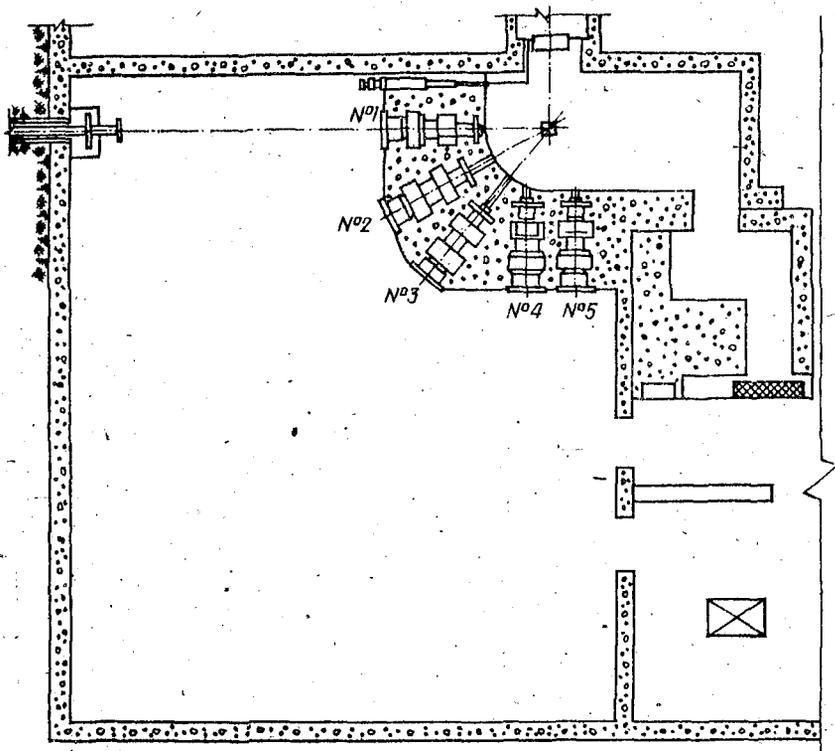


Рис.2. Бункер № 5 и физический зал.

Мишень для работы с пучком электронов при полной мощности 50 квт состоит из шестигранного корпуса с максимальным поперечным размером ~ 95 мм, и высотой ~ 150 мм, в котором размещены ТВЭ ϕ 5 мм из естественного урана. Теплоем с мишени производится водой.

Расчетный средний выход нейтронов из реальной мишени при номинальных параметрах работы ускорителя ($f = 150$ л/сек, $I_{\text{упп}} = 1$ А, $\tau = 5,5$ мксек, $E = 60$ Мэв) равен $2 \cdot 10^{14}$ н/сек $\pm \alpha$

(пиковое значение равно $N_{\text{пик}} = \frac{N}{t\tau} = 0,24 \cdot 10^{18}$ н/сек).

Спектр нейтронов, выходящих с поверхности мишени, несколько смягчен по сравнению со спектром фотонейтронов из-за присутствия в мишени воды и железа в соотношениях (по объему) вода: VO_2 : железо - 1:2:1.

При подаче электронных импульсов с длительностью 0,01; 0,05 и 0,25 мксек и повышенной частотой 900 гц на мишень в бункер № 1 полная мощность в пучке электронов, которую удастся довести до мишени, при существующей системе разводки пучков, составит, по-видимому, величину ≤ 10 квт (т.е. средний выход нейтронов $\sim 0,4 \cdot 10^{14}$ н/сек). При этих условиях мишень может быть выполнена из металлического урана или плутония с меньшим содержанием воды и стали.

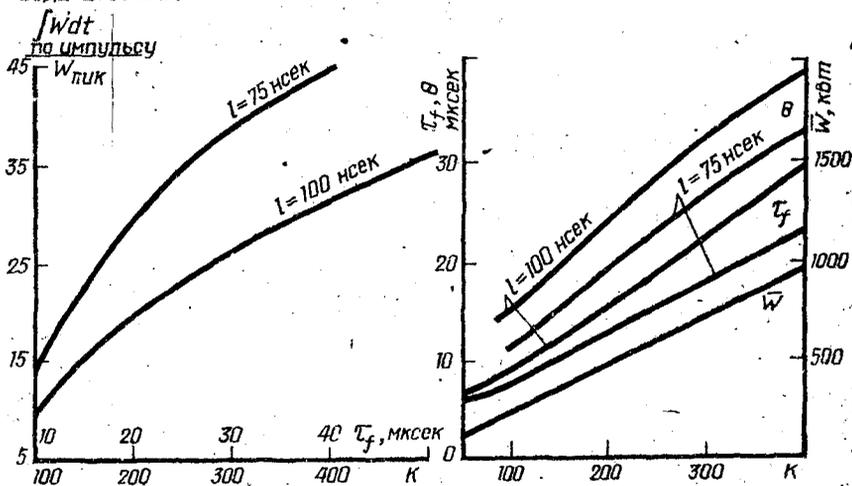


Рис.3. Зависимость длительности импульсов быстрых нейтронов, эффективного времени, средней мощности от $K_{\text{ус}}$.

Размножающая мишень. В бункере № 2 на прямом пучке электронов предполагается соорудить размножающую нейтронную мишень (бустер). Система управления бустером позволит плавно менять коэффициент усиления от 30 до ~ 500 и поддерживать его на заданном уровне.

Бустер может работать как в режиме с модуляцией реактивности, так и без модуляции. В режиме с модуляцией реактивности максимальная частота следования импульсов равна 150 1/сек; при работе без модуляции частота не ограничена и работа может производиться при любой частоте и длительности импульсов, имея в виду, однако, что с ростом коэффициента усиления K_{yc} возрастает фон ($\Phi \approx \beta K_{yc}$, β — доля запаздывающих нейтронов).

Средняя интенсивность первоначальной вспышки нейтронов, генерируемой электронами ускорителя, эквивалентна мощности деления $\sim 2,4$ квт. При коэффициенте усиления 500 средняя мощность размножающей мишени равна 1200 квт.

Время жизни быстрых нейтронов в размножающей мишени будет сделано в пределах $\tau = 0,075 - 0,100$ мксек. В соответствии с этим длительность импульса быстрых нейтронов τ_f (ширина на половине высоты), эффективное время θ ($\theta = \frac{\int_{\theta} N_{имп} K(t) dt}{N_{имп}}$, $N_{имп}$ — пиковое значение мощности) и средняя мощность будут изменяться в зависимости от K_{yc} , так как это изображено на графике (рис.3).

Средний поток быстрых нейтронов через боковую поверхность мишени равен $0,8 \cdot 10^{13}$ н/см² сек при $K_{yc} = 500$. Пиковое значение потока — $(1,2 - 1,4) \cdot 10^{15}$ н/см² сек (в зависимости от выбора τ).

Средний поток тепловых нейтронов из водяного замедлителя толщиной 5 см (отравленного бором таким образом, чтобы время жизни тепловых нейтронов в замедлителе равнялось ~ 20 мксек) равен $0,4 \cdot 10^{14}$ н/см² сек. Пиковое значение потока тепловых нейтронов — $1,3 \cdot 10^{14}$ н/см² сек.

Средний фон запаздывающих нейтронов (отношение мощности между импульсами к средней мощности) при работе с модуляцией реактивности и $K_{yc} = 500$ составит 12 — 15%.

У боковой поверхности бустера предполагается разместить водяной и жидководородный замедлители для получения тепловых и холодных нейтронов. Размножающая мишень размещена в защитном бункере, сквозь который выводятся пучки нейтронов (рис.4). Всего имеется десять пучков со следующим назначением:

№ 1, 2 и 3 — для работы с источником холодных нейтронов.

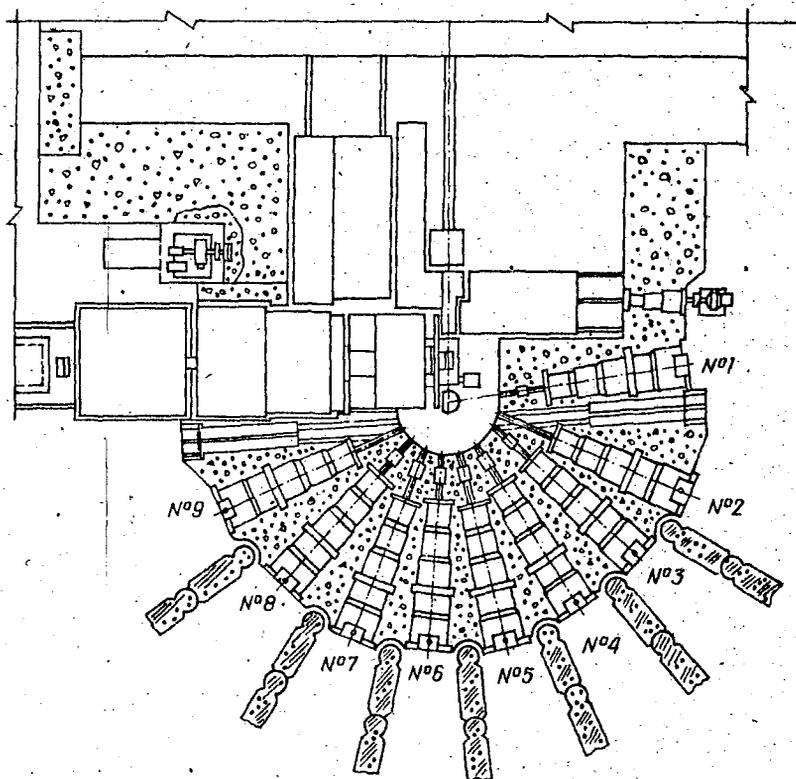


Рис.4. Защитный бункер № 2.

Каналы № 1 и 2 проходят над каньоном глубиной $\sim 8,5$ м, предназначенном для проведения измерений угловых распределений. Максимальная пролетная база для этих каналов равна ~ 20 м.

№ 4, 5, 6, 7, 8 и 9 – для работы с источником тепловых нейтронов. Пролетные базы от 16 до 20 м.

№ 9, 10 – касательный канал и канал, проходящий на расстоянии ~ 30 см от поверхности отражателя бустера. Оба канала сквозные и могут использоваться для изучения рассеяния от образцов, помещенных вблизи источника нейтронов.

Все каналы, за исключением № 9 и 10, имеют механические шибера \varnothing 100 мм; № 9 и 10 – водяные шибера \varnothing 100 мм. Кроме того, при остановленном бустере можно пользоваться заслонками, установленными на расстоянии 1,2 м от центра бустера на пучках № 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8. В закрытом состоянии эти заслонки обеспечивают защиту от излучения остановленного бустера, а в открытом – имеют сквозное отверстие, которое можно использовать для установки дополнительного коллиматора.

Измерительно-регистрационный центр (ИРЦ). Этот центр представляет собой комплекс электронной аппаратуры, рассчитанной на проведение широкого круга ядерно-физических измерений и предварительной обработки полученной информации.

В состав оборудования центра входят следующие устройства:

1. Входной коммутатор, через который осуществляется связь физических установок с анализирующими устройствами.

2. Амплитудно-временные анализаторы типа АИ-4096 (II штук). Анализаторы могут работать самостоятельно с числом каналов 4096 и группами по 16000 каналов. Минимальная ширина каналов равна 0,25 мксек. Два анализатора рассчитаны на проведение простейшей предварительной обработки.

3. Выходные устройства обеспечивают вывод данных на быструю цифровую печать (20 слов/сек), ленточный и карточный перфораторы, графо-построитель на электрохимической бумаге.

4. Выходными устройствами осуществляется также двухсторонняя связь с вычислительной машиной БЭСМ-6.

5. ВИРЦ предполагается установить минимум две малых вычислительных машины типа "Параметр", рассчитанных на проведение предварительной обработки результатов измерений и для работы в "линии". Время обращения к памяти этих машин не более 3 мксек. Для ведения многомерных измерений машины укомплектовываются цифровыми магнитофонами.

6. Для физико-экспериментаторов разработаны выносные пульты, позволяющие вести "разговор" с анализирующими устройствами и пультом выходных устройств. Специальное промежуточное устройство памяти и мониторная трубка позволяет вести контроль за ходом эксперимента в процессе измерений.

7. Для проведения измерений с большими загрузками и в нано-

секундной области предполагается использовать разравнивающие цифровые устройства и временные кодировщики с шириной 10 нсек.

8. На рабочих местах физиков-экспериментаторов устанавливаются стойки типа "Вишня", укомплектованные стандартной измерительной аппаратурой.

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ С ИНЖЕКТОРАМИ ИБР-30 и ИБР-2
КАК ИСТОЧНИКИ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ НЕЙТРОНОВ В
РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Ю.С.Язвickий

(Объединенный институт ядерных исследований)

Приводятся некоторые характеристики импульсных реакторов Объединенного института ядерных исследований ИБР-30 и ИБР-2. Реактор ИБР-30 пущен в 1969 г. и имеет среднюю мощность 25 квт. Реактор ИБР-2 начат строительством в 1969 г. Его проектная средняя мощность 4 МВт. Реакторы ИБР-30 и ИБР-2 имеют инжектора - линейные ускорители электронов - и могут работать в бустерном режиме.

In this report some characteristics of the IBR-30 and IBR-2 pulsed reactors of the Joint Institute for Nuclear Research are presented. The IBR-30 reactor was put into operation in 1969 and its mean power is 25 kw. The construction of the IBR-2 reactor was begun in 1969. Its project mean power is 4 Mw. The IBR-30 and IBR-20 reactors have injectors (linear electron accelerators) and can work in the booster regime.

Реактор ИБР-30. Этот реактор [1] установлен в 1969 г. вместо реактора ИБР [2], действовавшего в ОИЯИ с 1961 по 1968 гг. Схема размещения замедлителя и схема пучков практически остались прежними. Конструкция ИБР-30 представляет собой развитие конструкции реактора ИБР с целью получения более высокой мощности и больших эксплуатационных удобств. Кроме реакторного и бустерного режима, имевшихся на ИБР, реактор ИБР-30 имеет еще и режим редких импульсов, при котором с частотой 0,13 гц генерируются импульсы пиковой мощностью до 200 Мвт и полушириной около 50 мксек. Характеристики реакторного режима ИБР-30 приведены ниже.

	ИБР-30	ИБР-2
Средняя мощность, квт	25	4000
Частота импульсов, 1/сек	4 - 100	5 - 50
Средний выход нейтронов, 1/сек	$1,3 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{17}$
Время жизни нейтронов, сек	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$4,2 \cdot 10^{-8}$
Мощность между импульсами, квт	1,2	220
Мощность в максимуме импульса при частоте 5 1/сек, Мвт	120	8000
Выход нейтронов в максимуме импульса при частоте 5, 1/сек.	$5,6 \cdot 10^{18}$	$3,6 \cdot 10^{20}$
Полуширина импульса, мксек	70	90

В бустерном режиме реактор ИБР-30 работает в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40. Достигнутые параметры нейтронного пучка представлены ниже.

	ЛУЭ-40	ЛУЭ-30
Энергия электронов, Мэв	40	30
Электронный ток в импульсе, А	0,2	250
Длительность импульса тока, мксек	1,6	0,5
Частота, 1/сек	100	50

В бустерном режиме ширина импульса мощности на 1/2 высоты

$$\theta_{1/2} = t_1 + \tau_4 \ln(1 + e^{t_1/\tau_4}),$$

где t_1 - длительность электронного импульса; τ_4 - время жизни нейтронов в зоне; $\gamma = \frac{1}{1 - k_{eff}}$ - коэффициент умножения на мгновенных нейтронах. При $\tau_4 \gg t_1$ $\theta_{1/2} \approx \tau_4 \ln 2$.

Средняя мощность бустера

$$W = 2,2 \cdot 10^{-7} \alpha V I_0 f \gamma \frac{\nu - 1}{\nu},$$

где α - выход нейтронов из мишени ускорителя на 1 Мвт мощности электронного пучка; V и I_0 - энергия и ток электронов в импульсе; f - частота импульсов и ν - эффективное число нейтронов на акт деления.

Реально достигнутая средняя мощность ИБР-30 в бустерном режиме 2,5 квт при частоте 100 гц и длительности импульса и половине высоты ~3 мксек. По измерениям Л.Б.Пикельнера и Э.И.Шарапова средняя интенсивность нейтронов, падающих на 1 см² площадки, нормальной к пучку и удаленной на расстояние L_M от реактора,

$$I_F = 2,7 \cdot 10^8 \frac{W}{E^{0,9} L^2} \cdot \frac{1}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{г}}$$

где W - мощность, квт,

Реактор ИБР-2. Это реактор с натриевым охлаждением [1, 3]. Импульсы мощности создаются в результате вращения стальных подвижных отражателей, примыкающих к одной из сторон активной зоны. Параметры ИБР-2 в режиме реактора показаны выше. Активная зона ИБР-2 с четырех сторон экранирована замедлителями, композиция которых может меняться в зависимости от требований эксперимента. Наряду с всякими замедлителями при нормальной температуре предполагается установка жидководородного замедлителя и горячего замедлителя (при $t^0 \approx 2000^\circ$). Схема размещения замедлителей показана на рис. 1.

Биологическая защита реактора ИБР-2 выполнена в виде двух коаксиальных полых цилиндров. Схема защиты и горизонтальных каналов по

казана на рис.2. Полость между цилиндрами может использоваться для установки экспериментального оборудования. Доступ людей в нее возможен только при остановленном реакторе. Сечение каналов для вывода пучков через внутреннюю часть защиты (20x30) см². Конструкция защиты предусматривает создание, в случае необходимости,

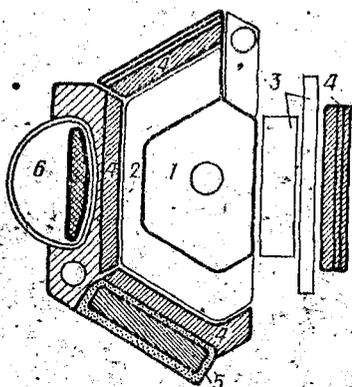


Рис.1. Схема замедлителей

ИБЕР-2:

- 1 - активная зона; 2 - неподвижные отражатели и органы управления; 3 - подвижные отражатели;
- 4 - водяные замедлители;
- 5 - горячий замедлитель;
- 6 - жидководородный замедлитель.

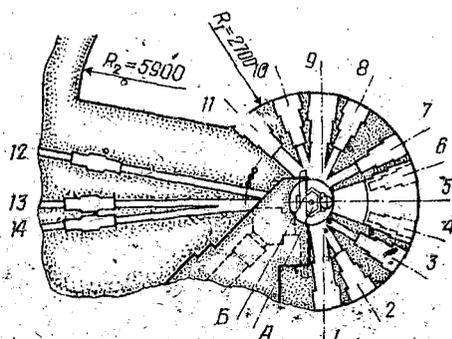


Рис.2. Схема пучков ИБЕР-2:

А - активная зона; Б - подвижный отражатель; 1 - 14 - каналы в защите.

открытого сектора от канала № 4 до канала 6, а также возможность изменения направления осей каналов № 1 и 9 в пределах нескольких градусов, благодаря чему можно образовать один сивозной тангенциальный канал с осью, параллельной плоскости водяного замедлителя и проходящей на расстоянии нескольких сантиметров от его внешней поверхности. Другим тангенциальным каналом может быть канал № 11. Шиберы каналов допускают подвеску некоторых экспериментальных устройств (например коллиматоров) снизу. При открытом шибере эти устройства оказываются в нейтронном луче. Наружное кольцо защиты имеет сплошную амбразуру во всей зоне выхода нейтронных пучков.

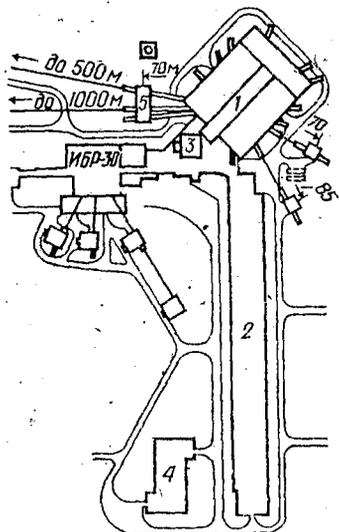


Рис.3. Схема размещения комплекса ИБР-2:
 1 - здание реактора; 2 - здание ускорителя; 3 - здание управления реактором; 4 - здание измерительно-вычислительного центра ИБР-2; 5 - экспериментальные павильоны. На пучках 500 и 1000 м павильоны (кроме указанного) располагаются через 250 м.

Реактор ИБР-2 размещается в центре экспериментального зала размерами (60 x 60) м². Любой из пучков может быть выведен за пределы зала. В первой очереди сооружения предполагается создание нейтронных пучков длиной 1000 м (пучок № 13), 500 м (пучок № 12) и нескольких нейтронных пучков длиной до 100 м. Высота осей нейтронных пучков над уровнем земли - 6 м. Схема комплекса ИБР-2 изображена на рис.3. В бустерном режиме реактор ИБР-2 сочетается с линейным индукционным ускорителем ЛИУ-30, параметры которого приведены выше. Мишень ускорителя размещается в центре активной зоны. Первый вариант мишени делается из вольфрама. Для этой мишени при ширине нейтронного импульса больше 1 мксек зависимость средней мощности бустера от длительности импульса дается выражением

$$W = 1.4 \cdot 10^{-1} S_{1/2} \text{ Мвт.}$$

Интенсивность резонансных нейтронов, падающих на площадку S см², перпендикулярную нейтронному пучку, можно оценить по формуле

$$I_E = 2,5 \cdot 10^6 \frac{WS \Sigma}{L^2 E},$$

где W - мощность, Мвт; Σ - рабочая площадь замедлителя, см²; L - пролетное расстояние, м; E - энергия, эв.

ИБР-30 и ИБР-2 - установки с длительностью нейтронных импульсов несколько десятков микросекунд (реакторный режим) или несколько микросекунд (бустерный режим). Для целей нейтронной спектроскопии наиболее интересен бустерный режим, но и в этом режиме по своему разрешению ИБР-30 и ИБР-2 не могут конкурировать с ускорителями частиц, на которых получают импульсы порядка 0,1 мксек при выходе порядка 10^{14} 1/сек (например *ORELA*). Поскольку, однако, выход нейтронов на ИБР-2 при $\theta_{1/2} \approx 3$ мксек будет достигать $2 \cdot 10^{16}$ 1/сек, т.е. примерно на два порядка превосходить существующие источники для нейтронных спектрометров, на нем будут очень благоприятные условия для работ, связанных с анализом продуктов реакций, когда возможны меньшие требования к разрешению и первостепенную роль имеет интенсивность. В тех случаях, когда ограничение на величину регистрируемого эффекта накладывается допустимыми нагрузками детектирующей аппаратуры и форма резонанса определяется длительностью нейтронного импульса, средняя скорость регистрации эффекта должна быть пропорциональна произведению $f \theta_{1/2}$. При этом длительность $\theta_{1/2} \approx 1 \div 5$ мксек является разумным компромиссом между требованиями разрешения и интенсивности. Наглядное представление об интенсивностях на ИБР-2 и ИБР-30 дает таблица, в которой среднее число нейтронов на энергетический интервал, равный доплеровской ширине, пересекающих за 1 сек площадку $S = 20$ см на расстоянии $L = 1000$ м (верхняя строка) и приведенное среднее время (в сек) между попаданиями нейтронов (нижняя строка)

Энергия	1	10	100	380
ИБР-2	400 $1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^2$ $0,5 \cdot 10^{-4}$	39 $0,14 \cdot 10^{-4}$	20 $0,7 \cdot 10^{-5}$
ИБР-30	5,1	2	0,3	46

Л и т е р а т у р а

1. Ананьев В.Д., Блохинцев Д.И., Бунин Б.Н. и др. Препринт ОИЯИ 4395, 1969.
2. Блохин Г.В.; Блохинцев Д.И., Блюмкина Ю.А. и др. Атомная энергия, 1961, 10, 437.
3. Ананьев В.Д., Блохинцев Д.И., Букаев П.Б. и др. Препринт ОИЯИ 1344392, 1969.

ПРИМЕНЕНИЕ ПСЕВДОСЛУЧАЙНОГО ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА НА ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

Г.В.Мурадян, М.И.Певзнер

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Анализируя возможность применения псевдослучайного импульсного метода в сочетании с обычным импульсным методом, показано, что для таких экспериментов, как идентификация S и P -уровней методом движущегося образца, измерение спектров γ -лучей захвата, (n, α) -реакции, сечение резонансного захвата, измерение сечений при большом некоррелированном фоне, переход к объединенному методу эквивалентен увеличению качества источника. Рассматривается применение псевдослучайного метода на линейном электронном и линейном протонном ускорителе.

The possibility of application of pseudo-random pulse method combined with the conventional pulse method is analyzed. It is shown that for such experiments as A and P level identification by the moving sample method, measurement of γ rays capture spectra, (n, α) - reactions, resonance capture cross-section, measurement of cross-sections with a high uncorrelated background, the transition to the complex method is equal to the source

quality increase. The application of the pseudo random method on the linear electron accelerator and on the linear proton accelerator is considered.

Нейтронный источник является основной частью нейтронного эксперимента. В настоящее время возможность постановки многих нейтроноспектроскопических экспериментов в большой мере зависит от качества источника. С этим и связаны интенсивные поиски путей повышения качества источника.

В данной работе анализируется целесообразность сочетания обычного импульсного метода времени пролета с псевдослучайным методом модуляции. Нас будет интересовать в основном область резонансных нейтронов. Исследования, касающиеся целесообразности применения псевдослучайного метода в этой области, как и исследования по указанному сочетанию, отсутствуют.

Прежде чем переходить к анализу объединенного метода, вкратце остановимся на идее псевдослучайного импульсного метода [1 - 6], что даст возможность вывести несколько формул, необходимых для обоснования объединенного метода и ввести систему обозначений. При этом в целях простоты и наглядности не будем давать строгое математическое обоснование псевдослучайного корреляционного метода. Эти вопросы рассмотрены, например, в работе [4]. Наша цель состоит лишь в том, чтобы на основе оценки ошибок показать, что для определенного круга задач целесообразно сочетать обычный импульсный метод времени пролета с псевдослучайным. Заметим также, что в рамках данного доклада невозможно охватить все стороны рассматриваемого вопроса, так что приводимый анализ не является полным.

Пусть имеется пучок нейтронов с постоянной во времени интенсивностью. На пути пучка расположен некоторый механизм, который модулирует пучок таким образом, чтобы непосредственно пос-

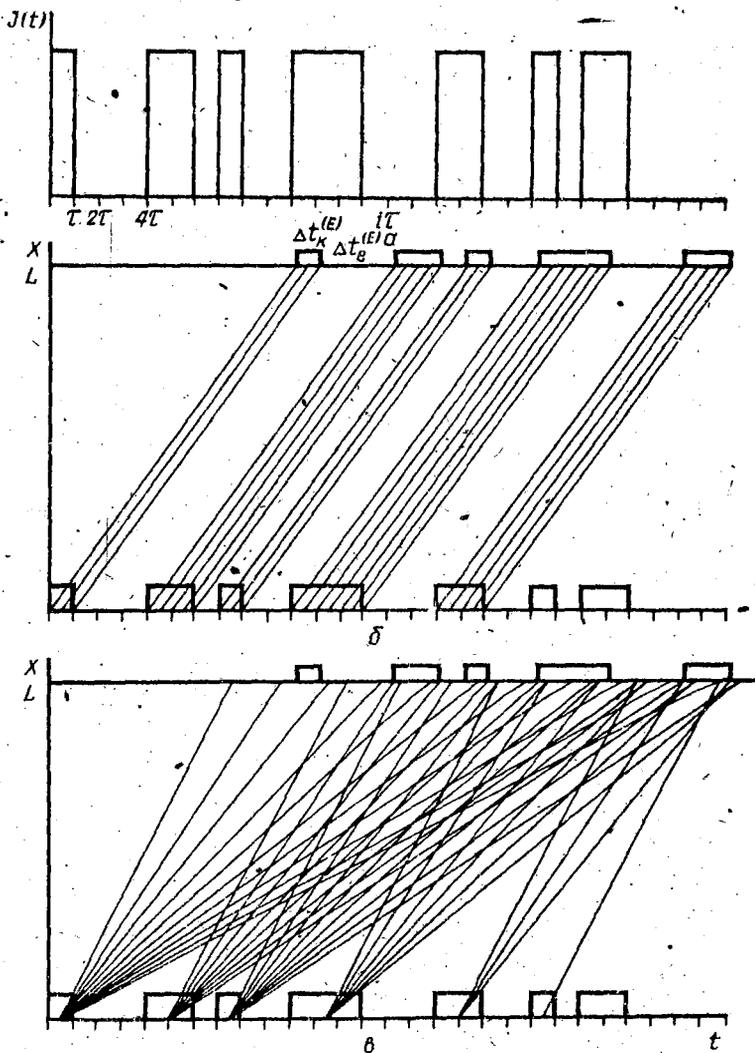


Рис. 1.

ле модуляции интенсивность пучка I во времени описывалась кривой рис. 1, а. Функция $I(t)$ получена случайным размещением прямоугольников стандартной длины τ и стандартной величины I , равной интенсивности исходного пучка, в ячейках $1, 2, \dots, i, \dots$, каждая из которых имеет длительность τ . Заполнение оси указанными прямоугольниками составляет $\sim 50\%$, т.е. в среднем через модулятор проходит половина пучка. Для определенности возьмем число заполненных ячеек на единицу больше по сравнению с числом не заполненных ячеек. На пути пучка на пролетном расстоянии L от модулятора расположен детектор нейтронов, с помощью которого снимается кривая зависимости счета нейтронов от времени. Покажем, что, зная эту зависимость и функцию $I(t)$, можно найти спектр нейтронов в пучке. Обозначим через N_B количество нейтронов, имеющих энергии $E - \frac{\Delta E}{2} \div E + \frac{\Delta E}{2}$ и зарегистрированных детектором за время T . Здесь ΔE энергетическая неопределенность, соответствующая неопределенности τ во времени пролета. Из рис. 1, б, где представлена зависимость пролетного пути x от времени пролета t , видно, что эти нейтроны зарегистрированы только в промежутках времени $\Delta t_K^{(E)}$, которые имеют те же длительности и последовательность, что и функция источника $I(t)$, только они сдвинуты по отношению последнего на величину времени пролета t_E нейтронов энергии E . В промежутках $\Delta t_K^{(E)}$, кроме нейтронов исследуемой энергии, зарегистрирована еще и половина нейтронов с любой другой энергией (рис. 1, в), т.е. половина всех нейтронов за вычетом нейтронов исследуемой энергии. Связано это с тем, что для других значений $t_E^{(E)}$ нейтроны, идущие от открытых ячеек модулятора, лишь случайно могут попасть в промежутки $\Delta t_K^{(E)}$. В промежуточных интервалах $\Delta t_e^{(E)}$ исследуемые нейтроны не зарегистрированы, а остальные нейтроны, в среднем зарегистрированы также, как и в интервалах $\Delta t_K^{(E)}$. Поэтому сумма чисел отсчетов в промежутках $\Delta t_K^{(E)}$ будет

$$\sum_K = \frac{1}{2} D + \frac{1}{2} N_B, \quad (1)$$

а в промежутках $\Delta t_e^{(E)}$

$$\Sigma_e = \frac{1}{2} \rho - \frac{1}{2} N_B \quad (2)$$

где ρ и N_B соответственно количество всех нейтронов и нейтронов исследуемой энергии, зарегистрированных детектором. В случае практического осуществления модуляции пучка в качестве $I(t)$ удобно брать бинарную (состоящую из нулей и единиц) периодическую функцию. Во избежание эффекта рецикличности период (T) должен быть больше времени пролета наиболее медленных нейтронов, присутствующих в исследуемом спектре. Существует ограниченный набор периодических $I(t)$, которые обеспечивают выполнение формул (1) и (2). Заметим, что если $I(t)$ выбрана из указанного набора, то искомые величины

$$N_B = \Sigma_K - \Sigma_e \quad (3)$$

будут иметь минимально возможную ошибку $\Sigma \Delta N_B^2$ (суммирование ведется по энергии нейтронов). Здесь не будем обсуждать возможности уменьшения $\Sigma \Delta N_B^2$ посредством изменения количества заполненных ячеек. В дальнейшем всюду будем считать, что число заполненных ячеек на единицу больше числа незаполненных ячеек. Абсолютная ошибка в величине N_B составляет

$$\Delta N_B = \sqrt{\Sigma_K + \Sigma_e} = \sqrt{\rho} \quad (4)$$

и не зависит от N_B , т.е. является постоянной для всего спектра $N_B(E)$. Она зависит лишь от суммарного количества зарегистрированных нейтронов. Относительная ошибка будет

$$\frac{\Delta N_B}{N_B} = \frac{\sqrt{\rho}}{N_B} = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_B}} \quad (5)$$

где $\beta = \frac{N_B}{E - \frac{\Delta E}{2} - \frac{\rho}{2} E + \frac{\Delta E}{2}}$ есть доля нейтронов с энергией $E - \frac{\Delta E}{2} - \frac{\rho}{2} E + \frac{\Delta E}{2}$ во всем исследуемом спектре. Перепишем формулу (5) еще и в следующем виде:

$$\frac{\Delta N_B}{N_B} = \frac{1}{\sqrt{N_A}} \cdot \sqrt{\frac{2}{\beta n}}, \quad (6)$$

где $n = T/\tau$ — число ячеек длительности τ в рассматриваемом интервале времени T ; N_A — количество нейтронов с энергиями $E - \frac{\Delta E}{2} \div E + \frac{\Delta E}{2}$, зарегистрированных детектором в случае, когда пучок открыт на время τ .

При одинаковых τ и L как обычный импульсный метод (в дальнейшем будем обозначать как метод "А"), так и псевдослучайный импульсный метод (в дальнейшем будем обозначать как метод "В") прерывания пучка даёт одинаковое разрешение. Поэтому интересно сравнить точности этих методов.

Если тот же пучок прерывать систематически один раз за время T так, чтобы получить нейтронные импульсы длительностью τ , то относительная ошибка за один цикл T будет

$$\frac{\Delta N_A}{N_A} = \frac{\sqrt{N_A}}{N_A} = \frac{1}{\sqrt{N_A}}. \quad (7)$$

Из формул (6) и (7) находим отношение количества циклов в измерениях "А" к количеству циклов в измерениях "В", при котором относительные ошибки обоих методов одинаковы

$$\alpha \equiv \frac{t_A}{t_B} = \frac{\beta n}{2}. \quad (8)$$

Одновременно это есть отношение времени измерений. Формулы (6 - 8) легко обобщить на случай присутствия некоррелированного фона

$$\frac{\Delta N_B}{N_B} = \sqrt{\frac{2}{\beta n} \frac{1}{N_A} + \frac{4 \Phi_A}{n N_A^2}}; \quad (9)$$

$$\frac{\Delta N_A}{N_A} = \sqrt{\frac{1}{N_A} + \frac{\Phi_A}{N_A^2}}; \quad (10)$$

$$L = \frac{N_A + \Phi_A}{2N_A + 4\Phi_A \beta} \cdot \beta n \quad (II)$$

Здесь Φ_A - число отсчетов фона в интервале τ за один цикл T при методе "А". Из формулы (II) следует, что если фон намного превышает эффект ($N_A \ll \beta \Phi_A$), то независимо от исследуемого спектра метод "В" требует в $n/4$ раз меньше времени измерения.

Нам целесообразно указать еще одно важное свойство метода "В". Если исследуемый спектр сосредоточен в интервале $E - \frac{\Delta E}{2} \div E + \frac{\Delta E}{2}$ и $N_A \gg \Phi_A$, то для этого интервала $\beta = 1$ и метод "В" дает выигрыш во времени измерения в $\frac{n}{2}$ раз. В данном случае такая ситуация кажется абстрактной, малосвязанной с картиной реальных спектров. Однако в дальнейшем увидим, что при сочетании методов "А" и "В" такие случаи могут наблюдаться довольно часто.

Заметим также, что если $N_A \gg \Phi_A$, то в случае измерения "ровных спектров" ($\beta = 1/n$) метод "В" требует в два раза больше времени измерения. Для участков спектра, где имеются провалы, метод "В" требует еще большего времени.

Проведенный выше анализ дает возможность понять целесообразность сочетания методов "А" и "В" (в дальнейшем будем обозначать как метод "АВ"). Это сочетание состоит в том, что импульсы с длительностью T , равномерно следующие друг за другом с частотой ν (рис. 2,б), разбиваются на псевдослучайные подимпульсы по сетке с шагом τ (рис. 2,в).

Вариант метода "А", при котором получается то же разрешение (τ), что и при методе "АВ", изображен на рис. 2,г. На первый взгляд может показаться, что в случае нелинейного электронного усилителя применение метода "АВ" не оправдано. Связано это с тем, что при уменьшении длительности импульса от T до τ интенсивность нейтронов не обязательно должна уменьшаться. Кажется, что при переходе от "А" к "АВ" количество нейтронов не растёт и поэтому этот переход является невыгодным. Действительно, в этом случае для сравнения "А" и "АВ" достаточно в (9) за-

менять N_A на $\frac{2N_A \tau}{T} \leq \frac{2N_A}{n}$, а под β понимать долю исследуемых нейтронов за время регистрации T . Тогда

$$\frac{\Delta N_{AB}}{N_{AB}} = \sqrt{\frac{1}{\beta N_{AB}} + \frac{\Phi_A n}{N_A^2}}, \quad (12)$$

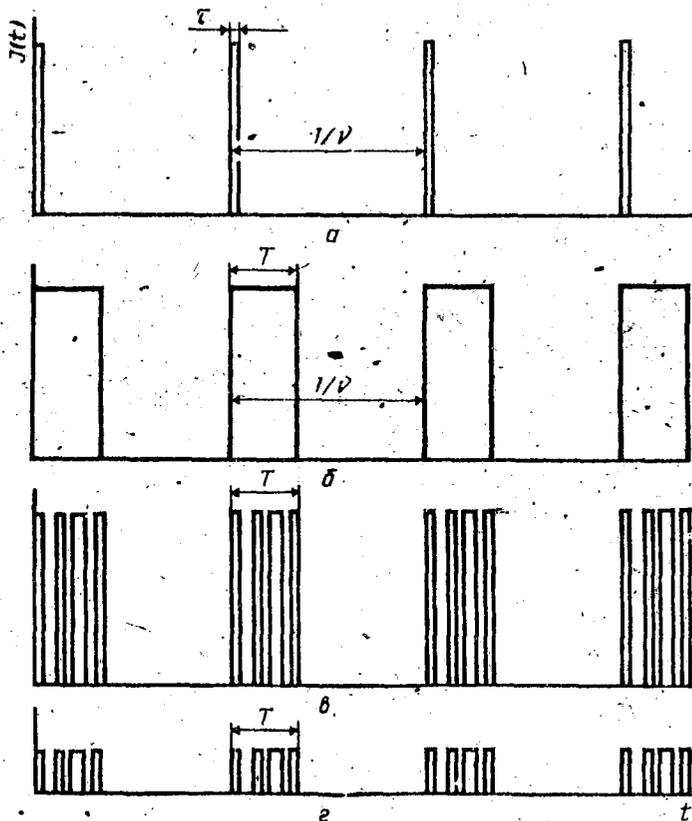


Рис. 2.

и поскольку $\beta \leq 1$ и $n > 1$, то для любых значений β, n, N_A и Φ_A имеется неравенство

$$\frac{\Delta N_{AB}}{N_{AB}} \geq \frac{\Delta N_A}{N_A} \quad (13)$$

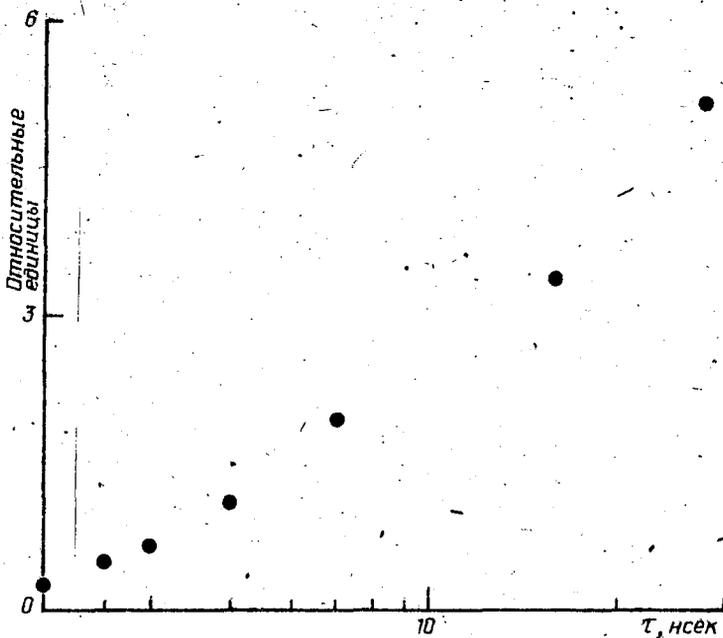


Рис.3.

Однако измерения зависимости импульсного тока от длительности импульса (τ), проведенные на Ок-Риджском линейном ускорителе электронов, показывают, что средняя интенсивность нейтронов, начиная от некоторой величины τ_0 , заметно уменьшается с уменьшением τ (рис.3). Поэтому формула (12) не соответствует действительности. В области $\tau < \tau_0$ средняя интенсивность пропорциональна величине τ . Существование такого спада вытекает также из работы Лейса, согласно которой максимально возможный импульсный ток линейных ускорителей не может превышать величины ~ 20 а. Из ограниченности величины тока и частоты посылок ν следует указанный спад средней интенсивности.

Для значений $\tau > \tau_3$, где τ_3 - время заполнения ускоряющего волновода в/ч энергий, также будет наблюдаться спад средней интенсивности нейтронов с уменьшением τ . В этом случае электроны ускоряются в основном за счет поступления в/ч энергий в течение периода ускорения (τ). Скорость поступления последней определяется клистроном и практически является постоянной. Это означает, что ток в импульсе не зависит от τ , т.е. при уменьшении τ средняя интенсивность нейтронов для $\nu = const$ будет падать.

Для удобства анализа количество нейтронов, испускаемых источником за один цикл (T/ν), в зависимости от τ будем аппроксимировать выражением

$$const \cdot \frac{\tau + \tau_3}{\tau + \tau_0} \cdot \tau, \quad (14)$$

которое достаточно правильно отражает зависимость $D(\tau)$ во всем диапазоне изменений τ (от 0 до T). Если пренебречь слабой зависимостью энергии электронов от τ , то зависимость тока от τ будет описываться множителем $(\tau + \tau_3)/(\tau + \tau_0)$, что соответствует приведенному выше качественному рассмотрению.

Теперь легко обобщить формулу (9) (формула (10) остается в силе) на случай применения ускорителя. Для этого в этой формуле надо заменить величины N_A и Φ_A в соответствии с выражением (14) и с тем, что в общем случае частоты следования ν_A (режим "А") и ν_{AB} (режим "АВ") могут быть разными:

$$N_A \rightarrow 2N_A \cdot \frac{T + \tau_3}{T + \tau_0} \cdot \frac{\tau + \tau_0}{\tau + \tau_3} \cdot \frac{\nu_{AB}}{\nu_A}$$

$$\Phi_A \rightarrow \Phi_A \cdot \frac{\nu_{AB}}{\nu_A}$$

Появление коэффициента "2" при N_A связано с тем, что скважность разбивания на подимпульсы (τ) составляет $\sim 50\%$, и поэтому величину пикового тока в каждом подимпульсе можно поднять в два раза. Проводя указанную замену, получаем

$$\frac{\Delta N_{AB}}{N_{AB}} = \sqrt{\frac{1}{\beta n N_A} \cdot \frac{T + \tau_0}{T + \tau_3} \cdot \frac{\tau + \tau_3}{\tau + \tau_0} \cdot \frac{\nu_A}{\nu_{AB}} + \frac{\nu_A}{\nu_{AB}} \cdot \frac{\Phi_A}{N_A^2} \left(\frac{T + \tau_0}{T + \tau_3} \cdot \frac{\tau + \tau_3}{\tau + \tau_0} \right)^2} \quad (15)$$

$$\alpha = \frac{t_A}{t_{AB}} = \begin{cases} n \frac{\nu_{AB}}{\nu_A} \cdot \left(\frac{T + \tau_3}{T + \tau_0} \cdot \frac{\tau + \tau_0}{\tau + \tau_3} \right)^2, & N_A \ll \Phi_A; \\ \beta n \frac{\nu_{AB}}{\nu_A} \cdot \frac{T + \tau_3}{T + \tau_0} \cdot \frac{\tau + \tau_0}{\tau + \tau_3}, & N_A \gg \Phi_A. \end{cases} \quad (16a)$$

$$(16b)$$

При численном сравнении методов "А" и "АВ" для конкретности будем рассматривать линейный электронный ускоритель ИАЭ "Факел", для которого энергия ускоренных электронов составляет 60 Мэв, время заполнения $\tau_3 \approx 0,3$ мксек. Для двух режимов работы $\nu = 150$ и 900 гд максимально возможные длительности импульсов (Т) составляют $\sim 5,5$ и $\sim 0,7$ мксек соответственно. Величина τ_0 - не известна. В дальнейшем положим $\tau_0 = 0,07$ мксек. По-видимому, это близко к истинному τ_0 .

Обычно для спектроскопии в резонансной области применяется полиэтиленовый замедлитель толщиной 2,5 см. При этом неопределенность во времени замедления составляет $\sim 1,4/\sqrt{E}$ (эв) мксек. Поэтому имеет смысл взять $\tau = 1,4/\sqrt{E}$. Подставив в (16) указанные величины, найдем.

$$\alpha = \begin{cases} 0,72 T \frac{\nu_{AB}}{\nu_A} \sqrt{E} \left(\frac{1,4 + 0,07\sqrt{E}}{1,4 + 0,3\sqrt{E}} \cdot \frac{T + 0,3}{T + 0,07} \right)^2, & N_A \ll \Phi_A \quad (17,a) \\ 0,72 T \frac{\nu_{AB}}{\nu_A} \sqrt{E} \frac{1,4 + 0,07\sqrt{E}}{1,4 + 0,3\sqrt{E}} \cdot \frac{T + 0,3}{T + 0,07}, & N_A \gg \Phi_A \quad (17,b) \end{cases}$$

Теперь можно сравнить методы "А" и "АВ". Рассмотрим несколько характерных задач нейтронной спектроскопии.

1. Измерения, при которых фон намного превышает эффект.

Выше было указано, что метод "В" при наличии большого фона имеет преимущество. В случае "АВ" имеем

$$\alpha = C_1 \sqrt{E} \left(\frac{1,4 + 0,07\sqrt{E}}{1,4 + 0,3\sqrt{E}} \right)^2, \quad (18)$$

где $C_1 = 4,4$ для $\nu_A = \nu_{AB} = 150$ гц и $C_1 = 0,85$ для $\nu_A = \nu_{AB} = 900$ гц. Остальные два случая (перекрестные значения частот) не являются оптимальными ни для "А", ни для "АВ", поэтому их не рассматриваем. Из рис.4, где приведена зависимость $\alpha(E)$, видно, что выигрыш во времени измерения может составить 10 - 100 раз.

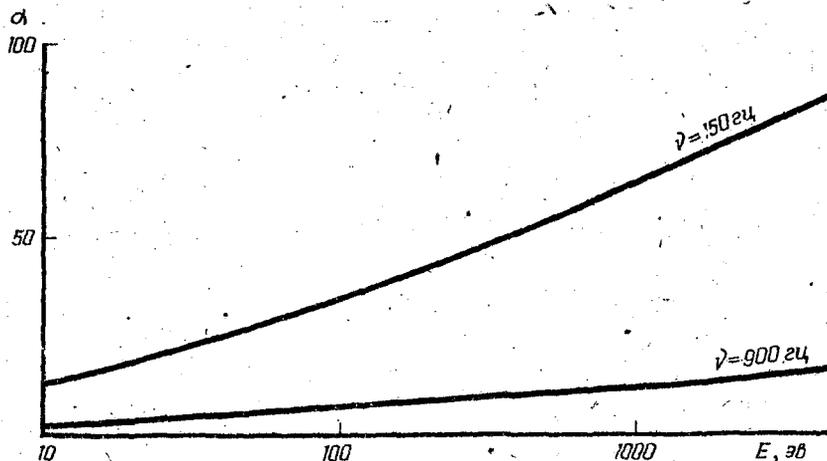


Рис.4.

Уменьшение времени измерения при большом фоне дает возможность рассматривать постановку таких экспериментов, как измерение

сечений с малыми количествами образцов, измерение сечений захвата большим спантилляционным детектором, эффективность которого ($\sim 100\%$) не зависит от множественности γ -лучей захвата.

2. Измерения, в которых проявляются четкие резонансные пики. Пусть измеряемая картина состоит из четко выделенных резонансных пиков со средним расстоянием между ними $\bar{D} \approx \Delta E = 2T/t$, где t — время пролета исследуемых нейтронов. Тогда энергетический интервал, по которому вычисляется β , содержит ~ 1 резонанс. Следовательно, для резонанса с шириной меньше $2\sigma / t$ или же для всей площади резонанса величина β составляет ~ 1 , и поэтому

$$\alpha = C_2 \sqrt{E} \frac{1,4 + 0,07\sqrt{E}}{1,4 + 0,3\sqrt{E}}, \quad (19)$$

где $C_2 = 4,2$ для $\nu = 150$ гц и $C_2 = 0,65$ для $\nu = 900$ гц. Из рис. 5, где приведена зависимость $\alpha(E)$, видно, что выигрыш может составить $\sim 10-100$ раз.

Указанный выигрыш может реализоваться в частности в экспериментах по идентификации ρ и ρ — уровней методом движущегося образца [7], в измерениях γ и α спектров на резонансах [8], в измерениях радиационного захвата и самоиндикация.

3. Можно показать, что, если для метода "А" при длительности нейтронного импульса T эффективная неопределенность с учетом времени замедления и неопределенности в пролетном расстоянии составляет $\tau_{эф}$, то и для метода "АВ" при тех же условиях неопределенность $\tau_{эф}$ сохранится. Формулы (16) и (17) в этом случае остаются в силе, только под n нужно понимать отношение $T / \tau_{эф}$. Отсюда следует, что для всех энергий метод "АВ" одновременно дает то наилучшее разрешение, которое получается в случае метода "А". В тех измерениях, когда необходимо на одном эксперименте исследовать широкий энергетический диапазон, при методе "А", в отличие от метода "АВ", к источнику нейтронов предъявляются противоречивые требования: для "низких" энергий требуется длинный импульс и низкая частота, а для "высоких" энергий — короткий импульс и высокая частота. Чтобы наглядно пред-

ставить, насколько указанное качество метода "AB" является важным, рассмотрим конкретный пример. Пусть на пролетном расстоянии $L \sim 30$ м требуется измерить участок $0,1 - 10000$ эв. Оптимальный режим источника для $E \sim 0,1$ эв является $\tau \sim 5$ мксек и $\nu \sim 150$ гц, а для $E \sim 10000$ эв — $\tau \sim 10$ нсек и $\nu = 900$ гц. Однако допустимая макси-

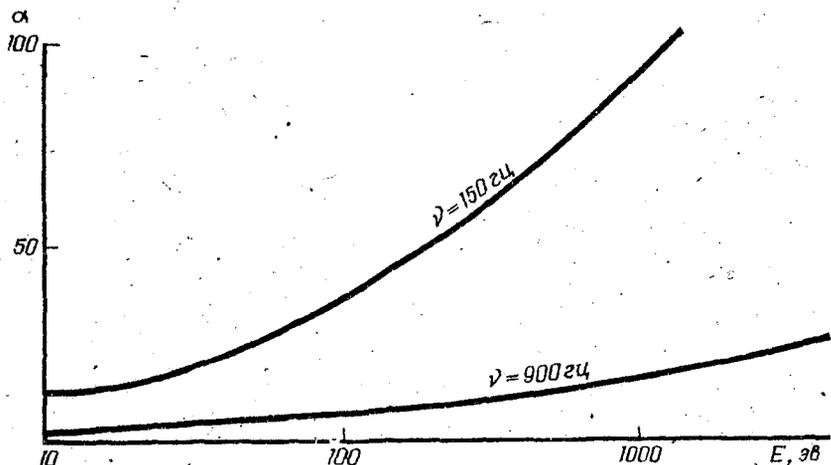


Рис.5.

мальная частота в данном эксперименте может составить 150 гц. Один из приемлемых режимов работы источника для метода "А" есть $\tau = 10$ нсек и $\nu = 150$ гц. Потери в качестве источника в этом случае для $E \sim 0,1$ эв составят 500, а для $E \sim 10^4 - 6$. В случае же метода "AB" можно выбрать режим $\tau = 5$ мксек, $\tau = 10$ нсек и $\nu = 150$ гц и при всех энергиях иметь разрешение, равное разрешению метода "А". Качество источника для $E \sim 0,1$ эв будет наилучшим, а для $E \sim 10^4$ эв эффективное качество можно определить по формуле (17). Оно будет зависеть от конкретного рода измерений. В част-

ности, для $\Phi_A \gg N_A$ $\alpha \approx 100$ и метод "AB" дает выигрыш во времени измерения в 500 раз. При этом точность для $E \sim 10^4$ будет на порядок выше (точности для $E \sim 0,1$ будут одинаковы).

- Все сказанное в равной мере относится и к случаю, когда на одном источнике на разных пролетных базах одновременно ведутся работы в "высокой" и "низкой" областях энергий.

4. Случай, когда применение метода "AB" является неоправданным. Эти случаи легко найти по формуле (16). Когда $\alpha < 1$, метод "AB" невыгоден. (При большом фоне всегда $\alpha > 1$, т.е. метод "AB" оправдан). При $N_A \gg \Phi_A$ из (16,6) находим значения βn , для которых метод "AB" неоправдан

$$\beta n < \frac{\tau + 0,3}{\tau + 0,07} \cdot \frac{T + 0,07}{T + 0,3} \quad (20)$$

Для $T = 0,7$ и $\tau < 0,07$ имеем $\beta n \lesssim 3,3$ и для $T = 5,5$ и $\tau > 0,3$, - $\beta n \lesssim 1$. Это означает, что метод "AB" для измерения пропускания межрезонансного сечения в изменениях парциальных сечений и так далее нецелесообразен.

Наконец, вкратце остановимся на возможности использования метода "AB" на сильноточном линейном ускорителе протонов. Конкретно будем рассматривать Лос-Аламосскую мезонную фабрику, параметры которой следующие:

энергия протонов - 1 Гэв;

средний ток пучка - 1 ма;

макроструктура пучка: $T = 500$ мксек с частотой повторения $\nu = 120$ гц;

микроструктура пучка: 0,25 нсек через каждые $\tau = 4,5$ нсек.

Для такого источника преимущества метода "AB" выражены более сильно, чем в случае "Факела". Вопрос использования таких ускорителей для нейтронных исследований методом "A" рассматривался Ю.А.Стависским. Поэтому здесь остановимся лишь на методе "AB".

Поскольку микроструктура пучка имеет период 4,5 нсек, а микроимпульс - длительность 500 мксек, то если пренебречь временем замедления нейтронов, максимальное число разбиений будет

$n = 10^5$. В данном случае применимы формулы (9 - 11). Рассмотрим три частных случая.

1. Случай присутствия большого некоррелированного фона $\Phi_A = K N_A$. Выигрыш во времени измерения составляет $0,25 K$, если $K \ll 10^5$ и $-2,5 \cdot 10^4$, если $K \gg 10^5$. Это открывает большие возможности для изучения сечений образцов в микрограммовых количествах.

2. Случай четких резонансных пиков. Поскольку микроимпульс относительно длинный, то для пролетных расстояний $L \sim 20 \div 100$ м на каждом энергетическом подынтервале количество резонансов составит $\sim 10^2$, т.е. $\beta \sim 10^2$; поэтому выигрыш во времени измерения будет $\beta n / 2 \sim 500$. Измерения, для которых это преимущество может реализоваться, перечислялись при рассмотрении "Факела".

3. Метод "АВ" не оправдан при измерениях пропускания (за исключением случаев, когда целью измерения является выявление интерференционных минимумов σ_T), парциальных значений сечений в межрезонансных областях и тому подобных случаях.

Таким образом, при решении многих важных задач нейтронной спектроскопии применение псевдослучайного метода в сочетании с обычным импульсным методом времени пролета открывает новые возможности для резкого увеличения точности получаемых результатов.

Отметим, что, несмотря на сходство методов "В" и "АВ", между ними есть принципиальная разница. Поэтому результаты исследований, полученные для метода "В", нельзя непосредственно применить к методу "АВ". В частности, для метода АВ формулы (1 - 3) ни при каком $I(t)$ точно не выполняются. Исключение составляют случаи специальных спектров $N_B(E)$. При обработке результатов эксперимента "АВ" по формуле (3) в найденных величинах

N_B могут присутствовать нейтроны других энергий, количество которых не одинаково в (1) и (2). (Здесь всюду речь идет о средних значениях). Для "ровных спектров" ($N_B(E) = const$) обработка по формуле (3) не приводит к указанным ошибкам, но в общем случае найденные по (3) $N_B^{(3)}$ будут отличаться от истинных N_B . Это отличие уменьшается с ростом числа разбиений. Например, для $n = 7$ при оптимальном $I(t)$ (система 1010011) в $N_B^{(3)}$ войдут шесть групп (из 12) нейтронов с разными энергиями. Вес каждой группы составляет 0,25 по отношению к основной (искомой) группе. При этом половина из них входит со знаком

"+"; половина - со знаком "-". Поэтому для ровных спектров эффект дополнительных групп исчезает. Для оптимального $f(t)$ с $n=15$ (система 10011010111000) соответственно имеем 14 групп (из 28) каждый с весом 0,125.

Появление дополнительных групп является некоторым недостатком метода "AB". Их появление связано с обрыванием $I(t)$ при переходе от "B" к "AB". Но именно это обрывание приводит к дополнительным преимуществам метода "AB". В принципе этот недостаток можно исправить усложнением метода обработки. Нам представляется более эффективным проводить измерение с различными $I(t)$, а полученные результаты обрабатывать совместно. Одной из разновидностей $I(t)$ может служить единичная функция, т.е. метод "A". Обработка при этом ведется не по формуле (3), а посредством решения системы уравнений, связывающих числа отсчетов в отдельных каналах с искомым спектром. Затронутые здесь вопросы требуют более детального анализа, который в настоящее время проводится.

Л и т е р а т у р а

1. Börkman J. - Internal Report SSI-110 (March, 1963) AB Atomenergi, Studsvik, Sweden (unpublished).
2. Могильнер А.И., Сальников О.А., Тимохин Л.А. - ИТЭ, 1966, 2, 22.
3. Ohanian M.S. et al. - Nucl. Data for Reactors, vol. I. IAEA, 1967.
4. Wilhelmi G., Gompf F. - Nucl. Instr. and Methods, 81, 1970, 36.
5. Gordon J., Kroo N., Orban G., Pal L., Pellionisz P., Szlavik F., Vizi I. - Phys. Letters., 1968, 26A, 122.
6. Sköld K. - Nucl. Instr. and Methods, 63, 1968, 144.
7. Muradyan H.V. - Phys. Letters, 1965, 14, 123.
8. Полов Ю.П. - Доклад на II Международной конференции по ядерным данным. - 26/125. Вена, 1970.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М
ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ В ТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ

В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.К.Рудишин,
В.А.Шеничный, И.П.Столяревский, Н.А.Трофимова

(Институт ядерных исследований АН УССР)

При измерении пропускания порошкообразных образцов может происходить малоугловое рассеяние, которое в условиях "хорошей геометрии" дает вклад в полное нейтронное сечение. В данной работе предлагается методика учета этого явления с использованием второго детектора. Результаты, полученные на образце осмия 192 , подтверждают необходимость учета малоуглового рассеяния.

The transmission measurements of powdery specimens may be affected by the small angular scattering, which may take place in the "good geometry" conditions of the experiment; the contribution of this effect in the total neutron cross section may be rather large. The method of an account of this phenomena is suggested in this paper, using the system of two detectors. The results for the sample of Os 192 suggest the necessity of account of this effect.

В экспериментах с применением методики времени пролета нейтронов использованы два детектора на разных пролетных базах. Эта система позволяет оценивать вклад малоуглового рассеяния на зер-

нах в величину пропускания образца. С помощью этой системы измерены полные сечения природного осмия и иттербия 168 для нейтронов с энергией меньше нескольких электронвольт.

Для определения энергетической зависимости полных нейтронных сечений из пропускания методом времени пролета часто приходится использовать образцы исследуемых изотопов в виде порошков. С одной стороны это хорошо, поскольку из порошка можно приготовить образец оптимальной толщины (пропускание $T = 0,3 - 0,7$). С другой стороны — плохо, так как рассеяние на зернах в некоторых случаях приводит к увеличению ядерного сечения на величину чисто геометрического происхождения. Это связано с тем, что в опытах методом времени пролета используются большие пролетные расстояния (от нескольких десятков метров до километра), а детекторы имеют линейные размеры 10 - 100 см. Следовательно, углы, под которыми видны детекторы с образца, могут быть меньше 10^{-3} . К тому же при использовании механических прерывателей первоначальный пучок также хорошо коллимируется. Эффекту малоуглового рассеяния на зернах посвящены работы [1, 2]. Экспериментально его влияние замечено в работе [3] и особенно ярко продемонстрировано в работах [5, 4]. Полное сечение дифракционного рассеяния на изолированных зернах, отнесенные к одному ядру, записывается следующей формулой:

$$\sigma_{\text{диф}} / \sigma_{\text{ког}} = \frac{3}{8\pi} RN \lambda^2, \quad (1)$$

где R — радиус зерна, N — число ядер, см^3 ; $\sigma_{\text{ког}}$ — сечение когерентного рассеяния; λ — длина волны; $\sigma_{\text{диф}}$ — полное сечение дифракционного рассеяния на зернах; при хорошей геометрии в полном сечении вследствие малоуглового рассеяния появляется компонента $\sim \lambda^2$. Качество геометрии определяется отношением λ^2/R : если наибольший угол, под которым виден детектор, значительно меньше λ/R , то геометрия опыта заведомо хорошая. В табл. I приведено отношение $\sigma_{\text{диф}} / \sigma_{\text{ког}}$ для гипотетического образца с $N = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

На практике геометрия опыта может оказаться промежуточной. В этом случае компонента сечения, относящаяся к малоугловому рассеянию, не подчиняется λ^2 и при анализе энергетической зависи-

Т а б л и ц а I

$R (A^\circ)$	$\lambda = 1A^\circ$		$\lambda = 2A^\circ$	
	$G_{\text{диф}}/G_{\text{кол}}$	λ/R	$G_{\text{диф}}/G_{\text{кол}}$	λ/R
50	0,18	$2 \cdot 10^{-2}$	0,72	$5 \cdot 10^{-2}$
100	0,36	10^{-2}	1,44	$2 \cdot 10^{-2}$
500	1,8	$2 \cdot 10^{-3}$	7,2	$4 \cdot 10^{-3}$
1000 A	3,6	10^{-3}	14,4	$2 \cdot 10^{-3}$

мости полного сечения, особенно в узком диапазоне энергии, малоугловое рассеяние нельзя будет отличить от компоненты $\sim \frac{1}{v} = \lambda$, связанной с захватом. Размеры зерен могут быть определены под электронным микроскопом или в специальных опытах по рассеянию рентгеновских лучей или нейтронов. В зависимости от особенностей образца эти опыты требуют известных усилий, а переход от результатов этих опытов к поправкам вследствие неопределенностей геометрии опыта оказывается неоднозначным. Для оценки влияния малоуглового рассеяния на двух пролетных расстояниях 69,6 и 26,3 м были размещены два детектора, импульсы от которых подавались на два разных входа многоканального временного анализатора ИВА-3 [6]. Схема опыта изображена на рис. 1. Детектор, расположенный на расстоянии 69,6 м, представлял собой сборку из 32 счетчиков СММ-37, наполненных гелием 3 до давления 7 ат. Размеры детектора: в горизонтальном направлении 10 см, вертикальном - 50 см и толщина по пучку нейтронов 8 см. Этот детектор (детектор I), предназначенный в основном для измерений в резонансной области, имеет эффективность для тепловых нейтронов, близкую к 1. Дополнительный детектор (детектор II), расположенный на расстоянии 26,3 м, собран из 10 счетчиков СММ-9, наполненных $B^{10}F_3$ до давления 300 торр. Эффективные размеры детектора - в горизонтальном направлении 20 см, вертикальном - 40 см, толщина - 35 мм. Таким образом, этот детектор мало ослабляет даже тепловые нейтроны, вместе с тем в тепловой области с его помощью нетрудно набрать необходимую "статистику". Для детектора II геометрия опыта оказы-

вается значительно хуже, чем для детектора I (углы в горизонтальном направлении, под которыми видны детекторы с образца, соответственно $7,5 \cdot 10^{-3}$ и $1,4 \cdot 10^{-3}$). Можно ожидать, что в области больших длин волны определенное на опыте детектором I полное сечение вследствие малоуглового рассеяния окажется больше, чем определенное детектором II. На рис. 2 приведены результаты измерения полно-

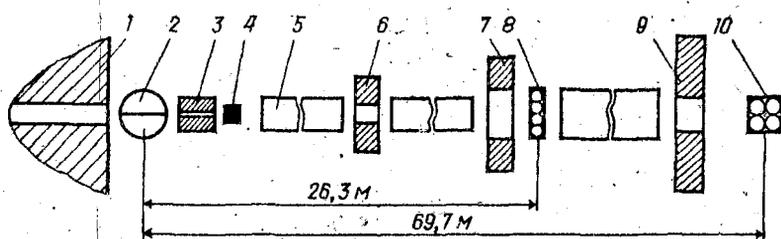


Рис. 1. Схема опыта по измерению полных сечений на тепловых нейтронах на двух базах:

1 - канал реактора; 2 - прерыватель; 3 - коллиматор; 4 - образец; 5 - нейтронопровод; 6, 7, 9 - промежуточные коллиматоры; 8 - детектор II (на промежуточной пролетной базе $L = 26,3$ м); 10 - детектор I (на пролетной базе $L = 69,7$ м).

го сечения образца природного осмия в зависимости от времени пролета нейтронов. Видно, что после канала $N = 250$ с уменьшением энергии различие между наблюдаемыми сечениями быстро увеличивается. Можно полагать, что в области энергий, где оба сечения совпадают, наблюдаемое сечение совпадает с ядерным. Однако если бы сечения совпали во всей области каналов, такого заключения сделать было бы нельзя, поскольку при достаточно малых размерах зерен геометрия оказывается хорошей для обоих детекторов. В будущем предполагаем еще более ухудшить геометрию для детектора II, увеличив его размеры и расположив на более коротком пролетном расстоянии.

Кроме природного осмия, авторами были измерены также полные сечения изотопов осмия 186, 187, 190 и 192, однако с использованием лишь детектора I (табл. 2).

При вычислениях сечений изотопов данные для Os^{188} и Os^{189} заимствованы из измерений М. Ф. Власова и сотрудников. В сечениях осмия 186, 190 и 192 наблюдаются отклонения от линейной зависимости

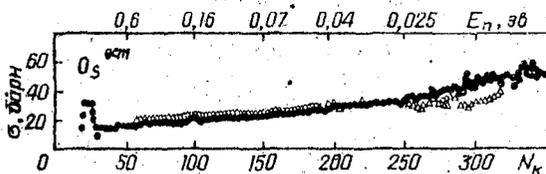


Рис. 2. Полное нейтронное сечение природного осмия; измеренное на двух базах:

○ ○ ○ - сечение, полученное на пролетной базе $L = 26,3$ м,
● ● ● - сечение, полученное на пролетной базе $L = 69,7$ м.

для O_s^{186} $\sigma_{tot} = \left(17,7 + \frac{1,76 \cdot 10^4}{v \text{ (м/сек)}} \right) \text{барн};$

для O_s^{187} $\sigma_{tot} = \left(7,4 + \frac{7,04 \cdot 10^4}{v} \right) \text{барн};$

для O_s^{190} $\sigma_{tot} = \left(17,8 + \frac{3,52 \cdot 10^4}{v} \right) \text{барн};$

для O_s^{192} $\sigma_{tot} = \left(16,6 + \frac{2,42 \cdot 10^4}{v} \right) \text{барн}.$

ти, которые, по-видимому, связаны с угловым рассеянием. Окончательные результаты для этих изотопов могут быть получены после исследования этого эффекта. Результаты для осмия 187 идентичны результатам в работе [7]. Методом наименьших квадратов в той области, где вклад малоуглового рассеяния, по-видимому, мал, получены следующие формулы, пригодные для описания зависимости σ_{tot} от F_n :

Т а б л и ц а 2

Образец	Обогащение по основному изотопу, %	"Опасные примеси", %
O_s 186	42,1	-
O_s 187	31,5	-
O_s 190	85,3	-
O_s 192	96,5	-
Yb 198	17,1	Gd 0,19, Er 0,76

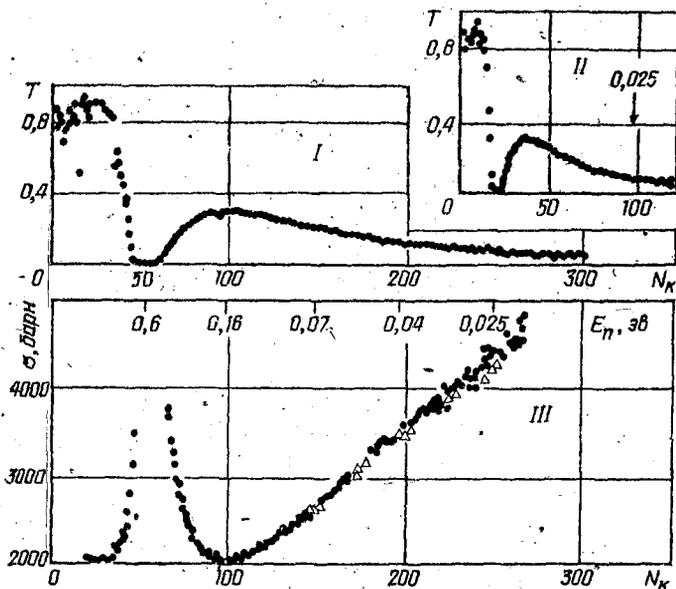


Рис.3. Пропускание и полное нейтронное сечение $Yb\ 168$:
 I - пропускание, полученное на пролетной базе $L = 69,7$ м;
 II - пропускание, полученное на пролетной базе $L = 26,3$ м;
 III - полное нейтронное сечение $Yb\ 168$; $\circ\circ\circ$ - база $L = 26,3$ м;
 $\bullet\bullet\bullet$ - база $L = 69,7$ м.

Сечения рассеяния для осмия 186, 187, 190, 192 и природного осмия, полученные экстраполяцией G_{tot} к $t = 0$, соответственно равны 18 ± 5 ; $7,5 \pm 6$; 18 ± 2 ; 17 ± 1 ; 15 ± 3 барна. Сечения рассеяния $Os\ 190$ и 192 и природного Os хорошо согласуются с величиной сечения когерентного рассеяния [8]. Сечения радиационного захвата для тех же изотопов осмия оцениваются равными: 80 ± 13 барна; 320 ± 10 барна; 16 ± 5 и 11 ± 5 барна. Однако для всех изотопов, кроме осмия 187 из-за наличия компоненты, отличной от $1/\nu$, эти цифры представляют лишь нижнюю границу.

Использование двух детекторов для измерений сечений в тепловой области позволяет в какой-то мере повысить надежность измере-

ний в тех случаях, когда на результат измерений может влиять точность измерения фона. Соотношение эффект-фон в общем при измерениях тепловых сечений почти всегда хорошее, но вблизи границы пропускания прерывателя оно ухудшается. Поскольку эти соотношения для других детекторов неодинаковы, то идентичность полученных результатов будет свидетельствовать в пользу их надежности, что также относится и к поправкам на просчеты. На рис.3 приведено пропускание образца, обогащенного изотопом $Yb\ 168$ (см. табл. 2). В верхнем правом углу приведено пропускание образца, полученное с детектора II, посредине - изображено пропускание, полученное с детектора I. Внизу - полное сечение $Yb\ 168$, без вычета вклада примесей. Результаты для обоих детекторов практически совпадают. Полные сечения для золота не отличаются на 1-2% от общепринятых. Все это убеждает в справедливости результатов для $Yb\ 168$. Поправки на примеси Er пренебрежимо малы. Примеси гадолиния могут понизить верхний предел сечения при $\nu - 2200$ м/сек не более, чем на 700 барн. Сечение при $\nu - 2200$ м/сек оказывается равным (4100 ± 700) барн $\pm 5\%$. Ранее при $\nu - 2200$ м/сек для $Yb\ 168$ были измерены лишь сечения активации [9]. Величина сечения оставалась неопределенной в пределах от 3000 до 10000 барн. По-видимому, большое сечение $Yb\ 168$ при $\nu - 2200$ м/сек в основном объяснено резонансу при энергии нейтронов вблизи 0,6 эв.

Л и т е р а т у р а

1. Weiss R.J. - Phys. Rev., 1951, 83, 358.
2. Ван-де-Хульст. Оптика сферических частиц. ИЛ, 1960.
3. Вертебный В.П. и др. - Атомная энергия, 1969, 27, 349.
4. Вертебный В.П., Разбудей В.Ф. и др. - Nuclear Data for Reactors. vol. I, p. 651, IAEA, Vienna, 1970.
5. Young T.E., Reeder S.D. - Nucl. Sci. Eng., 1970, 40, 369.
6. Офенгенден Р.Г. и др. - Труды IV Всесоюзной конференции по радиоэлектронике. М., 1964.

7. Вертебный В.П., Власов М.Ф. и др. - УФЖ, 1969, 13, 1967.
8. Mueller M.H. et al. - ANL - 6797 393, 1963.
9. Hudson O.M., Morgan L.L. - Bull. Am. Phys. Soc., 1961, 6, 506.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРИЧАЛЬНЫХ
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М
ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

II. ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ЕВРОПИЯ В ДИАПАЗОНЕ
ЭНЕРГИИ 0,008-0,3 эв

В.П.Вертебный, М.Ф.Власов, Р.А.Запекровский, А.И.Игнатенко,
А.Л.Кирилук, Н.А.Трофимова, А.Ф.Федорова

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Описана методика измерений полных нейтронных сечений методом пропускания, позволяющая оценить влияние различных факторов на точность измерения сечений. Приведены полные сечения изотопов европия 151 , 153 , природного европия, золота и воды в диапазоне энергий нейтронов 0,008-0,3 эв.

Сечения радиационного захвата получены вычитанием сечений рассеяний из полного сечения при $v = 220$ м/сек, для европия 153 составляет 275 ± 14 барн, для европия 151 - 9480 ± 300 барн, для европия природного 4680 ± 150 барн.

Transmission method of the total neutron cross section measurements is described, which permits to evaluate influence of different factors on accuracy of measured values. Total neutron cross sections of Eu^{151} , 153 , natural europium, Au and H_2O are given in the energy region 0,008 - 0,3 ev. Neutron capture cross sections are obtained by the subtraction of the total cross sections, they are equal $275 + 14$ barns for Eu^{153} , $9480 + 300$ barns for Eu^{151} , $4680 + 150$ barns for natural europium at $v = 2200$ м/сек.

Изотопы европия как сильные поглотители представляют интерес для ядерной техники. Однако имеющиеся в литературе сведения по нейтронным сечениям изотопов европия в тепловой области энергий противоречивы. Например, для сечения захвата Eu^{153} при $v = 2200$ м/сек приводятся 317 ± 5 барн [1] и 639 ± 7 барн [2]. Для европия 151 при $v = 2200$ м/сек приводятся значения 7700 и 8800 барн [3,4]. Такой разброс в величинах сечений связан, по-видимому, с целым рядом причин. Активационные измерения содержат ошибки, связанные с определением параметров спектра нейтронов, с введением поправок при определении активности и определении нейтронных потоков. Определение полных сечений методом пропускания не требует знания формы спектра, потоков и т.д., но точность определения сечения радиационного захвата зависит от вклада примесей в полные сечения и от того, насколько хорошо известны сечения рассеяния.

Ниже описана методика измерений полных сечений европия 153 и природного европия, позволившая оценить влияние различных факторов на точность измерений. Приведены полные сечения европия 151, 153, природного европия, золота и воды в диапазоне энергии нейтронов 0,008 - 0,3 эв.

Измерения выполнены методом времени пролета с помощью механического прерывателя нейтронов на реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР с разрешением 3,5 мксек/м. Методика описана в работе [5]. Образцы были в виде порошка $Eu^{153}_2O_3$. Измерения полного сечения природного европия проведены на образцах трех типов: 1) порошок Eu_2O_3 высокой чистоты; 2) порошок Eu_2O_3 , разбавленный графитом и 3) раствор азотнокислого европия высокой чистоты в тяжелой воде. Данные об образцах приведены в табл. I.

Среди факторов, влияющих на точность измерений полных сечений, рассмотрим следующие: адсорбированная в порошке вода, сильнопоглощающие примеси; неоднородность образца и дифракционное рас-

Таблица I

Характеристика образцов европия

Образец	Изотоп				Химические примеси, %	
	151		153			
	%	ядер/см ² × 10 ²⁰	%	ядер/см ² × 10 ²⁰	Gd, Sm	
$Eu_2^{153}O_3$	0,7	0,095	99,3	13,5	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
$Eu_2^{ест}O_3$	47,77	1,47	52,23	1,61		10^{-3}
$Eu_2^{ест}O_3 + C$	47,77	1,16	52,23	1,27		10^{-3}
$Eu(NO_3)_3 \cdot D_2O$	47,77	1,18	52,23	1,29		10^{-3}

сеяние на зернах. Если не предпринимать специальных мер, то адсорбированная в порошках вода может привести к значительным ошибкам в сечениях, поэтому образцы окиса европия предварительно прогревались в течение трех часов при температуре 600°C. Измерения сечения рассеяния $Eu_2^{153}O_3$, проведенные Н.Л.Гнидаком методом, описанным в работе [6], показали, что наша методика приготовления и хранения образцов позволяет исключить адсорбцию воды. Е.А.Павленко с помощью $NaI(Tl)$ спектрометра [6] определили вклад сильнопоглощенных примесей гадолиния и самария, который составил $(5 \pm 3)\%$ от величины $n\sigma_{tot}$ образца. В специальном опыте [7] было показано, что дифракционное рассеяние на зернах $Eu_2^{153}O_3$ несущественно для $E_n \geq 0,0253$ эв. В порошковых образцах влияние неоднородности учитывается по-разному для случаев, когда образец весь в пучке нейтронов или частично. В первом случае поправка на неоднородность мала [6]. Во втором случае поправки могут быть существенны, поскольку не происходит полного усреднения по образцу. Второй случай наблюдается, когда ширина пучка или его высота меньше соответствующих размеров образца. В этом случае

для введения поправок на неоднородность необходимо знать распределение плотности вещества по образцу. Порошковые образцы природного европия имели ширину 4 мм, тогда как ширина пучка составляла 0,2 мм. Поэтому для определения поправок на неоднородность образцов измерялось их пропускание с малым шагом по всей ширине образца. Были использованы нейтроны в интервале энергий 0,02 - 0,2 эв. Можно показать, что концентрация ядер n_i в точке i связана со средней концентрацией \bar{n} соотношением

$$n_i = \bar{n} + \frac{1}{G_{эф}(E)} \left(1 - \frac{\bar{T}_i}{\sum_{k=1}^m \frac{T_k}{m}} \right),$$

где $G_{эф} = \frac{\int G(E) N(E) dE}{\int e^{-\mu(E)} N(E) dE}$ - сечение, усредненное по спектру нейтронов в интервале 0,02 - 0,2 эв; $N(E)$ - число отсчетов в канале временного анализатора; T_i - пропускание образца в измеряемой точке i , усредненное по спектру нейтронов; $\frac{\sum_{k=1}^m T_k}{m}$ - среднее пропускание по всему образцу, также усредненное по указанному интервалу энергий.

Энергетическая зависимость полного нейтронного сечения европия изображена на рис. 1. Заметим при этом, что толщина образца ^{153}Eu изменялась в пределах 0,05 - 0,8 в измеряемом диапазоне энергий. Статистическая погрешность в канале, соответствующем энергии 0,0253 эв, составляет 0,5%. Фон в этой точке не больше 5% от эффекта. При вычислении полного сечения европия ^{153}Eu учитывался вклад сильно поглощенных примесей в величину ^{153}Eu образца. Учтено также влияние магнитного рассеяния на яоне Eu^{+++} , которое составляет при $V = 2200$ м/сек ~ 2 барна. Сечение радиационного захвата, полученное вычитанием сечения рассеяния из полного сечения, приведено в табл. 2. Сцинтилляционным спектрометром NaI(Tl) была также относительно измерена энергетическая зависимость сечения радиационного захвата тепловых нейтронов $[G]$. Энергетический ход в пределах 4% согласуется с ходом, определенным из полных сечений $(G_1 - G_2 - G_3)$.

Таблица 2

Сечение радиационного захвата при $\gamma = 2200$ м/сек, барн

Образец	Рекомендованное авторами	Рекомендованное в JNL-325 [3]	Данные Sims, Juhnke [2]
E_{u151}	9480 ± 300	8800 ± 100	7860 ± 200
E_{u153}	275 ± 14	390 ± 80	639 ± 7
E_{u} вст	4680 ± 150	4400 ± 30	-

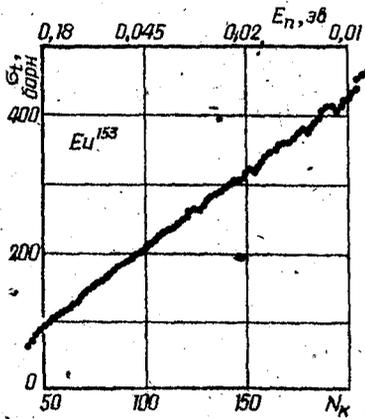


Рис. 1.

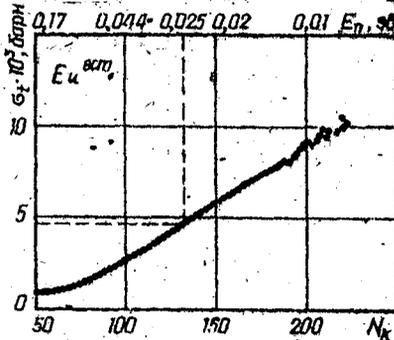


Рис. 2.

Сечение E_{u153} при $\gamma = 2200$ м/сек не может быть объяснено вкладом известных положительных уровней, который составляет 72 барна, и, может быть, связано с вкладом близких к нулю положительных или отрицательных уровней.

Энергетическая зависимость полного сечения природного европия, усредненная по данным для различных образцов, изображена на рис.2. Сечения для порошковых образцов на 4 - 4,7% больше сечений, полученных с жидким образцом. Эти отклонения связаны с неоднородностями порошковых образцов, поскольку для уменьшения просчетов высота пучка выбиралась значительно меньшей, чем высота образца. Статистическое усреднение поэтому приводит к тому, что усредненная кривая практически совпадает с результатами для жидкого образца.

Отметим, что при использовании растворов толщина образца может и не определяться. Для этого достаточно измерить в том же контейнере пропускание обычной воды. Тогда отношение логарифмов пропускания исследуемого образца, в данном случае европия и воды, определяется отношением

$$\frac{\ln T_{Eu}}{\ln T_{H_2O}} = \frac{n_{Eu} \sigma_{Eu}}{n_{H_2O} \sigma_{H_2O}}$$

где n_{Eu} , n_{H_2O} - объемные концентрации европия и воды. Принятые нами сечения воды при $t = 20^\circ\text{C}$ приведены в табл.3 (для определения использована толщина контейнера). Видно, что имеется хорошее согласие с данными работ [8, 9]. Однако следует отметить, что сечение природного европия определено нами по отношению к сечению воды.

На рис.3 показана энергетическая зависимость полного сечения $\Sigma_{Eu 151}$, определенная расчетным путем по данным для природного европия и европия 153.

Такое большое сечение $\Sigma_{Eu 151}$ при $v = 2200$ м/сек, может быть, связано с вкладом ближайшего к нулевой энергии отрицательного или положительного уровня, поскольку вклад положительных и далеких отрицательных уровней при $v = 2200$ м/сек составляет 1383 барна.

В табл.2 приведены рекомендованные авторами значения сечений радиационного захвата изотопов европия, полученное вычитанием сечения рассеяния из полного сечений. При этом предполагалось, что для европия 151 сечение рассеяния такое же, как и для $\Sigma_{Eu 153}$, равное $(3,0 \pm 0,2)$ барна [6].

Таблица 3

Полные нейтронные сечения H_2O , барн

E_n , эв	Данные авторов	Данные [8]	Данные [9]
1,0	46	-	45
0,2	59	59,5	59
0,08	75 ± 1	74	74
0,06	81	80	80
0,04	92	90	91
0,0253	110	108	-
0,02	119 ± 3	117	117

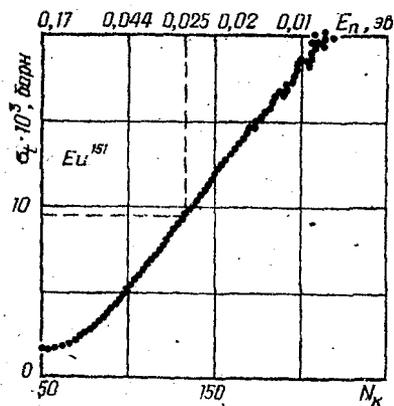


Рис.3.

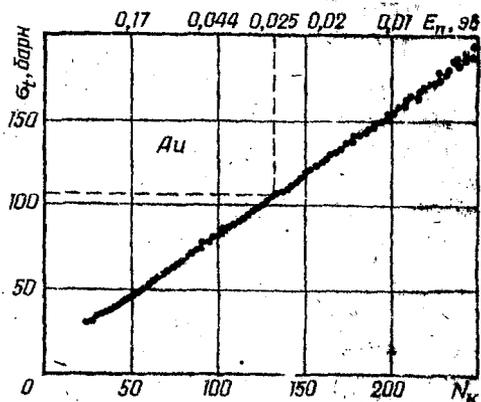


Рис.4.

Правильность всей методики измерения контролировалась измерением полного сечения золота /рис.4/.

Л и т е р а т у р а

1. Tattersal R.B. et al. - J.Nucl. Energy, 1960, 12, 32.
2. Sims G.H.K., Juhnke D.G. - J.Inorg. Nucl. Chem., 1967, 29, 2671
3. Neutron cross sections ENL-325, Supplement, N 2, 38-49.
4. Pattenden N.I. Second Geneva Conf. 1958, paper P/11, vol. 16, p. 45.
5. Власов М.Ф., Кирилук А.Л. - УФЖ, 1963, 8, 347.
6. Вертебный В.П., Власов М.Ф., Гнидак Н.Л. и др. Нейтронные сечения изотопов-поглотителей, используемых в атомных реакторах. - Доклад на Международной конференции в Хельсинки. Nuclear Data for Reactors, vol. I; 1970, IAEA-CN-26/87.
7. Вертебный В.П. и др. Методика измерений полных и парциальных нейтронных сечений на реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР. Использование двух детекторов для измерения полных сечений в тепловой области. - Материалы I конференции по нейтронной физике. К., 1971.
8. Neill, Rassel. - Nucl. Sci. Eng., 1958, 33, N 2, 265.
9. Neutron cross sections, BNL-325, 1958.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

В.П.Вертебный, Н.Л.Гнидак, Е.А.Павленко, В.К.Рудишин
(Институт ядерных исследований
АН УССР)

Описана методика измерения методом времени пролета сечений рассеяния медленных нейтронов на тонких образцах. Измерены полные

сечения рассеяния нейтронов на металлических фольгах природных элементов гольмия, эрбия, иттербия, диспрозия и тулия. Диапазон энергий нейтронов (0,02 - 1,38) эв.

Из сравнения полных сечений рассеяния нейтронов на оксидах и металлах можно сделать вывод, что магнитное рассеяние нейтронов на ионах Er^{+++} , Ho^{+++} , Dy^{+++} , Yb^{+++} , Tu^{+++} в оксидах и металлах практически не отличаются. Приведены таблицы со значениями ядерных и магнитных сечений рассеяния указанных элементов. Обсуждены различного рода поправки.

The Procedure of the scattering cross sections measurements for thin samples by time-of-flight method is described. Different type corrections are discussed. Total scattering neutron cross sections of metal foils of natural Ho, Er, Yb, Dy and Tu have been measured. Neutron energy region was (0.02 + 1.38) ev. The scattering cross sections of metals and oxides occurred to be equal, consequently paramagnetic scattering on ions Er^{+++} , Ho^{+++} , Dy^{+++} , Yb^{+++} , Tu^{+++} is the same one for both substances. The scattering cross sections tables are given.

На реакторе ВВР-М Института ядерных исследований ведутся систематические измерения зависимости полных нейтронных сечений рассеяния от энергий. Ниже дается описание методики, усовершенствований по сравнению с предыдущими работами [1-3].

Измерения проводились методом времени пролета в 4 π -геометрии. Схема опыта показана на рис.1. Для создания нейтронных

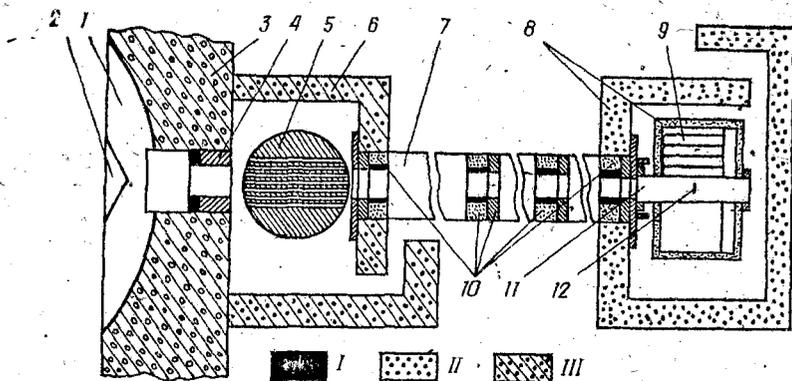


Рис. 1. Схема опыта по определению сечения рассеяния медленных нейтронов на атомных ядрах:

1 - отражатель, 2 - активная зона, 3 - защита, 4 - коллиматор, 5 - прерыватель, 6 - защита прерывателя, 7 - нейтронный трубопровод, 8 - защита детектора, 9 - батарея счетчиков, 10 - коллиматор, 11 - вакуумный объем, 12 - образец; I - парафин с карбидом бора; II - парафин с борной кислотой; III - металлы, вода, борная кислота.

вращающемся используется механический прерыватель диаметром 300 мм с плоскими щелями. Ширина щели 2 мм, шаг пакета 4 мм. Для повышения светосилы установки пучок нейтронов системой коллиматоров фокусируется на образец. Диаметр нейтронного пучка в месте нахождения образца составляет 20 мм, диаметр образцов - 10 мм. Для устранения рассеяния нейтронов на воздухе образец помещался в вакуум. Диапазон энергии нейтронов 0,01 - 10 эв. Пролетная база 5,2 м; разрешение 3 - 6 мксек/м.

Исследуемые вещества использовались в виде порошков или фольг. Порошки заключались в цилиндрические контейнеры из дюралюминия с внутренним $10,00 \pm 0,05$ мм и внешним диаметрами $10,30 \pm 0,05$ мм, толщиной торцов - $10,10 \pm 0,03$ мм. Толщина образца,

как правило, 0,1 - 1 мм. Диаметр образцов из фольги был также 10 мм. Толщина образца выбиралась в большинстве случаев так, чтобы $n\sigma_t \leq 0,1$. Измерения велись относительно ванадия, его сечение рассеяния принимается равным 5,1 барна.

Эксперимент выполнялся в следующем порядке: а) измерялся выход рассеянных нейтронов от пустого контейнера I_Φ , идентичного по весу и размерам тем, в которые заключались образцы ванадия и исследуемых веществ; б) измерялся выход нейтронов, рассеянных на образце ванадия I_V ; в) измерялся выход нейтронов, рассеянных на образце исследуемого вещества I_X . Сечение рассеяния исследуемого образца $\bar{\sigma}_s^X$ рассчитывалось по формуле

$$\bar{\sigma}_s^X = \bar{\sigma}_s^V \cdot \frac{n_V}{n_X} \cdot \frac{I_X - I_\Phi}{I_V - I_\Phi} \cdot F(n\sigma_t),$$

где n_V и n_X - концентрация ядер ванадия и исследуемого вещества на 1 см², $F(n\sigma_t)$ - поправка на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце.

Рассеянные нейтроны регистрировались детектором, собранным из 27 счетчиков СММ-37, наполненных гелием-3 до 7 атмосфер. Использование гелиевых счетчиков позволило увеличить эффективность регистрации нейтронов до величины, близкой к 100%, и тем самым уменьшить поправки на изменение эффективности регистрации за счет угловой анизотропии рассеянных нейтронов и изменения энергии нейтронов при рассеянии. В настоящее время гелиевые счетчики охватывают половину телесного угла.

Перед заполнением контейнера порошок окиси прокаливался в печи при температуре 700 - 800°С в течение трех-четырех часов для удаления возможных примесей воды и адсорбированных газов.

Основными источниками фона являются: фон посторонних источников, держатель и стенки контейнера. Фон посторонних источников составляет 0,5 - 5% от эффекта. Держатель находится непосредственно в пучке нейтронов и поэтому создает фон, который, однако, легко учитывается отдельным его измерением. Для образцов в виде фольг этот фон составляет 10 - 30% от эффекта, а в виде контейнеров с порошками фон от держателя удалось свести почти к нулю, путем замены дер-

жателя тонким алюминиевым стержнем, который точечной электросваркой приваривался непосредственно к контейнеру.

При определении фона от контейнеров необходимо различать два случая: а) случай очень тонких образцов с $n\sigma_z < 0,1$ и б) случай образцов с $n\sigma_z \geq 0,1$. В обоих случаях фон от контейнера составляет (10 - 50) % от эффекта (последняя цифра относится к области, где пропускание прерывателя мало). В первом случае фон от контейнера учитывается так: перед заполнением данного контейнера исследуемым веществом сравнивают выходы рассеянных нейтронов от него и от стандарта - такого же пустого контейнера. Во втором случае, когда $n\sigma_z \geq 0,1$, появляется неопределенность в определении фона от пустого контейнера, поскольку теперь рассеяние от задней стенки контейнера уменьшается. Для определения фона в этом случае нами применен так называемый метод псевдообразца. Заключается он в том, что подбирается вещество (или смесь веществ), эквивалентная исследуемому веществу по σ_g и σ_z , из которого можно было бы изготовить твердый образец (тех же размеров), с $n\sigma_z$, равным реальному образцу. Перед заполнением данного контейнера исследуемым веществом проводим на пучке нейтронов следующие измерения: 1) измеряем выход рассеянных нейтронов от контейнера, в который помещен псевдообразец, т.е. I_g (контейнер + псевдообразец + держатель); 2) измеряем выход рассеянных нейтронов от псевдообразца I_g (псевдообразец + держатель). Тогда разница I_g (контейнер + псевдообразец + держатель) - I_g (псевдообразец + держатель) = I_g (контейнер) дает фон от контейнера с учетом $n\sigma_z$ реального образца. Этот метод позволяет измерить сечения рассеяния некоторых сильнопоглощающих ядер.

Измерения сечений рассеяния ведутся относительно ванадия, сечение рассеяния которого принято 5,1 барна [7-3]. На первых этапах ванадиевый порошок заключается в контейнер. В настоящее время образцы ванадия изготовлены из ванадиевых фольг разной толщины. Чистота ванадия больше 99,7%. Применение фольг позволило избавиться от контейнера и повысить точность измерений. Для ванадиевого стандарта были рассчитаны поправки на многократное рассеяние и поглощение в образце. Эти поправки хорошо согласуются с поправками, полученными методом Монте-Карло. Согласие в области энергий (0,9 - 0,03) эв лучше 2%.

Для проверки методики были проведены измерения сечений рассеяния ядер свинца, углерода и др. Полученные сечения хорошо согласуются с общепринятыми.

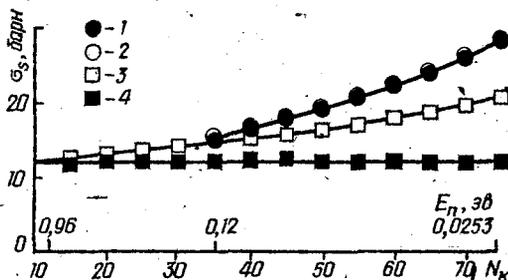


Рис. 2. Зависимость σ_s от энергии нейтронов для образцов эрбия и туллия:
 σ_s^* - полное сечение рассеяния; σ_s - полное сечения рассеяния после вычитания магнитного рассеяния; σ_{μ} - эффективное магнитное сечение рассеяния. Er: 1 - σ_s^* , фольга, 2 - σ_s^* , окись; Tu: 3 - $\sigma_s^* + \sigma_{\mu}$; 4 - σ_s .

На рис. 2 изображены зависимости σ_s от энергии нейтронов для образцов эрбия и туллия, изготовленных из фольги. Кроме того, на этом рисунке приведены для сравнения данные о сечениях рассеяния эрбия, полученные на порошке из окиси Er_2O_3 [1-3]. С использованием фольг измерены точнее сечения рассеяния гольмия, иттербия и диспрозия. Сечения рассеяния эрбия, гольмия, иттербия, диспрозия, полученные при использовании фольг, и сечения, полученные при измерениях на окислах этих же элементов, хорошо согласуются друг с другом.

Сечение рассеяния туллия получено равным $(12 \pm 0,3)$ барна. Энергетической зависимости сечения не обнаружено. Отсюда следует, что магнитное рассеяние на ионах Er^{3+} , Ho^{3+} , Dy^{3+} , Yb^{3+} , Tu^{3+} в окислах и металлах практически не отличается.

Приложение. Поправки на ослабление и многократное рассеяние в образце. В работе [1-3], выполненной в нашем Институте, был приведен общий вид формул, с помощью которых учитывались поправки на многократное рассеяние и самоэкранирование нейтронов в образце. Учитывая практическую важность этих поправок и то, что справедливость этих формул была подтверждена различными опытами, остановимся на основных этапах их вывода.

Для выхода однократно рассеянных нейтронов I_1 в 4π -геометрии получена следующая формула:

$$I_1 = N_0 \pi R_0^2 \bar{\epsilon} \frac{h}{\lambda_s} \psi_1 \left(\frac{h}{\lambda_t} \right) \equiv N_0 \pi R_0^2 \bar{\epsilon} \frac{\sigma_s}{\sigma_t} (1 - \tau) \Phi_1, \quad (1)$$

где N_0 - плотность потока нейтронов; πR_0^2 - площадь образца; $\bar{\epsilon}$ - средняя эффективность детектора нейтронов; h - толщина образца; λ_s , λ_t - свободные пробеги рассеяния и поглощения; τ - прозрачность образца;

$$\begin{aligned} \psi_1 = \frac{(1 - \tau) \Phi_1}{h / \lambda_t} = \frac{1}{2} \frac{h}{\lambda_t} \left[E_1 \left(\frac{h}{\lambda_t} \right) \left(1 + e^{-\frac{h}{\lambda_t}} \right) + E_2 \left(\frac{h}{\lambda_t} \right) \left(1 - e^{-\frac{h}{\lambda_t}} \right) - E_1 \left(2 \frac{h}{\lambda_t} \right) - e^{-\frac{h}{\lambda_t}} \left(1 - \ln 2 - \ln \frac{h}{\lambda_t} \right) + 1 - \ln 2 \right], \end{aligned} \quad (1')$$

где

$$E_1 \left(\frac{h}{\lambda} \right) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-\frac{h}{\lambda} x}}{x} dx; \quad E_2 \left(\frac{h}{\lambda} \right) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-\frac{h}{\lambda} x}}{x^2} dx.$$

Эти функции протабулированы в работе [4].

Для выхода двукратно рассеянных нейтронов получена формула

$$I_2 = N_0 \pi R_0^2 \bar{\epsilon}^{n\sigma_t} \bar{\epsilon} \frac{\sigma_s}{\sigma_t} \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma_t} (1 - \tau) (1 - \Phi_1) \equiv N_0 \pi R_0^2 \frac{h}{\lambda_s} \bar{\epsilon}^{n\sigma_t} \bar{\epsilon} \psi_2 \left(\frac{h}{\lambda_t} \right), \quad (2)$$

$n\bar{\sigma}_t \cdot 10^2$	$\psi_1 \cdot 10$	$\psi_{\text{расч}} \cdot 10$	$\psi_{\text{мкр}} \cdot 10$	Число I ^x взаимодействий мод. 10^{-4}	Число 2 ^x взаимод.	Число 3 ^x взаимод.
4,6	8,9	9,6	9,44	1,42	765	25
5,1	8,8	9,5	9,34	1,40	925	21
5,5	8,7	9,4	9,33	1,40	910	20
5,9	8,6	9,37	9,26	1,39	1034	20
6,2	8,55	9,23	9,24	1,38	1029	20
6,6	8,48	9,2	9,16	1,37	1162	20
7,0	8,4	9,1	9,06	1,36	1242	21
7,7	8,3	9,0	9,05	1,36	1269	15
8,1	8,2	8,9	9,00	1,35	1333	18

где $\bar{\epsilon}$ — средний путь нейтронов в образце после второго рассеяния;

$$\psi_2 = \frac{\bar{\sigma}_s}{\bar{\sigma}_t} \left(\frac{1 - T}{n/\lambda_t} - \psi_1 \right)$$

Приближенно
$$\bar{\epsilon} = \frac{h}{2} \ln \frac{2R}{h} + R \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{2R}{h} \right)$$

Если предположить, что $\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_3}{I_2} = const$, и учесть многократные взаимодействия, то окончательная формула для получения сечений имеет вид

$$\bar{\sigma}_s^* = \bar{\sigma}_s^v \cdot \frac{n_\gamma}{n_x} \cdot \frac{I_\lambda - I_\phi}{I_\gamma - I_\phi} \cdot \frac{\psi_{\text{п}}^v}{\psi_{\text{п}}^x}$$

где

$$\psi_{\text{п}} = \frac{\psi_1}{1 - \frac{\psi_2}{\psi_1} \cdot e^{-n\bar{\sigma}_t \bar{\epsilon}}}$$

При выводе этих формул были сделаны следующие предположения: 1) $\bar{\epsilon}$ не зависит от координат элемента образца ($\epsilon \approx 100\%$ при $E_n < 0,1$; при $E_n > 0,1$ рассеяние почти изотропно); 2) пучок равномерно освещает диск образца в области $r \leq R_D$, причем $\frac{R_D - R}{h} \gg 1$; R - радиус образца (приближение бесконечного слоя); 3) изменением энергии нейтронов при рассеянии пренебрегаем (справедливо для нерезонансных нейтронов).

На практике мы часто применяем образцы, не удовлетворяющие условию уравнения (2) с тем, чтобы уменьшить количество используемого вещества. Тем не менее оценки показывают, что использование формул (1) и (2) приводит к ошибкам, не превышающим 2%. Для проверки справедливости формул методом Монте-Карло на ЭВМ БЭСМ-4 было разыграно 15000 историй для образца ванадия (толщина образца 1 мм). Результаты розыгрыша и сравнения с расчетом представлены в таблице, из которой видно, что согласие между расчетным значением $\varphi_n^{расч}$ и такой же величиной, но рассчитанной методом Монте-Карло $\varphi_n^{М-К}$ во всех случаях лучше 2%.

Л и т е р а т у р а

1. Колотый В.В. и др. - УЖ, 1968, 13, 599.
2. Вертебный В.П. и др. - УЖ, 1968, 13, 605.
3. Вертебный В.П. и др. - 11-я Международная конференция по ядерным данным. СН-26/87. Хельсинки, Финляндия, 1970.
4. Янке Е., Эмде Ф. - Таблицы функций с формулами и кривыми. ГТТИ, М., 1949.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, В.В.Колотный, В.Л.Нечитайло,
В.А.Шеничный, В.Г.Халов, Н.Я.Ярмоленко
(Институт ядерных исследований АН УССР)

Описана установка, предназначенная для измерения нейтронных сечений радиоактивных ядер.

Instrument for radioactive nuclei neutron cross sections measurements is described.

Изучение энергетической зависимости нейтронных сечений для ядер - одна из тех задач, которая с успехом может решаться на атомных реакторах. Это, в частности, относится и к радиоактивным ядрам.

Исследование сечений радиоактивных изотопов представляет интерес по многим причинам. Радиоактивные изотопы - это прежде всего новый объект исследования. Необходимо отметить, что в тепловой области сечения многих радиоактивных ядер не измерены даже интегральными методами (метод активации, метод осциллятора и т.п.), хотя они позволяют использовать весьма малые количества вещества.

Изучение нейтронных сечений радиоактивных осколков имеет, несомненно, важное значение как для понимания динамических процессов в реакторах, так и с точки зрения экономии нейтронов. К настоящему времени имеется много данных по сечениям при $\nu = 2200$ м/сек и резонансным параметрам стабильных осколков, а также по тепловым сечениям для некоторых радиоактивных осколков, но почти нет сведений для них в резонансной области.

Если исключить Lu_{71}^{176} , то у нас отсутствуют сведения о резонансной структуре нечетно-нечетных ядер. Среди стабильных ядер нечетно-нечетных всего девять и лишь два из них

(Lu^{176} La^{138}) приходится на тяжелые ядра. Вместе с тем известно около 400 радиоактивных нечетно-нечетных ядер.

Нельзя не обратить внимание, что все нечетно-нечетные ядра имеют относительно большие нейтронные сечения при $V = 2200$ м/сек. Это, безусловно, связано прежде всего с величиной энергии возбуждения (энергия возбуждения нечетно-нечетных ядер значительно больше энергии возбуждения четно-четных, четно-нечетных и нечетно-четных ядер с близкими A).

Характерная особенность нечетно-нечетных ядер — это большие значения спинов основного состояния. Следовательно, нечетно-нечетные ядра представляют удобный объект для исследования спиновой зависимости плотности уровней.

Представляются важными измерения сечений радиоактивных изотопов всеми методами. Однако наиболее ценны измерения с помощью спектрометров, позволяющие получать энергетическую зависимость нейтронных сечений, тогда как интегральные методы дают сведения только об усредненных по спектру нейтронов сечениях.

Предполагаем измерять полные нейтронные сечения радиоактивных изотопов в тепловой и резонансной областях спектрометром по времени пролета [1] на реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР. Здесь есть две главные проблемы: получение изотопов и радиационная защита измеряемых образцов. Осколки могут быть выделены радиохимическими методами, и здесь принципиальных трудностей нет. Кстати, известные сведения об измерениях сечений радиоактивных изотопов селекторами относятся только к осколкам (это измерения Ce^{135} , I^{129} , Sr^{151} , Pm^{147} [2]).

Можно показать непосредственным вычислением, что в реакторе с потоком нейтронов $10^{14} - 10^{15}$ н/см² сек удастся получить количество радиоактивных изотопов достаточное даже для измерений в резонансной области. Математическая сторона задачи о получении изотопов в реакторе совпадает с задачей вычисления концентрации элементов при распаде радиоактивных семейств. Уравнения баланса в простейшем случае можно записать так:

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -\Phi \sigma_1 n_1(t)$$

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = n_2(0) + \Phi \sigma_1 n_1(t) - \Phi \sigma_2 n_2(t) - \lambda n_2(t),$$

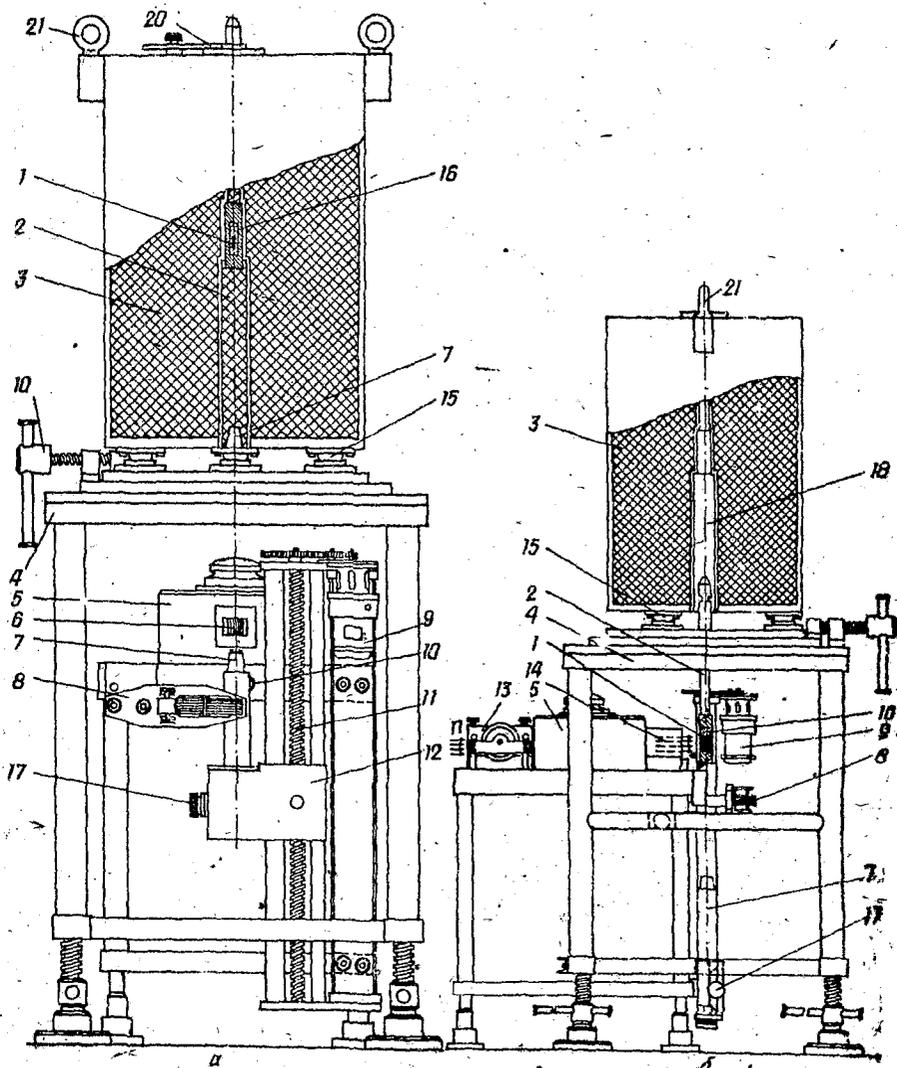


Рис.1. Общий вид экспериментальной установки (а, б):
 1 - образец; 2 - шток; 3 - защитный контейнер; 4 - пост-
 ровочный стол; 5 - прерыватель; 6 - целевой выходной коллиматор;
 7 - конус ловителя и гнездо в штоке; 8 - механизм фиксации штока;
 9 - электродвигатель; 10 - толкатель; 11 - ходовой винт; 12 - ла-
 ретка; 13 - входной коллиматор прерывателя; 14 - выходной коллима-
 тор; 15 - опора шаровая; 16 - кассета; 17 - микрометрический винт;
 18 - внутренний канал защитного контейнера; 19 - тяговый винт;
 20 - ключ специальный; 21 - рым-болт.

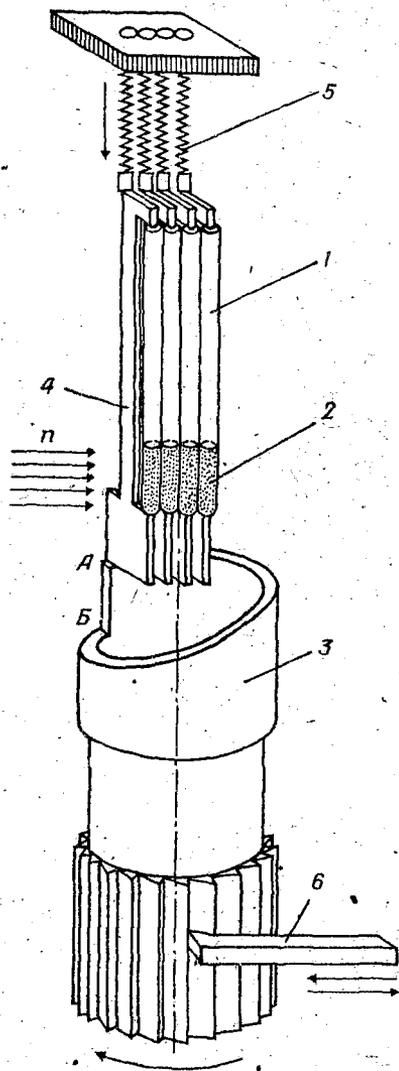


Рис.2. Механизм изменения толщины образца:
 1 - ампула из алюминия; 2 - исследуемое вещество; 3 - кулачок-храповик; 4 - захват; 5 - пружина; 6 - толкатель.

где n_1, σ_1 - число ядер и сечение поглощения исходного вещества; n_2, σ_2 - число ядер и сечение поглощения получаемого изотопа; Φ - поток нейтронов. Интегральный нейтронный поток будет определяться методом, предложенным в работе [3]. Этот метод основан на измерении пропускания выгорающих поглотителей до и после облучения их в активной зоне атомного реактора. Положительным в использовании этого метода является то, что исследуемые изотопы и образцы для определения потоков будут измеряться на одном и том же спектрометре.

В зависимости от времени жизни получаемого изотопа активность образцов может составлять от нескольких кюри до нескольких тысяч кюри. В связи с этим возникает необходимость создания радиационной защиты вокруг образцов, а также их дистанционной выстировки на нейтронном пучке спектрометра. Ниже приводится описание установки, разработанной нами для измерений нейтронных сечений радиоактивных изотопов. Установка позволяет не только дистанционно выстирывать радиоактивные образцы, но и дистанционно изменять толщину образцов (количество ядер на 1 см^2). Общий вид установки показан на рис. 1, а, б. Полученные в активной зоне реактора образцы 1 при помощи дистанционного инструмента (манипулятора) вставляются в кассету 16, которая затем закрепляется в средней части штока 2. Шток состоит из трех частей различных диаметров (общая длина ~ 900 мм). В средней части штока сделано прямоугольное окно для помещения кассеты с образцами. Закрепляется кассета в этом окне пружинным фиксатором. Верхняя и нижняя части штока выполняют роль защиты от γ -излучения образца. Они изготовлены из стальных труб ($\phi 30$ и 57 мм соответственно), заполненных внутри свинцом.

После зарядки радиоактивными образцами шток тросом вытягивается во внутренний канал защитного контейнера 3 и фиксируется там специальным ключом 20. Внутренний канал контейнера имеет такую же ступенчатую форму, как и вставляемый в него шток. Это создает на пути γ -излучения образцов лабиринт из защитного материала, закрывающий прямые щели. Контейнер (размеры $\phi 600 \times$

×900 мм) с исследуемыми образцами устанавливается на встеровочном столе 4, который размещен на горизонтальном канале над селектором нейтронов 5. Затем электродвигателем 9 каретка 12 механизма ута-новки образца по ходовому винту 11 поднимается вверх и конус ло-вителя 7 совмещается с таким же вырезом в нижней части штока. Фик-сирующий ключ 20 снимается и дистанционным включением электродви-гателя шток выдвигается из защитного контейнера. Останавливается шток в том положении, когда образец 1 находится против одной из щелей выходного коллиматора 6. В таком рабочем положении шток фик-сируется специальным механизмом 8.

Безусловно, вся установка перед зарядкой активными образ-цами должна встероваться на нейтронном пучке. Для этого вместо исследуемого изотопа в кассету 16 вставляется ампула с каким-либо сильнопоглощающим нейтроны веществом (Cd , B и т.п.). Затем по минимуму пропуская эти образцы тяговые винты 19 и микро-метрический винт 17 совмещают вертикальные оси штока контейнера, ловителя 7 и щели выходного коллиматора 6. Известно, что измере-ние энергетической зависимости нейтронных сечений ведется на об-разцах, пропускание которых лежит в пределах $0,2 < T < 0,7$. Для измерений в различных энергетических областях, как правило, гото-вят образцы различных толщин (т.е. образцы с различным количест-вом ядер на 1см^2).

Наша установка позволяет дистанционно менять толщину обра-ца в процессе измерений. На рис.2 схематично показан принцип рабо-ты устройства, смонтированного в штоке. Нейтронный пучок проходит через все четыре ампулы 1 с исследуемым изотопом 2. Изменение тол-щины образца происходит следующим образом: толкатель 6, приводи-мый в движение специальным приводом, проворачивает кулачок-хра-повик 3. Под действием пружины 5 захват 4 вместе с ампулой 1 опу-скается с верхней площадки на нижнюю (с точки А в точку Б). На пучке остается образец только из трех ампул. При следующем пово-роте кулачка-храповика 3 с нейтронного пучка опускается вниз вто-рая ампула и т.д. Для восстановления режима измерений с макси-мальной толщиной образца кулачок-храповик 3 поворачивается до тех пор, пока все ампулы, поднимаясь по винтовой восходящей ли-нии, снова не займут место на нейтронном пучке.

Л и т е р а т у р а

1. Вертебный В.П., Власов М.Ф., Кодотый В.Б. и др. - Материалы рабочего Совещания по физике медленных нейтронов. Дубна, 8, 1961.
2. Neutron Cross Section, BNL - 325, Sec. Edition, 1965.
3. Вертебный В.П., Запечковский Р.А., Кирилук А.Л. - ИФ АН УССР. Препринт ИФ-68-11. К., 1968.

ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтыпин, Ю.Д.Молчанов,
Г.А.Отрощенко, Г.Б. Яньков

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

На основании экспериментов по измерению величины σ , рассеянию нейтронов и получению делящихся изомеров обсуждается использование импульсного электростатического ускорителя для решения различных задач в области нейтронной физики и физики деления. Эксперименты выполнялись в интервале энергий нейтронов от нескольких кэв до 1,5 Мэв. Система группировки клистронного типа позволила получить от маломощного высокочастотного ионного источника импульсный пучок с длительностью импульса 3 нсек. При частоте следования импульсов 4 мГц средний ток протонов составляет 5 мка.

The valuability of using an electrostatic accelerator with a pulsed beam to solve different problems in neutron and fission physics is discussed on the basis of σ measurements and experiments with neutron scattering and fission isomer production. The experiments were made in the neutron energy interval from few keV up to 1.5 MeV. A bunching system of clyatron type provided the pulsed beam with about 3 nsec pulse duration using a low pe-

wer radio frequency ion source. With the repetition rate of 4 Mc the mean proton current was about $5 \mu\text{A}$.

Импульсный режим электростатического ускорителя, используемый совместно с временной селекцией регистрируемых событий, позволяет существенно расширить круг задач, решаемых с помощью ускорителя. Это в первую очередь касается области нейтронной спектроскопии, где метод времени пролета нейтроном известного расстояния является наиболее точным и удобным для определения энергии нейтронов.

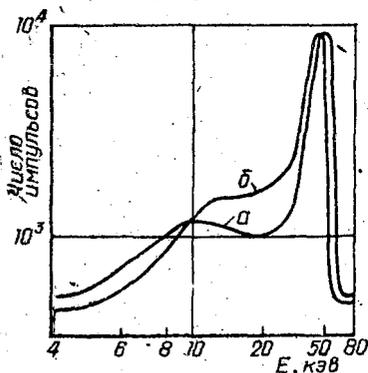


Рис. 1. Спектры нейтронов:
 а - $\Delta E_p = 15$ кэВ;
 б - $\Delta E_p = 12$ кэВ; $\Delta E_{\text{миз}}$ = 9 кэВ; $\Delta t = 4,0$ нсек; $L = 40$ см.

Используя сравнительно маломощный источник ионов и применяя фазовую фокусировку ионов между источником и ускоряющей трубкой, мы получали импульсы тока длительностью до 3 нсек со средним током 4 мкА и коэффициентом использования тока около 25%. Частота следований импульсов могла изменяться от 1 до 4 мГц [1].

В настоящей работе обсуждается опыт использования электростатического ускорителя, работающего в импульсном режиме для решения различных задач нейтронной физики в области энергий нейтронов от нескольких килоэлектрон-вольт примерно до 1,5 МэВ.

Импульсный режим ускорителя был использован для измерения коэффициента $\alpha = \sigma_{nc} / \sigma_{nf}$ для ${}^7\text{Li}$ в интервале энергий нейтронов от 5 до 50 кэВ и при 130 кэВ [2]. Работа проводилась на сплошном спектре нейтронов из $\text{Li}^7(p, n)$ -реакции под 0° при энергии протонов, несколько превышающей значение ее порога.

Предварительно были исследованы энергетические спектры нейтронов в зависимости от толщины мишени и превышения энергии протонов над порогом реакции. При выборе толщины мишени и энергии протонов можно видоизменять спектр нейтронов, создавая наилучшие фоновые условия для эксперимента. На рис.1 показаны энергетические спектры нейтронов, полученные методом измерения времени пролета. Детектором нейтронов олужило сцинтилляционное литиевое стекло размером 7 x 1,2 см, содержащее 20 г Li^6 . Детектор располагался на расстоянии 40 см от мишени. Ее толщина равнялась 9 кв.

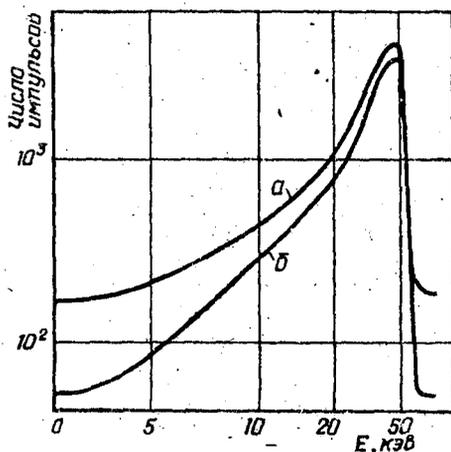


Рис.2. Спектры нейтронов и гамма-лучей.

Положение границ спектра определяется значением энергии протонов, что хорошо видно из кривых а и б, первая из которых представляет спектр нейтронов, полученный при энергии протонов, на 15 кв превышающей значение порога реакции и вторая - при энергии протонов, превышающей это значение на 12 кв. В соответствии с кинематикой $Li^7(p, n)$ -реакции вблизи порога, возникающие нейтроны летят в относительно узком конусе в направлении вперед. Это обстоятельство увеличивает нейтронный поток под 0° и снижает фон рассеянных нейтронов.

При измерении α для U^{235} электростатический ускоритель работал в следующем режиме: длительность импульса тока 5 нсек; частота следования 2 мГц; средний ток пучка 4 мка; превышение энергии протонов над порогом 15 кэв; толщина мишени 15 кэв. На рис.2 показаны временные спектры гамма-лучей (кривая а) и нейтронов деления (кривая б), полученные с помощью трех стильбеновых детекторов, окружавших образец U^{235} , который располагается на расстоянии 37 см от мишени. Временное разрешение - 8 нсек. Фон в канале регистрации γ -лучей равнялся 75, 40, 5% при энергиях нейтронов 5, 10 и 40 кэв и в канале регистрации нейтронов деления 60, 20 и 2% при тех же энергиях нейтронов соответственно.

Импульсный режим электростатического ускорителя позволил в измерениях коэффициента α с удовлетворительными фоновыми соотношениями перекрыть область энергий нейтронов от нескольких килоэлектронвольт до 100 кэв, связав тем самым измерения, производимые на линейных ускорителях, для которых район 10 - 30 кэв является предельным [3], с измерениями на моноэнергетических пучках нейтронов электростатических ускорителей.

Изучение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами в области энергий 0,1 - 2 Мэв позволяет судить о расположении энергетических уровней остаточного ядра, а в некоторых случаях - о спине и четности этих уровней. Измерения по неупругому и упругому взаимодействию нейтронов с веществом в этой области энергий важны также для реакторной техники. Измерения такого рода проводились в присутствии очень большого фона. Так, поток неупруго-рассеянных нейтронов уменьшается в 10^3 раз по сравнению с первичным потоком нейтронов. Поэтому импульсный режим ускорителя, дающий возможность проводить измерения в условиях значительного фона, очень хорошо используется для решения таких задач. Методика времени пролета позволяет точно измерять энергию нейтронов. В качестве иллюстрации такого рода измерений на данном ускорителе на рис.3 представлен спектр нейтронов, рассеянных образцом из парафина. Начальная энергия нейтронов составляла 503 кэв, расстояние от мишени до образца было 10 см, от образца до детектора - 106 см, угол наблюдения - 35° . Максимум при энергии 489 кэв соответствует рассеянию нейтронов на углероде, максимум при энергии 332 кэв - рассеянию на водороде. Полная ширина на

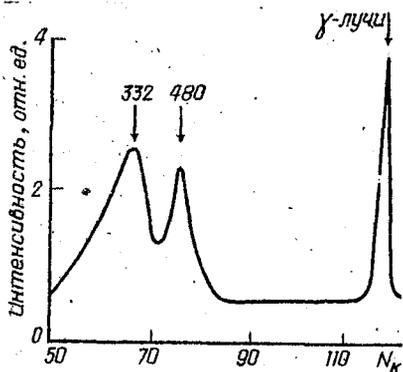


Рис. 3. Спектр нейтронов из образца парафина.

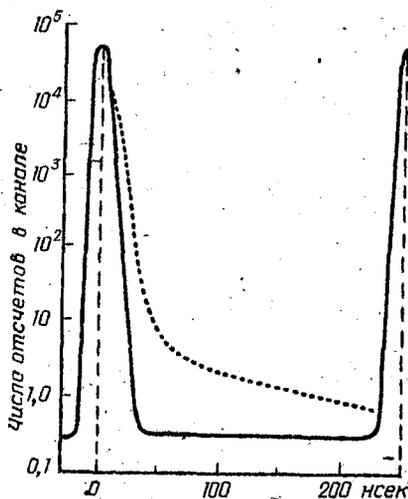


Рис. 4. Возбуждение делящихся изотопов.

полувысоте пика составляла около $3,5 \cdot 10^{-9}$ сек. Регистрация нейтронов осуществлялась пластмассовым сцинтиллятором. Уменьшая уровень шумов, включением двух фотоумножителей по схеме совпадений и охлаждением их, удалось снизить порог регистрации нейтронов до 100 кэв. Эффективность регистрации нейтронов от 0,3 до 2 Мэв превышала 40%.

Импульсный электростатический ускоритель использовался в экспериментах по возбуждению делящихся изотопов при захвате ядрами нейтронов. Образование изомерных ядер происходит в момент взаимодействия нейтронов сгустка с ядрами мишени. Наличие изомерных ядер регистрируется по экспоненциальному спаду делительной активности между последовательными сгустками. Ширина сгустков и интервал между ними накладывают естественные ограничения на времена жизни изомеров, которые можно исследовать на данном ускорителе. Малый выход изомеров (сечение образования их обычно составляет величину порядка 10^{-4} от сечения мгновенного деления) предъявляет довольно жесткие требования к нейтронному фону в измерительном зале. Рассеяние нейтронов на ионопроводе ускорителя, на аппаратуре детектора осколков деления также накладывает дополнительные ограничения. Возможности методики видны

из рис.4. Сплошной кривой показана зависимость числа делений от времени, полученная при импульсной бомбардировке нейтронами мишени ^{237}Np . Ширина нейтронного пучка была в этих измерениях близка к 10 нсек, частота следования - 4 мгц, средний ток ускорителя - 6 мка, нейтроны из реакции $T + p$ с энергией 1 Мэв. Эксперимент с нептунием, в котором образовании изомера не обнаружено, а сечение деления быстро падает в сторону малых энергий, характеризует ситуацию в области быстрых нейтронов. В частности, фон составляет величину около $4 \cdot 10^{-6}$ от числа отсчетов в максимуме. Форма пика асимметрична, что вызвано "затягиванием" пучка вследствие рассеяния. Пунктирная кривая взята из эксперимента с ^{235}U . Из-за роста сечения в сторону малых энергий уширение пика в этом случае больше, на порядок выше и фон между пиками. На рис.4 фон вычтен, видна экспонента, соответствующая времени жизни делющегося изомера ^{238}U - 110 нсек.

Анализ полученных данных позволяет сделать заключение о возможности исследования данной методикой делящихся изомеров с временами жизни от нескольких десятков нанонсекунд до микросекунды при выходе порядка нескольких единиц на 10^{-5} от сечения мгновенного деления.

Л и т е р а т у р а

1. Воронников П.Е. и др. - Сборник прикладной ядерной спектроскопии. Атомиздат, 1970.
2. Воронников П.Е., Вуколов В.А. и др. Измерение отношения сечения захвата к сечению деления для ^{235}U . См. настоящий сборник.
3. Куров М.А., Рябов Ю.В. и др. - IAEA Conf. on Nucl. Data for Reactors, 1970, 1, 345.

ИМПУЛЬСНЫЙ ПУЧОК НЕЙТРОНОВ, СФОРМИРОВАННЫЙ НА
РЕАКТОРЕ СМ-2 ПЕРЕРЫВАТЕЛЕМ С СИНХРОННО ВРАЩАЮЩИМИСЯ
РОТОРАМИ, ПОДВЕШЕННЫМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.М.Калевин, Г.В.Руколайне, В.С. Артамонов
(Институт теоретической и экспериментальной физики
ГК АЭ СМ СССР)

С.Н.Никольский, Г.А.Пелевин, Н.Г.Кочергина,
Т.С.Беланова, С.И.Бабич
(Научно-исследовательский институт атомных
реакторов ГК АЭ СМ СССР)

Рассматривается устройство, формирующее для исследований методом времени пролета импульсный пучок нейтронов на реакторе СМ-2. Экспериментально изучена интенсивность и фоновые характеристики полученного пучка нейтронов. На основании этих данных рассматривается вопрос о понижении излишней интенсивности в установке за счет повышения ее разрешающей силы до ~ 3 нсек/м и уменьшения площади нейтронного пучка до 1 мм^2 . Отмечается, что с возможным увеличением потока реактора СМ-2 разрешающая сила установки может быть доведена до 1 нсек/м и менее.

Neutron time of flight equipment of the СМ-2 reactor is described. The intensity of the pulsing beam and the background conditions were investigated. The problems of resolution increasing up to $3 \frac{\text{n sec}}{\text{m}}$ and cross section of the beam decreasing up to 1 mm^2 are discussed.

Исследовательский реактор СМ-2 имеет большую концентрацию урана в активной зоне и работает на промежуточных нейтронах [1 - 4]. Его стационарный поток нейтронов отличается очень высокой интенсивностью в резонансной области энергий [5], и поэтому из большого числа целевых назначений, ради которых создавали реактор СМ-2 [6 - 8], его назначению для целей нейтронной спектроскопии по времени пролета должно принадлежать заметное место. На этом реакторе предоставляются возможности сформировать такие интенсивные и короткие нейтронные вспышки с широким энергетическим спектром нейтронов, которые будут способствовать не только успешному проведению исследований методом времени пролета, но и способствовать развитию измерений нейтронных сечений с высоким разрешением на образцах с миллиграммовым количеством вещества. Последнее имеет большое значение для расширения ассортимента привлекаемых к исследованию изотопов и для изучения элементов, распространенность которых в природе весьма мала (редкие радиоактивные изотопы, трансурановые элементы и т.д.).

Для формирования импульсного пучка нейтронов на стометровой пролетной базе реактора СМ-2 был использован нейтронный прерыватель с тремя синхронно вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле [9]. Разработка и изготовление этого прерывателя велась параллельно с работами [10, 11]. Для регистрации нейтронов использовались гелиевые счетчики СМ-18 с давлением He^3 - 4 ат.

Полученные установленным прерывателем параметры импульсного пучка нейтронов указывают на перспективность работ, начатых в этом направлении на реакторе СМ-2.

Общий вид устройства, формирующего импульсный пучок нейтронов для измерений методом времени пролета, представлен на рис. 1. На этом же рисунке приведены основные размеры этого устройства и в различных его местах даны поперечные размеры щели, пропускающей нейтроны. Нейтронный канал выполнен в виде металлической трубы, откачивающей до давления $\sim 0,1$ мм рт.ст. Ротеры 1, 2, 3 синхронно вращаются во взвешенном состоянии в магнитном поле электромагнитов и образуют нейтронный прерыватель.

Ротор 3 имеет сигарообразную форму и размеры: 500 мм в длину, 120 мм в поперечнике. С помощью прямолинейной щели 1,5 x 10 мм он формирует нейтронную вспышку. Роторы 1, 2 с диаметром 300 мм каждый выполняют роль вращающихся коллиматоров.

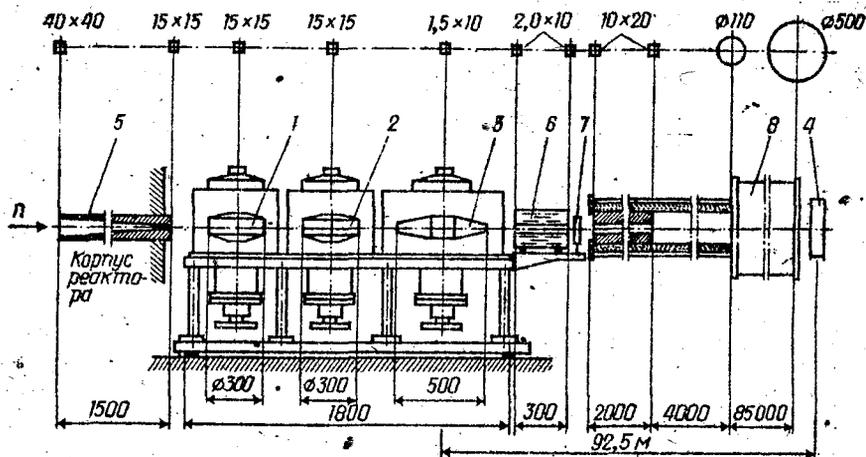


Рис. 1. Общий вид устройства:

1, 2, 3 - роторы прерывателя; 4 - детектор; 5 - железный коллиматор; 6 - коллиматор из оргстекла; 7 - образец; 8 - вакуумная труба нейтроновода.

Экспериментальные исследования физических параметров импульсного пучка нейтронов были начаты с измерения величины фона между нейтронными вспышками в зависимости от угла поворота роторов нейтронного прерывателя. Эта зависимость измерена для одного вращающегося ротора 3, для двух синхронно вращающихся роторов 2, 3 и, наконец, для всех трех вращающихся роторов. Результаты измерения фона в функции угла поворота ротора 3 представлены на рис. 2, из которого видно, что для трех синхронно вращающихся роторов величина фона наименьшая (кривая в) и она практически не зависит от угла поворота ротора 3. Последнее обстоятельство предоставляет большие удобства для измерений, поскольку в этом случае в их результатах легко учитывать поправку на фон.

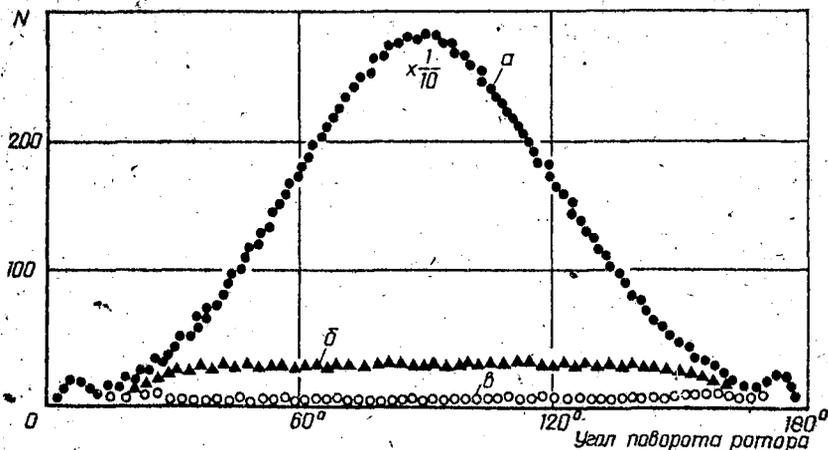


Рис.2. Кривые фона:
 а - для ротора 3; б - для роторов 2 и 3;
 в - для трех роторов.

Важной характеристикой фона является его величина относительно эффекта. Чтобы эта величина в проводимых измерениях была наиболее благоприятной, необходимо уменьшить абсолютное значение фона. Пределом для этого уменьшения будет служить фон, обусловленный космическим излучением и естественной радиоактивностью защитных материалов. Его значение ставит предел и для увеличения числа синхронно вращающихся роторов, с помощью которых осуществляется уменьшение фона, идущего от реактора. Эксперимент показал, что при работающем реакторе для достижения фона, близкого по величине к космическому, трех синхронно вращающихся роторов недостаточно.

Экспериментальное измерение величины фона относительно эффекта было выполнено при разрешении установки ~ 50 нсек/м (скорость вращения ротора 3 примерно 7000 об/мин.). На рис.3 для случаев "без образца" (кривая а) и "с образцом" (кривая б) приведен в зависимости от времени пролета счет в каналах анализатора с шириной 2 мксек. В обоих случаях время измерения длилось

90 мин. В измерениях "с образцом" использовался уран-238. Поправки на просчеты в анализаторе не вводились.

Из приведенных результатов видно, что в области, где функция пропускания прямолинейной щели ротора Z близка к максимальной, фон относительно эффекта пренебрежимо мал и составляет величину примерно 0,5%. Глубина провалов в резонансах урана (кривая б) указывает на то, что фон не только мал, но и, как показано ранее, постоянен для всех энергий (не зависит от угла поворота роторов). На кривой а (рис.3) следует отметить "всплеск" нейтронной интенсивности при энергии 132 эв. Этот "всплеск" обусловлен большим рассеянием нейтронов на резонансе кобальта, находящегося в малом количестве в цилиндрической стенке гелиевого счетчика.

На рис.4 в диапазоне энергий ~ 180 эв ± 30 кэв приведена часть кривой а (рис.3), исправленная на просчеты анализатора. На ней видны провалы, обусловленные цирконием (182, 293, 685, 1540, 2700, 4100 эв) и марганцем (337, 1100, 2300, 7300 эв). Цирконий содержится в оболочке горизонтального канала реактора, а марганец — в торцевой стенке гелиевого счетчика.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показывают, что щель нейтронного прерывателя размером 1,5 x 10 мм в области, близкой к ее максимальному пропусканию, обеспечивает для измерений полных нейтронных сечений с разрешением ~ 50 нсек/м очень высокую интенсивность ($\sim 12 \cdot 10^3$ имп/ч) на канал анализатора и пренебрежимо малый фон примерно 50 имп/ч. Поэтому для таких измерений необходимо прежде всего уменьшить излишнюю интенсивность за счет повышения разрешающей силы нейтронного прерывателя. Можно сделать для этой цели две взаимноперпендикулярные щели размером 0,5 x 10 мм и соответственно поднять скорость вращения ротора. В этом случае разрешающая сила установки станет ~ 5 нсек/м, а интенсивность на канал анализатора с шириной 0,5 мксек, снизится до 500 имп/ч. Если ограничиться скоростью счета на канал анализатора 100 имп/ч (вполне приемлемая скорость счета для измерений полных нейтронных сечений), то дальнейшее снижение полученной интенсивности до заданного уровня можно осуществить двумя способами. Первый способ связан с понижением интенсивности без изменения разрушающей силы установки. В этом случае щели ротора могут быть особенно маленькими и доведены до размера 0,5 x 2 мм.

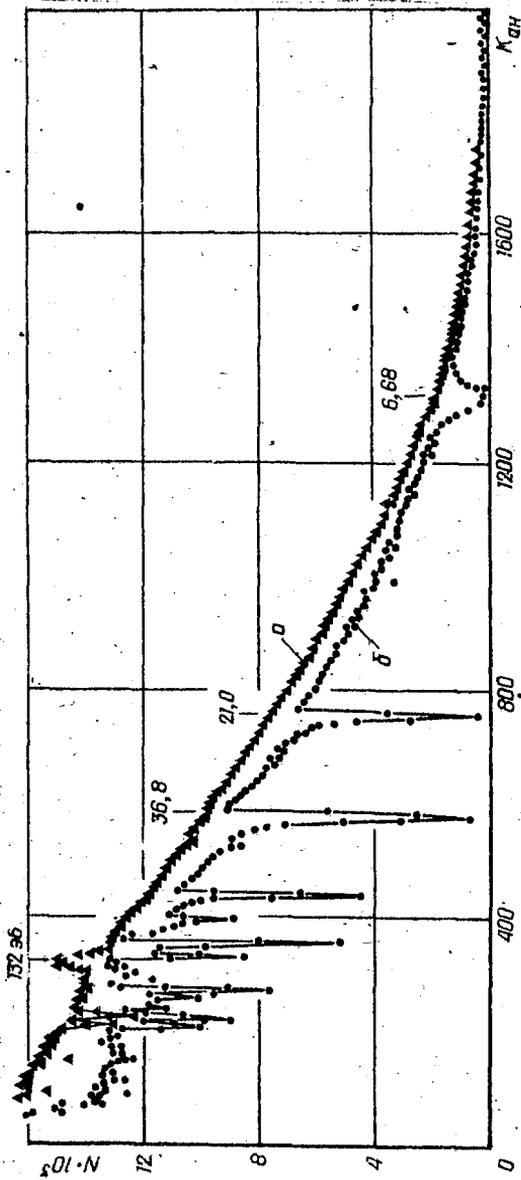


Рис.3. Счет в каналах анализатора:

а - без образца;

б - с образцом уран-238.

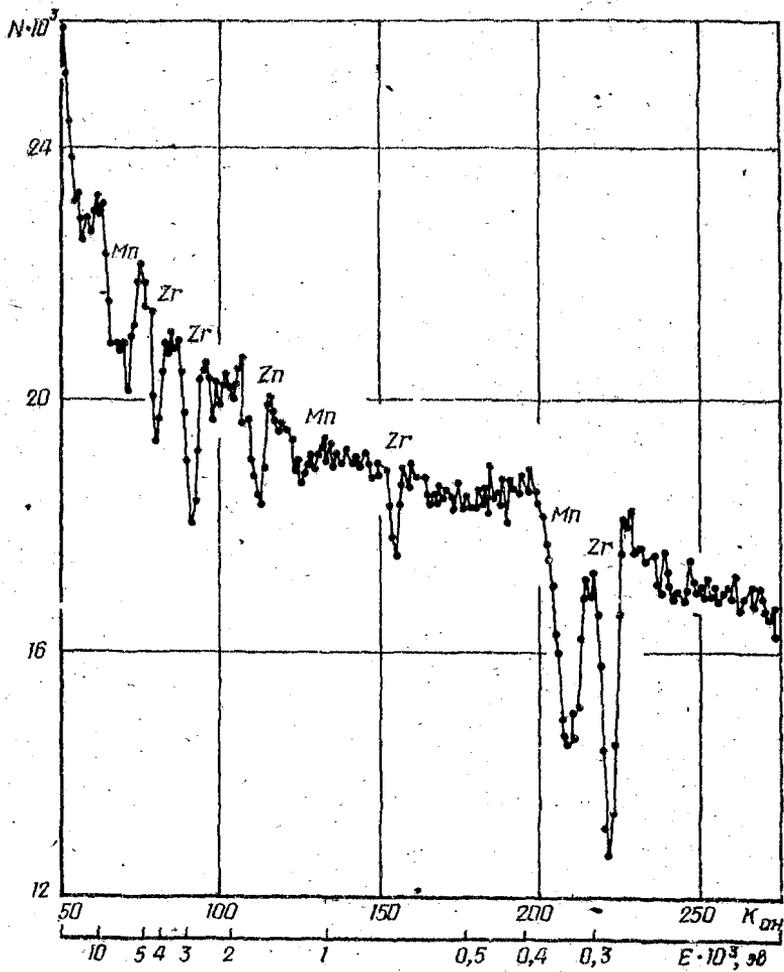


Рис.4. Счет в каналах анализатора, исправленный на просчеты.

Другой способ связан с дальнейшим улучшением разрешающей силы установки. Можно ожидать, что заданный уровень счета в канале анализатора шириной 0,25 мсек будет достигнут при щелях 0,3 x 10 мм и разрешении примерно 3 нсек/м. Таким образом, разрешающая сила в измерениях полных нейтронных сечений на указанных установках будет такая же, как и на установке с линейным ускорителем, описанном в работах [12, 13], а количество вещества, употребляемое для этих измерений на реакторе, может быть, по крайней мере, на три порядка меньше, чем на ускорителе.

Дальнейшее повышение разрешающей силы установки с нейтронным прерывателем без существенной потери интенсивности связано с заметными трудностями. Ее величину без труда можно довести до 1 нсек/м и менее только в том случае, если исходить из возможностей повышения интенсивности нейтронного потока реактора СМ-2 [14]. При таком разрешении поперечный размер щели нейтронного прерывателя будет порядка 1 мм².

В рассмотренном повышении разрешающей силы установки с нейтронным прерывателем вопрос улучшения характеристик детектирующей аппаратуры не затрагивался. Он должен рассматриваться специально. В проведенном эксперименте считалось, что разрешение определяется только длительностью нейтронной вспышки и шириной канала анализатора. С повышением разрешающей силы установки по времени пролета необходимо еще больше понижать фон между нейтронными вспышками. Для этого количество синхронно вращающихся роторов следует увеличить, по крайней мере, до четырех. Указанное увеличение роторов для снижения величины фона будет эффективным, поскольку нейтронный фон от реактора при трех роторах, как показал эксперимент, заметно выше космического фона.

Подводя итог, можно сказать, что выполненный эксперимент по формированию импульсного пучка нейтронов на реакторе СМ-2 с помощью нейтронного прерывателя с синхронно вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле, дал обнадеживающие результаты и подтвердил перспективность исследований методом времени пролета на этом реакторе.

Л и т е р а т у р а

1. Фейнберг С.М. и др. - Труды II международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Доклады советских ученых, т.2, 334. Атомиздат, 1958.
2. Фейнберг С.М. и др. - Атомная энергия, 1960, 8, 493.
3. Фейнберг С.М. и др. - Доклад № 320, представленный СССР на III международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964.
4. Цыканов В.А. и др. - Kernenergie, 1966, 9, 310.
5. Климов А.В., Кормушкин Ю.П. и др. - Атомная энергия, 1970, 28, 491.
6. Гончаров В.В. Атомная энергия, 1964, 17, 258.
7. Николаев Н.А., Казачковский О.Д., Острейковский Э.П. - Атомная энергия, 1967, 23, 439.
8. Казачковский О.Д., Краснояров Н.В. и др. - Атомная энергия, 1970, 28, 287.
9. Калевин С.М., Руколайне Г.В., Артамонов В.С. и др. Нейтронный прерыватель с тремя синхронно вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле (доклад данного совещания).
10. Калевин С.М., Руколайне Г.В., Адиб М. - ПТЭ, 1970, 3, 79.
11. Руколайне Г.В., Калевин С.М., Адиб М. и др. - ПТЭ, в печати.
12. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В., Шепкин Ю.Г. - Препринт ИАЭ -1396, 1967.
13. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В., Шепкин Ю.Г. - ПТЭ, 1969, 1, 28.
14. Фейнберг С.М. - Атомная энергия, 1970, 29, 162.

НЕЙТРОННЫЙ ПРЕРЫВАТЕЛЬ С ТРЕМЯ СИНХРОННО
ВРАЩАЮЩИМИСЯ РОТОРАМИ, ПОДВЕШЕННЫМИ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.М.Калебин, Г.В.Руколайне, В.С.Артамонов
(Институт теоретической и экспериментальной физики АН СССР)
С.Н.Никольский, Н.Г.Кочерыгин, Г.А.Пелевина
(Научно-исследовательский институт атомных реакторов ИК АЭ
СМ СССР)

Рассматривается нейтронный прерыватель с синхронно вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле. Прерыватель используется для формирования импульсного пучка нейтронов на сто-метровой пролетной базе реактора СМ-2. Изложены вопросы устойчи-вности роторов в зависимости от их главных моментов инерции. Дается принцип работы радиотехнических схем слежения, обеспечи-вающих синхронное вращение роторов. Приводятся экспериментальные характеристики их синхронного вращения.

The neutron chopper with synchronized rotors suspended in magnetic field is described. The chopper interrupt the neu-utron beam of the СМ-2 reactor. The flight path is equal 100 m. The rotation stability of rotors depending on their main moments of inertia was investigated. The electronic equipment for the synchronization of rotors rotation are described. The experiments data about the accuracy synchronization of rotors rotation are given.

Для исследования на реакторе СМ-2 нейтронных сечений ред-ких элементов методом времени пролета изготовлен нейтронный прерыватель с тремя синхронно вращающимися роторами, подвешен-ными в магнитном поле. Такой прерыватель, несмотря на большой

поток быстрых и промежуточных нейтронов реактора, формирует нейтронную вспышку с малым фоном. В магнитном поле установки впервые осуществлено вращение ротора, имеющего разные главные моменты инерции относительно центра тяжести (несимметричный гироскоп).

Об устойчивости вращающегося в магнитном поле ротора в зависимости от его главных моментов инерции. Экспериментально найдено, что вертикальная ось вращения подвешенного в магнитном поле ротора, имеющего разные главные моменты инерции, может начать с некоторой угловой скорости быстро раскачиваться с резко нарастающей амплитудой. Эти колебания не удается устранить с помощью демпфирующих сил, как это было сделано в работах [1, 2] при устранении колебаний, обусловленных асимметрией магнитного поля относительно оси вращения ротора. Однако если изменить главные моменты инерции ротора, то можно сделать его вращение устойчивым. Для того, чтобы результаты расчета согласовывались с экспериментом, вращающийся ротор, подвешенный в магнитном поле, необходимо рассматривать как гироскоп, закрепленный в центре тяжести. Влияние на него магнитного поля сводится к действию вращающегося момента сил, пропорционального углу отклонения оси вращения ротора от вертикали. При таких допущениях вращательное движение ротора описывается уравнениями Эйлера. Анализ их решений приближенными методами [3] приводит к следующим условиям устойчивости вращательного движения ротора в зависимости от его главных моментов инерции A, B, C (момент инерции C направлен по вертикальной оси вращения - оси подвеса):

1. $C > A > B$ (вращение устойчиво для всех скоростей $0 \leq \omega \leq \infty$).

2. $A > C > B$ (вращение устойчиво, если скорость находится в пределах $0 \leq \omega \leq \sqrt{\frac{2g\rho}{A-C}}$;

где z_0 - расстояние между центром тяжести ротора и поверхностью его магнитного полюса; ρ - вес ротора).

3. $A > B > C$ (вращение устойчиво, если скорость находится в пределах

$$0 \leq \omega \leq \sqrt{\frac{z_0 p}{B - C}} \quad \text{и} \quad \sqrt{\frac{z_0 p}{A - C}} \leq \omega \leq \infty.$$

Полученные соотношения были проверены экспериментально на роторах, моменты инерции которых удовлетворяли условиям устойчивости пунктов 1, 2 и определялись методом маятниковых колебаний. В табл. I приведены найденные в результате эксперимента скорости вращения, при которых нарушалась пространственная устойчивость вращающихся роторов, подвешенных в магнитном поле, а также значения этих скоростей, вычисленные в соответствии с условиями пункта 2 (роторы 1 - 4) и пункта 1 (роторы 5, 6).

Хорошее совпадение экспериментальных и вычисленных значений указывает на правильность исходных предположений, положенных в основу теоретического рассмотрения вращательного движения ротора.

К изложенному необходимо добавить еще условия устойчивости, которые наблюдаются в том случае, когда ротор вращается как гироскоп, закрепленный на опоре. Это реализуется при аварии, когда выключается магнитное поле и ротор падает на опору. Соответствующие такому случаю условия устойчивости приводятся в работах по теории гироскопов [3] и применительно к рассматриваемой задаче в табл. 2. В этой таблице a , b , c - моменты инерции ротора, вычисленные относительно его опоры ($a = A + ml^2$; $b = B + mL^2$; $c = C$, где m - масса ротора, L - расстояние центра тяжести ротора до опоры).

Роторы нейтронного прерывателя будут надежно вращаться во взвешенном состоянии в магнитном поле или на опоре при аварии только в том случае, если они будут изготовлены с учетом всех изложенных выше условий устойчивости.

Т а б л и ц а 1

№ ротора	Главные моменты инерции роторов относительно центра тяжести, г·см ²			Экоперимент, об/мин	Расчет, об/мин
	C: 10 ⁵	A: 10 ⁵	B: 10 ⁵		
1	21,34	24,73	6,82	425	426,6
2	16,31	17,30	9,84	720	723,5
3	16,68	17,30	10,21	912	914,3
4	16,81	17,30	10,34	1030	1029
5	18,15	17,30	11,07	Нет	∞
6	18,53	16,53	10,85	Нет	∞

Устройство нейтронного прерывателя и осуществление синхронного вращения его роторов. Установка нейтронного прерывателя с тремя синхронно вращающимися роторами представлена на рис.1. Устройство их магнитных подвесов выполнено одинаково и во многом аналогично описанному в ранних публикациях [4].

Моменты инерции ротора (рис.2) определены из приведенных выше условий устойчивости. Нейтронный прерыватель работает следующим образом: от схем слежения в электромагниту 8 (рис.1) подается ток. Роторы 1, 2, 3 поднимаются с подпятников 14 и повисают в магнитном поле. Вращающимся магнитным полем, которое создается катушками 15, они раскручиваются до нужной угловой скорости. Скорость вращения и их фаза контролируются световыми импульсами, которые формируются датчиками 16. Торможение роторов осуществляется также магнитным полем. После их остановки электромагниту выключаются и роторы опускаются на подпятники.

Краткая блок-схема для осуществления синхронного вращения двух роторов показана на рис.3 (для трех роторов она аналогична). Контроль за фазой и скоростью их вращения осуществляется световыми импульсами от оптических датчиков 3, 4 сравнением периодов вращения роторов с периодом, калиброванным колебаниями кварца 5. Блоком I ротор 1 вращается с постоянным периодом T. Блок II обеспечивает

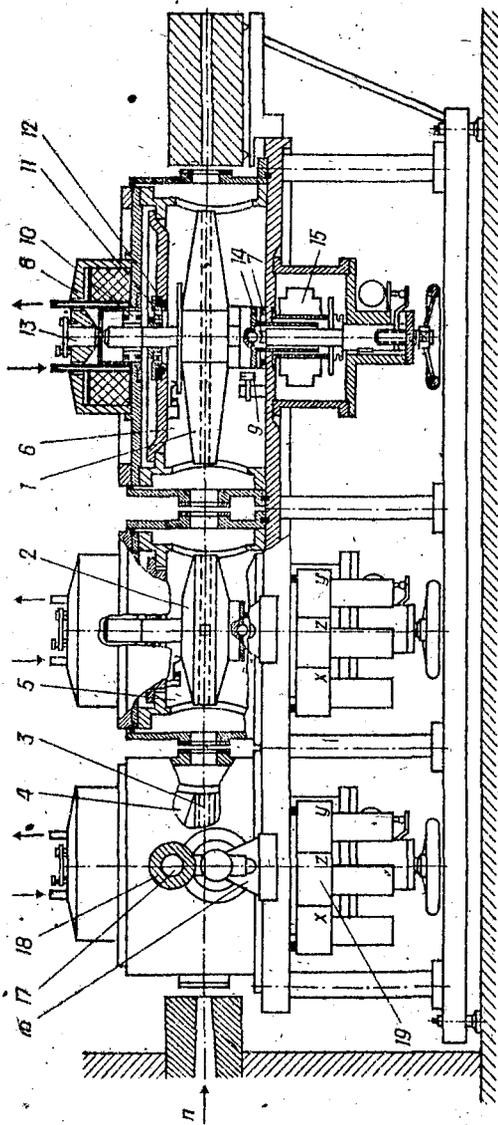


Рис. 1. Установка нейтрального прерывателя с тремя синхронно вращающимися роторами:
 1, 2, 3 - ротор; 4, 5, 6 - вакуумная камера; 7 - следящая катушка; 8 - электро-
 магнит; 9 - датчик горизонтальных колебаний; 10 - исполнительная катушка демифера;
 11 - ограничивающий подшипник; 12 - демифирующая резина; 13 - полюс электромагнита;
 14 - конусообразный подшипник; 15 - катушка для формирования вращающегося поля;
 16 - датчик световых импульсов; 17 - ФЭУ-35; 18 - свинцовая защита фотоумножителя;
 19 - система генераторов.

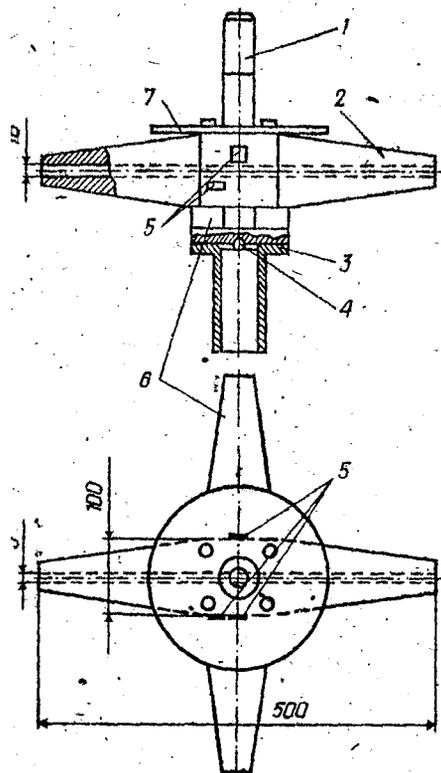


Рис.2. Ротор нейтронного прерывателя:

1 - магнитный полюс;
 2 - корпус ротора; 3 - хвостовик; 4 - посадочный шарик;
 5 - зеркала; 6 - балансировочное крыло; 7 - аварийный диск.

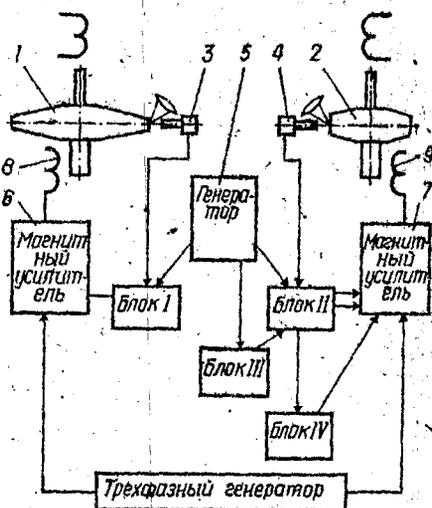


Рис.3. Блок-схема синхронизации двух роторов.

Таблица 2

Соотношение моментов инерции	Область устойчивых скоростей вращения
I. $c^2 + b^2 + 3ab - 2c(a+b) > 0$ 1. $c > a > b$ 2. $a > c > b$	$\omega_3 \leq \omega \leq \omega_2$; $\omega_1 \leq \omega \leq \infty$ $0 < \omega < \omega_1$
II. $c^2 + b^2 + 3ab - 2c(a+b) < 0$ 1. $c > a > b$ 2. $a > c > b$	$\omega_1 \leq \omega \leq \infty$ Нет области устойчивости
III. $a > b > c$	$\omega_3 \leq \omega \leq \infty$

где $\omega_1^2 = \frac{PL}{c-a}$; $\omega_2^2 = \frac{PL}{c-b}$;

$$\omega_3^2 = PL \frac{4ab - ac - bc - 2\sqrt{ab(2b-c)(2a-c)}}{c^2(b+a-c)}$$

вращение ротора 2 с периодом $T - \Delta t$ (режим А) или с периодом $T + \Delta t$ (режим Б). Во времени импульсы ротора 2 рассматриваются относительно импульсов ротора 1, которые принимаются за начало отсчета. В этом случае задание для импульсов ротора 2 определенного времени t_0 ($0 \leq t_0 \leq T$) означает задание фазы его вращения относительно ротора 1. Время t_0 задается блоком III. Этот же блок переключает работу блока II с режима А на режим Б и — наоборот. Время импульсов ротора 2 относительно импульсов ротора 1 колеблется около значения t_0 . Размах колебания и частота зависят от величины Δt . Для уменьшения этих колебаний разработан блок IV, который выполняет роль своеобразного

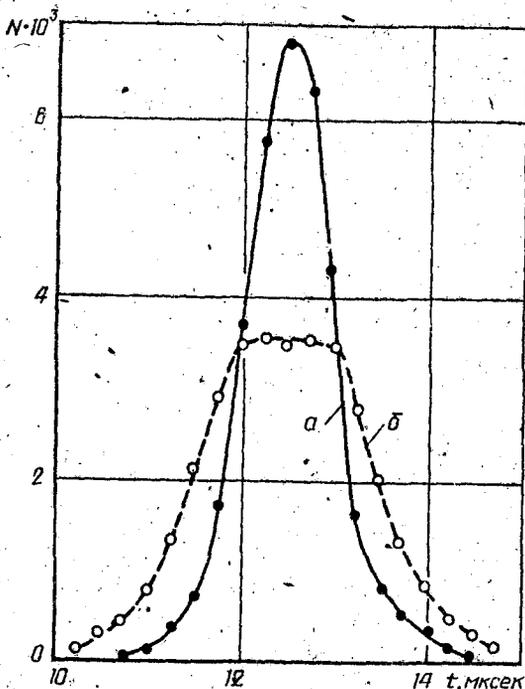


Рис.4. Счет в каналах анализатора импульсов от фазированного ротора:
 а - демпферный блок IV включен, б - выключен.

демпера. Исполнительным устройством в рассматриваемом методе синхронизации являются трехфазные магнитные усилители 6, 7. Достигнутый результат по синхронному вращению роторов иллюстрирует рис.4. На нем приведены отсчеты импульсов от ротора 2, полученные в каналах временного анализатора, запускаемого импульсами от ротора 1.

Ширина канала анализатора - 0,25 мксек, скорость вращения ротора 1 - 7000 об/мин. Отсчеты приведены для случая, когда демпферный блок IV не работает (кривая "б") и когда он включен (кривая "а"). Из кривых видно, что точность синхронного вращения ро-

торов с демпферным блоком заметно выше и полуширина временной неопределенности фазы вращения ротора 2 относительно ротора 1 не превышает 1 мксек. В угловых величинах это означает, что их фаза вращения постоянна с точностью $\sim 0,04^\circ$.

О параметрах импульсного нейтронного пучка, получаемого с помощью описанного нейтронного прерывателя с тремя синхронно вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле, изложено в докладе данного совещания.

Л и т е р а т у р а

1. Владимирский В.В., Калесин С.М. - ПТЭ, 1959, 2, 41.
2. Калесин С.М., Владимирский В.В. - ПТЭ, 1962, 3, 36.
3. Граммель Р. Гироскоп, его теория и применение. ИЛ, 1952.
4. Калесин С.М., Руколайне Г.В., Адиб М. - ПТЭ, 1970, 3, 79.

ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Доильницкий Е.Я., Ступак А.И.

(Физико-энергетический институт ИК АЭ СМ СССР)

В статье описывается детектор нейтронов для измерений методом времени пролета. Детектор состоит из поглотителя, представляющего смесь Eu , Sm , Er и Nf с водородосодержащим замедлителем, и кристаллов NaI для регистрации каскадных γ - лучей захвата.

This paper describes a neutron detector for use in time-of-flight experiments. The detector represents mixture of polyethylene powder and Eu, Sm, Er, Hf. Neutrons are moderated and captured in Eu, Sm, Er, Hf to produce γ -rays being detected in NaJ scintillation counters. The counters are connected in coincidence.

В спектрометрии по времени пролета для регистрации нейтронов широкое распространение получил детектор, предложенный Даквортом и сотрудниками [1] и усовершенствованный Райем и Бовеем [2]. Такой детектор представляет собой плиту из аморфного B^{10} , окруженную кристаллами $NaI(Tl)$. При захвате нейтронов испускаются γ -лучи с энергией 480 кэв, которые регистрируются кристаллами $NaI(Tl)$. Детектор имеет высокую эффективность. При энергии 50 кэв плита толщиной 3 см поглощает нейтроны на 50%. Малая энергия γ -лучей делает необходимым применение тяжелой защиты и амплитудного анализа импульсов для выделения пика при энергии 480 кэв с целью уменьшения фона. Однако и в этом случае при малых эффектах фон может составлять существенную величину.

Другой детектор, основанный на регистрации γ -лучей, испускаемых при захвате нейтронов, был описан Альбертом и Гартнером [3] в экспериментах по времени пролета. В качестве поглотителя они использовали самарий, который при поглощении нейтронов испускает несколько γ -квантов с суммарной энергией 8 Мэв. С помощью схемы совпадений импульсов от двух жидких сцинтилляторов было достигнуто существенное уменьшение фона. Неплавный ход зависимости эффективности регистрации от энергии нейтронов ограничивает область применения этого детектора.

В данной работе была поставлена задача создать детектор, обладающий высокой эффективностью при плавной зависимости ее от энергии нейтронов в широком диапазоне, малым фоном и небольшой временной неопределенностью в регистрации нейтронов. Для этой цели был применен метод регистрации каскадных γ -лучей, возникающих при захвате нейтронов в поглотителе из смеси редкоземельных элементов с водородосодержащим замедлителем.

Для обеспечения высокой эффективности захвата нейтронов в поглотителе была использована смесь из редкоземельных элементов с преимущественным содержанием европия (наиболее высокое сечение поглощения нейтронов). Введение в состав смеси самария, эрбия и гафния дает более плавную зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов в низкоэнергетической области и приводит к меньшей временной неопределенности в этой области. Временная неопределенность определяется временем жизни нейтрона до поглощения в смеси из редкоземельных элементов. Эффективность поглощения нейтронов в плите и временная неопределенность в зависимости от энергии нейтронов была рассчитана И.Е.Бочаровой, методом Монте-Карло на ЭВМ для различных концентраций водорода, редкоземельных элементов. В этих расчетах было получено максимальное значение эффективности при содержании водорода $\frac{N_H}{N_{ред}} = 10$, редкоземельных элементов $\frac{N_H}{N_{ред}} = 10$. Однако с увеличением концентрации водорода ухудшается временное разрешение детектора. Для проведения экспериментов методом времени пролета на базе линейного ускорителя электронов с использованием описываемого детектора нами избран при изготовлении плиты $\frac{N_H}{N_{ред}} = 5$.

Расчеты, проведенные методом Монте-Карло показали, что при концентрации $\frac{N_H}{N_{ред}} = 5$ эффективность захвата нейтронов в плите немного меньше максимального значения ее при $\frac{N_H}{N_{ред}} = 10$, однако временное разрешение заметно улучшается.

В поглотителе использована смесь из окиси редкоземельных элементов Eu, Sm, Er, Hf , спрессованная с замедлителем-метилметакрилатом в виде плиток с плотностью $3,5 \text{ г/см}^3$ и толщиной 2 см. Отношение числа ядер Eu, Sm, Er, Hf в плитках составляет соответственно 4:1:1:1.

В приведенной таблице сведены результаты расчетов эффектив-

ности поглощения нейтронов и временной неопределенности в зависимости от энергии нейтронов для выбранного нами поглотителя нейтронов.

Энергия нейтронов, кэв	0,1	1	10	100
Эффективность захвата нейтронов в поглотителе, %	73	52	32	16
Временная неопределенность, нсек	100	83	48	12

Для измерений методом времени пролета на базе линейного ускорителя электронов поглотитель нейтронов был собран в виде плиты квадратной формы с площадью 400 см^2 , которая устанавливалась перпендикулярно направлению пучка нейтронов. Для регистрации захватных γ -лучей были использованы четыре кристалла NaI с размерами $\phi 200 \text{ мм}$; $h = 140 \text{ мм}$.

При регистрации каскадных γ -лучей, возникающих при захвате нейтронов в плите, использовалась схема совпадений, что позволило практически полностью исключить влияние собственного фона кристаллов NaI и существенно уменьшить эффект от рассеянных нейтронов при поглощении их в кристаллах NaI (особенно при установке перед кристаллами борной защиты).

Скорость счета в детекторе из четырех кристаллов, включенных в схему, отбирающую все двойные совпадения, запишется в виде

$$N = \Phi n \sigma_c \nu (\nu - 1) \sum_{i,j=1}^4 \int \varepsilon_i(x,y) \Omega_i(x,y) \varepsilon_j(x,y) \Omega_j(x,y) dx dy, \quad (1)$$

где Φ — поток нейтронов данной энергии; n — число ядер поглотителя на 1 см^2 ; σ_c — сечение захвата ядра поглотителя; ν — среднее число каскадных γ -квантов на один захват; ε_i и ε_j — эффективности регистрации γ -квантов с энергией E в кристаллах i и j ; Ω_i и Ω_j — телесные углы, охватываемые кристаллами i и j ; S — поверхность поглотителя.

В выражении (1) не учитывается конечная толщина поглотителя.

теля; его удобно записать в виде

$$N = \Phi n G_{\epsilon} \nu (\nu - 1) S \sum_{j>i=1}^4 \overline{\epsilon_i \Omega_i \epsilon_j \Omega_j}. \quad (2)$$

Величина суммы, входящей в выражение (2), оценивалась из измерений с точечным источником Co^{60} (линии 1,17 и 1,33 Мэв) и расчетов, проведенных для нашей геометрии по методике, описанной в работе [4].

Таким образом, для энергии γ -лучей $\sim 1,2$ Мэв получили

$$\sum_{j>i=1}^4 \overline{\epsilon_i \Omega_i \epsilon_j \Omega_j} = 0,08. \quad (3)$$

Следовательно, эффективность регистрации каскадных γ -лучей с энергией $\sim 1,2$ Мэв при работе со схемой совпадений

$$T = \nu (\nu - 1) \sum_{j>i=1}^4 \overline{\epsilon_i \Omega_i \epsilon_j \Omega_j} = 0,08 \nu (\nu - 1). \quad (4)$$

Эффективность регистрации каскада без схемы совпадений

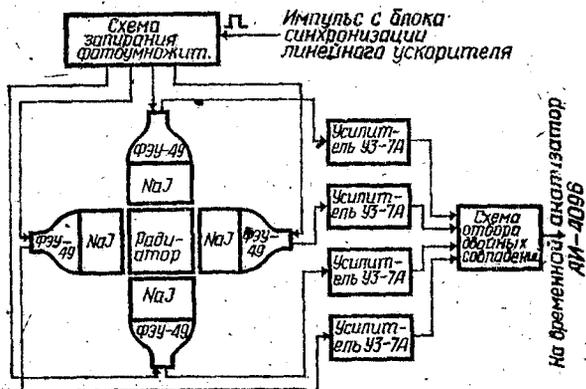
$$T_1 = 4 \nu \overline{\epsilon \Omega}. \quad (5)$$

В выражение (5) входит произведение эффективности ϵ на телесный угол Ω для одного кристалла, усредненное по поверхности поглотителя. Для энергии $\sim 1,2$ Мэв эта величина равна 0,12.

Абсолютная эффективность регистрации нейтронов в измерениях со схемой совпадений при выбранных размерах плиты и четырех кристаллов NaI будет в основном определяться эффективностью захвата нейтронов в плите.

Общая блок-схема детектора приведена на рисунке.

Во избежание перегрузок в детекторе применена схема записи фотоумножителей ФЭУ-49 на время действия гамма-импульса



Блок-схема детектора нейтронов.

мишени. Совокупность проведенных исследований детектора показала, что он имеет высокую эффективность в широкой энергетической области, малую временную неопределенность и плавный ход зависимости эффективности детектора от энергии нейтронов.

При использовании схемы двойных совпадений исключается влияние собственного фона оцинтилляционного детектора и существенно уменьшается регистрация рассеянных нейтронов, поглощаемых в кристаллах NaI .

Л и т е р а т у р а

1. Duckworth J.C., Merrison A.W., Whittaker A. - Nature, 1950, 165, 69.
2. Rae E.R., Bowey F. - Proc. Phys. Soc., 1963, A-66, 1073.
3. Albert R.D., Gaerttner E.R. - Rev. Scient. Instrum., 1955, 26, 572.
4. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Прикладная оцинтилляционная гамма-спектрометрия. М., 1969.

АНОМАЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ, ВЫЗЫВАЕМАЯ АТОМАМИ ОТДАЧИ ОТ НЕЙТРОНОВ С $E_n \gtrsim 20$ кэВ В ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ СЧЕТЧИКАХ

А.А.Бергман, А.Маликжонов
(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР)

Обнаружено, что атомы отдачи при рассеянии нейтронов ($E_n = 20 + 600$ кэВ) в пропорциональных счетчиках вызывают аномально большую ионизацию. Этот эффект определяется малыми неконтролируемыми примесями в газе счетчиков (менее 10^{-3} %).

It is observed that recoil atoms due to neutron scattering in proportional counters produce anomalously high ionisation. The effect depends on small impurities in counter gases (less than 10^{-3} %).

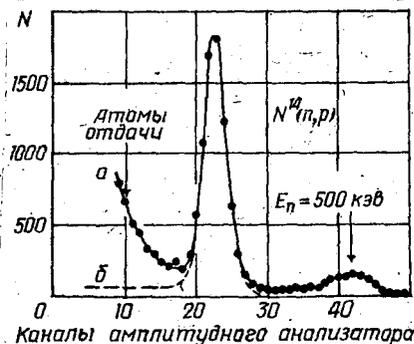


Рис.1. Амплитудный спектр импульсов пропорционального счетчика ($N_2 + 10\% CO_2$, 4 атм), помещенного:

а - в рабочий канал спектрометра;
б - в поле тепловых нейтронов.

При исследовании радиационного захвата нейтронов пропорциональными счетчиками с наполнением $Ar + 5\% CO_2$ на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце [1] было обнаружено аномальное возрастание γ -фона спектрометра в области энергии нейтронов $E \gtrsim 20$ кэВ. Это возрастание не зависит от материала катода и технологии его изготовления, а целиком определяется качеством газовой смеси.

В экспериментах был использован непарегружающийся усилитель УИС-2. Это позволило использовать большие коэффициенты газового и радиотехнического усиления и доказать, что общее количество фоновых импульсов, не связанных с γ -излучением, такое же, как и число атомов отдачи, образующихся в газе счетчика. Поток нейтронов в этих экспериментах был проградуирован борным и водородным счетчиком. В этих опытах давление в счетчиках менялось до 10 атм для наполнения $Ar + 5\% CO_2$ и от 0,1 до 3 атм - для чистого CO_2 .

Количество первичных ионов, образованных атомами отдачи, существенно зависит от микропримесей к основному газу. На рис. 1 виден спектр импульсов атомов отдачи. Максимальная энергия нейтронов $E_n = 570$ кэв [1]. Калибровка ионизации проведена с помощью реакции $N^{14}(n, p)$ ($Q = 628$ кэв). Верхняя граница

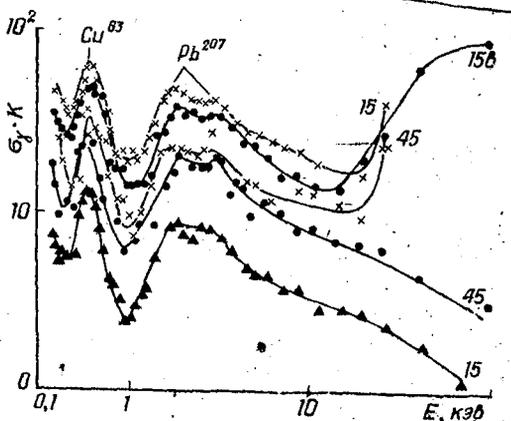


Рис. 2. Фон нейтронного спектрометра, полученный пропорциональными счетчиками с разным наполнением (ϕ 1,3 см, $L = 50$ см):
 \times - CO_2 - 3 атм; \bullet - CO_2 - 3 атм; \blacktriangle - $Ar + CO_2$ - 11 атм.

спектра атомов отдачи соответствует средней энергии, идущей на ионизацию 12 + 15 эв. Этот спектр импульсов не может быть количественно объяснен наличием в счетчике водородосодержащих примесей. γ -кванты в эту часть спектра вклада не дают.

На рис.2 изображен фон спектрометра, полученный счетчиками с углекислотой высокой степени очистки и несколько меньшей степени очистки. Фон представлен как сечение (произвольные единицы) взаимодействия нейтронов. Интенсивности отсчетов от γ -квантов при запыряниях 15 и 45в отличаются в восемь раз.

Видны резонансы меди (дюраль корпуса счетчика) и свинца. При энергии ~ 20 кэв начинается резкий подъем в счете, обусловленный регистрацией атомов отдачи. На этом же рисунке представлены результаты измерений для счетчика, на котором не были замечены импульсы от атомов отдачи (нижняя кривая). С увеличением порога регистрации (указан в вольтах) удается запереть фон от импульсов атомов отдачи в счетчике с более чистым CO_2 и не удается в другом счетчике.

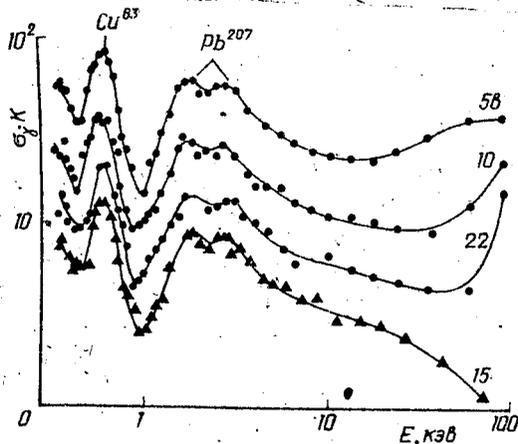


Рис.3. Оценка порога регистрации с помощью протонов отдачи:

- - 8 атм $Ar + CO_2 + H_2$, $H_2 \sim 1\%$;
- ▲ - 11 атм. $Ar + CO_2$, $CO_2 \sim 5\%$.

Более высокий порог регистрации (рис.2) соответствует уровню ионизационных потерь (электронами от γ -квантов) 10 + 20 кэв. Для проверки правильности калибровки порога в счетчик ($Ar + 29 CO_2$ - 8 атм), "не регистрирующий" атомы отдачи, был добавлен водород - 1%. На рис.3 (аналогичном 2) видно, что

максимальный порог соответствует потерям энергии протонов в счетчике ~ 60 кэв, что согласуется с оценкой, полученной в помощью релятивистских электронов от γ -квантов ($\Delta E_p = 15$ кэв).

Следует отметить, что в счетчике с более чистой углекислотой удалось запереть импульсы от атомов отдачи практически одновременно в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 20 + 570$ кэв. В то же время импульсы от атомов отдачи не являются одинаковыми и имеют широкий набор амплитуд. Отношение амплитуд импульсов атомов отдачи к импульсам от γ -квантов (электронам) не зависит от коэффициента газового усиления.

Импульсы, обусловленные аномально высокой ионизацией атомов отдачи, наблюдались нами также в других счетчиках, в частности, в счетчике СММ-9 с обогащенным BF_3 .

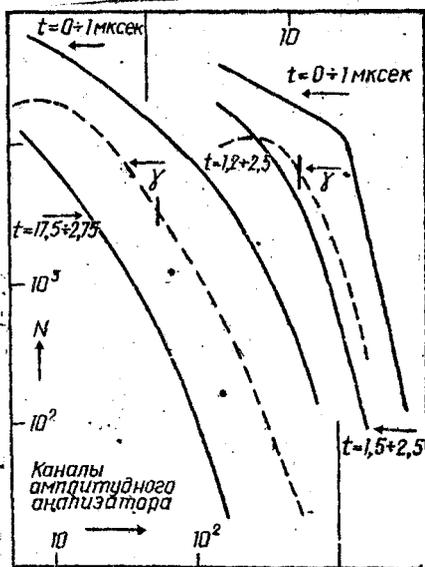


Рис.4. Амплитудные спектры импульсов в пропорциональных счетчиках с углекислотой (1 атм) от γ -источника и от атомов отдачи в рабочем канале спектрометра для разных интервалов времени замедления нейтронов в свинце.

$$E_n = \frac{183 \text{ кэв}}{(t, \text{мксек} + 0,3)^2}$$

На рис.4 представлены амплитудные спектры импульсов в двух других пропорциональных счетчиках с чистой углекислотой. Вертикальные черточки, пересекающие спектры импульсов от γ -источника, обозначают средние значения амплитуд. Слева эта черточка соответствует ионизационным потерям 1,7, справа - 1,3 кэв. Эти потери определялись в предположении, что все электроны релятивистские.

Учет нерелятивистских электронов изменит данные оценки в большую сторону. Различие в спектрах импульсов атомов отдачи в указанных счетчиках, по-видимому, связано с наличием различных неконтролируемых примесей в газах этих счетчиков (менее $10^{-3}\%$).

Л и т е р а т у р а

Бергман А.А., Исаков А.И., Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. - Труды ФИАН, т.24, 1964.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ЯДРА

А.С.Давыдов

(Институт теоретической физики АН УССР)

Дается обзор теоретических работ, в которых исследуются свойства ядер на основе данных о нуклон- нуклонных взаимодействиях.

The review of the theoretical articles is given in which are investigated the properties of atomic nuclei on the base of the dates about nucleon- nucleon interactions.

Общая задача теоретической ядерной физики заключается в том, чтобы создать целостную картину ядерных явлений, позволяющую на основании некоторых экспериментальных данных предсказывать другие экспериментальные данные и связывать одни явления с другими.

Современные теории структуры ядра принято подразделять на два типа: феноменологические теории и так называемые микроскопические теории. В феноменологических теориях каждому ядру приписывается некоторое число параметров, характеризующих определенные свойства ядра. Теория позволяет с помощью этих параметров предсказывать другие явления, в которых участвует это ядро. В настоящее время наиболее хорошо развита феноменологическая теория коллективных возбужденных состояний четно-четных ядер. Работы по созданию этой теории были начаты Бором и Моттельсоном в Дании (1952), а затем были продолжены Филипповым, мной и рядом других физиков Советского Союза и за рубежом [1]. Эти теории позволили по экспериментальным данным о энергиях первых возбужденных состояний ядер определить энергии других возбужденных состояний и вычислить вероятности переходов между ними. До работ Бора и Моттельсона при исследовании электри-

ческих квадрупольных моментов ядер отмечалось, что ядра, по-видимому, не имеют сферической формы. Однако только после развития феноменологической теории коллективных возбужденных состояний ядер удалось твердо установить, что большинство ядер не обладают сферической симметрией.

В дальнейшем было выяснено, что наряду с отклонением от сферической симметрии, при которой форма ядра изображается эллипсоидом вращения, надо учитывать неаксиальность ядер. Далее, кроме параметров, характеризующих форму ядра в основном состоянии, потребовалось вводить еще два параметра, определяющих деформируемость этих ядер по отношению к двум типам колебаний поверхности ядра.

Если ядро обладает формой, близкой к аксиальной симметрии, то можно рассматривать колебания, которые сохраняют эту ось. Эти колебания получили название β -колебаний. Вторым типом поверхностных колебаний ядер являются поперечные колебания, которые нарушают аксиальную симметрию и называются γ -колебаниями. В аксиально-симметричном ядре равновесное значение параметра γ равно нулю, в неаксиальных ядрах оно отлично от нуля. Выяснилось, что многие явления существенно связаны не только с равновесными значениями параметров, определяющих форму ядра, но и со средними квадратичными отклонениями от этих средних, а также с величинами, характеризующими упругость ядер по отношению к указанным выше деформациям.

Феноменологическая теория ядер наиболее полно позволила определить значения всех этих параметров из анализа экспериментальных данных, относящихся к каждому ядру. Определив значения этих параметров, можно предсказать структуру энергетического спектра многих коллективных возбужденных состояний и вероятности переходов между ними.

При теоретическом вычислении вероятностей переходов между возбужденными состояниями обычно предполагалось, что заряд распределен равномерно по всему ядру. Это весьма существенное предположение в настоящее время оспаривается. Но оно, на наш взгляд, является наиболее простым и пока единственно возможным, поскольку мы не имеем количественных данных о распределении заряда в ядрах. Несмотря на грубость предположения о равномерном распределении

заряд в ядре, теория приводила к сравнительно хорошему согласию с экспериментом при анализе вероятностей переходов между первыми возбужденными уровнями. Возможно, такой успех связан с тем, что экспериментальные данные по вероятности переходов обладают малой точностью; примерно 30 - 40%. Когда улучшатся данные о вероятностях переходов, то, по-видимому, потребуется учет и того, что заряд в ядре распределен неравномерно.

Строгой микроскопической теории атомных ядер еще нет. Все теории в какой-то степени являются феноменологическими. Мы относим к "микроскопическим" теориям также теории, в которых целая группа ядер описывается набором сравнительно большого числа параметров, которые также берутся из экспериментов. Эти теории в настоящее время сравнительно широко используются при качественной, а в некоторых случаях и при количественной интерпретации экспериментальных данных.

Рассмотрим последние работы в области структуры ядра, в которых делается попытка определить свойства ядер на основе данных о парных нуклонных потенциалах. Это, по-видимому, наиболее микроскопический подход из всех известных, потому что другие "микроскопические" подходы опираются на представления об оболочечной структуре с учетом так называемого остаточного взаимодействия между нуклонами. Введение остаточного взаимодействия нельзя провести однозначно. Поэтому обычно ограничиваются рассмотрением простейших феноменологических потенциалов.

С точки зрения теории, конечно, наиболее интересно вывести свойства ядер, исходя из представления о парном взаимодействии непосредственно между нуклонами. Эта задача, как известно, является одной из центральных задач теоретической ядерной физики. В последние годы наметились некоторые успехи в ее решении. Трудности здесь встречаются двойные: первая - ядро состоит из сравнительно большого числа частиц (порядка десятков и сотен), однако это число не столь велико, как в твердом теле. В твердом теле число частиц исключительно велико, и это облегчает решение задачи. Математические трудности, которые встречаются при теоретическом исследовании свойств систем, состоящих из десятков взаимодействующих частиц, казались непреодолимыми некоторое время назад. Даже в классической физике задача о движении трех

сильно взаимодействующих частиц казалась почти неразрешимой. Вторая трудность, пожалуй, более принципиальная с физической точки зрения, заключается в плохом знании всех свойств ядерных сил. Известно, что ядерные силы обладают малым радиусом, и для объяснения взаимодействия нуклонов с малыми относительными энергиями движения было достаточно рассматривать потенциальное взаимодействие, описываемое некоторой двухпараметрической кривой. Подбором значений двух параметров можно было хорошо согласовать данные теории с экспериментом, не заботясь о конкретном виде зависимости потенциала от радиуса, важно было только, чтобы этот потенциал был короткодействующим. Известно, что в области нейтронов малых энергий, когда, например, исследуются колебания атомов твердого тела путем изучения рассеяния нейтронов — это представление сыграло исключительно большую роль. Оно оказалось весьма плодотворным и в области ядерной физики малых энергий и совершенно неудовлетворительным при рассмотрении взаимодействия нуклонов, входящих в состав ядра.

При теоретическом исследовании рассеяния нейтронов на протонах и протонов на протонах, движущихся с энергиями относительного движения, превышающими 2 — 5 Мэв, необходимо знать более детально зависимость потенциальной энергии от взаимного рассеяния взаимодействующих частиц. Были предложены так называемые реалистические потенциалы, которые позволяли сравнительно хорошо описывать процессы рассеяния в интервале энергий от нуля до 300—400 Мэв. Однако, когда методы расчета квантовых систем сильно взаимодействующих частиц были развиты так, что им в какой-то степени можно было доверять, выяснилось, что реалистические парные потенциалы не объясняют основных свойств ядер. Оказалось, что свойства ядер существенно зависят от ряда деталей потенциала взаимодействия, проявляющихся в области энергий, характерных для энергий, с которыми движутся нуклоны в ядре, т.е. в области 30 — 50 Мэв. В этой области энергий мы плохо знаем свойства ядерных сил для нечетных состояний относительно движения нуклонов. Сведения, полученные из данных о рассеянии нуклонов, оказываются недостаточными для того, чтобы полностью выявить эти свойства.

Наиболее строго проведены расчеты при рассмотрении систем, состоящих из трех частиц. Для описания состояния системы

трех нуклонов Фаддеевым [2] были предложены точные интегральные уравнения. Численное решение этих уравнений методом Гильберта - Шмидта было получено Харченко и некоторыми другими сотрудниками отдела Ситенко в Институте теоретической физики АН УССР.

В основном состоянии системы трех нуклонов участвуют только четные моменты относительного движения, поэтому в этих состояниях проявляются только "четные силы". Однако для согласования результатов теории с экспериментом недостаточно использовать двухпараметрические потенциалы притяжения. Необходимо ввести сильное отталкивание на малых расстояниях. При этом детальная зависимость сил отталкивания от взаимного расстояния нуклонов оказалась несущественной. Свойства системы трех нуклонов слабо зависят от деталей потенциала отталкивания на малых расстояниях. Применяя уравнения Фаддеева мы получили весьма точные результаты при исследовании систем, состоящих из трех нуклонов. Имеется надежда, что эти уравнения окажутся полезными и при расчете свойств систем, состоящих из четырех нуклонов.

При увеличении числа нуклонов в системе метод интегральных уравнений приводит, по-видимому, к непреодолимым трудностям, поэтому представляют интерес другие методы, предложенные в последнее время, которые позволяют рассмотреть свойства систем, состоящих из большого числа нуклонов. К этим методам относится "метод гармонических полиномов", или метод К-гармонии, развитый Симоновым, Бадаляном, Базем [3 - 5] и их сотрудниками в Институте экспериментальной и теоретической физики и в Институте атомной энергии в Москве, и вариационный метод, развитый Филипповым, Степенко и Максименко [6 - 8] в Институте теоретической физики в Киеве.

Оба метода приводят почти к одинаковым результатам. Их применение показало, что для описания свойств основных состояний ядер с числом частиц, превышающем четыре, необходимо вводить силы отталкивания между нуклонами в нечетных состояниях их относительного движения. Такие силы должны проявляться уже на расстояниях, равных средним расстояниям между нуклонами в ядрах. Известно, что эти расстояния в несколько раз превышают радиус самих нуклонов, поэтому объем, приходящийся на один нуклон в ядре, примерно в пять - восемь раз превышает объем нуклона.

В некотором смысле ядерное вещество, несмотря на большую

плотность и большие силы взаимодействия между нуклонами, представляет собой газоподобную систему. Эту особенность ядерного вещества нельзя описать введением отталкивания только на малых расстояниях, равных радиусу нуклона. Известно, что такие силы сравнительно хорошо описывают взаимодействие между нуклонами при больших энергиях, когда основное взаимодействие проявляется при малых расстояниях. Однако расчеты показывают, что эти силы не обеспечивают нормальной плотности нуклонов внутри тяжелых ядер. Уже в ядрах O^{16} и Ca^{40} эти силы приводят к "стягиванию" ядерного вещества до полного соприкосновения нуклонов между собой. Рассчитанный объем ядер оказывается очень малым, а энергия связи значительно превышает экспериментальное значение. Этот вывод противоречит хорошо известным расчетам плотности бесконечного ядерного вещества, проведенным Бракнером, Бете и др. [9]. Указанные выше расчеты Бракнера и других носят вариационный характер. Используемые ими пробные волновые функции, по-видимому, не обеспечивают абсолютного минимума энергии системы. Кроме того, для согласования расчетной плотности нуклонов с экспериментально наблюдаемой вводилась эффективная масса нуклонов, меньшая массы свободных нуклонов. Это произвольное допущение увеличило роль кинетической энергии нуклонов и, следовательно, уменьшило их плотность в нужную сторону. В связи с этим было сделано утверждение, что силами отталкивания в нечетных состояниях можно пренебречь. Возможно, введение эффективной массы нуклонов при исследовании плотности бесконечного ядерного вещества некоторым образом учитывает силы отталкивания большого радиуса в нечетных состояниях, которые приходится вводить для объяснения плотности и энергии связи в ядрах конечного радиуса.

Таким образом, расчеты плотности нуклонов и энергии связи в ядрах O^{16} , Ca^{40} и других поставили вопрос о величине и радиальной зависимости сил отталкивания между нуклонами в нечетных состояниях их относительного движения.

В настоящее время, по-видимому, еще нельзя получить надежные сведения об этих силах из данных о рассеянии нуклонов на нуклонах. При исследовании рассеяния нуклонов на нуклонах

определяются фазы рассеяния, характеризующие вероятность рассеяния под разными углами. Нечетным состояниям соответствуют p -фазы рассеяния, величина которых пропорциональна энергии относительного движения в степени $3/2$. Поэтому при энергиях, меньших 30 - 50 Мэв, эти фазы составляют малую долю s -фаз, определяющих главную часть сечения рассеяния. В связи с этим трудно выделить с достаточной степенью надежности вклад в рассеяние от p -фаз. Но даже если бы можно было это сделать, необходимо было бы по значениям p -фаз восстановить потенциальную энергию соответствующего взаимодействия между нуклонами. Эта так называемая обратная задача теории рассеяния не имеет еще однозначного решения для p -состояния. Следует, правда, отметить, что в последние годы Марченко [10] внес значительный вклад в решение обратной задачи для s -состояний.

В связи с вышесказанным в теоретических расчетах овойскт основных состояний сложных ядер на основе данных о силах взаимодействия между нуклонами приходится вводить феноменологические потенциалы взаимодействия. В расчетах Филиппова и его сотрудников [8] использовались четыре потенциала: два - притяжения в четных состояниях (синглетный $V_{13}(r)$ и триплетный $V_{31}(r)$ по спине) и два - отталкивания (синглетный $V_{11}(r)$ и триплетный $V_{33}(r)$ (по спине). Их радиальная зависимость выбиралась в форме гауссовой кривой. Предполагалось, что потенциалы притяжения и отталкивания связаны соотношениями

$$3V_{33}(r) = -V_{31}(r), \quad V_{11}(r) = -3 \cdot V_{13}(r),$$

которые следуют из мезонной теории ядерных сил для случая периферических столкновений (обмен одним мезоном). Таким образом, в использованные потенциалы взаимодействия входили только четыре свободных параметра.

С помощью вариационного метода с правильным учетом симметрии волновых функций (принцип Паули) были вычислены размеры, форма и энергии связи ряда ядер. Результаты расчетов

проведены Степенко и Филипповым [8]. Ядро He^4 является сферически симметричным. Форма ядра He^6 изображается вытянутым, а ядра He^8 сплюснутым эллипсоидами вращения. Ядро He^{10} согласно расчетам не имеет связанного состояния. Форма ядер Be^8, Be^{12} и Be^{14} соответствует вытянутым эллипсоидам вращения. Ядро Be^{10} не должно иметь аксиальной симметрии (трехосный эллипсоид). Ядро Be^{16} не имеет связанного состояния. Форма ядер $C^{12}, C^{14}, C^{20}, C^{24}$ соответствует сплюснутому эллипсоиду вращения. Форма ядер C^{16}, C^{18} и C^{22} изображается трехосными эллипсоидами.

Ядра He^8, Be^{14} и C^{24} лежат на границе устойчивости нейтронноизбыточных ядер. Эти предсказания теории, по-видимому, согласуются с экспериментальными данными. Согласно расчету границы устойчивости по всей периодической системе, выполненного в работе [9], системы нуклонов с числом протонов и нейтронов, попадающих в заштрихованную область, могут иметь связанные состояния. Незамкнутая ломаная кривая на рис. 2 указывает границу устойчивости ядер, вычисленную Немировским [11] на основе полумпирических данных о изменении энергии присоединения отдельных протонов и нейтронов к ядрам в зависимости от числа протонов и нейтронов. Здесь следует подчеркнуть, что в расчетах Филиппова и Степенко использованы только четыре параметра.

В расчетах Степенко и Филиппова [8] получен и другой важный результат о распределении протонов и нейтронов внутри ядра. Раннее считалось, что, несмотря на то, что число нейтронов в ядре обычно превышает число протонов, они распределяются равномерно по объему ядра. Согласно же расчетам [8] нейтроны располагаются преимущественно на поверхности ядра, так что средний квадратичский радиус области, заполненной нейтронами, превышает средний квадратичский радиус области, заполненной протонами. В таблице приведены результаты расчета [8] для некоторых ядер.

Следует отметить, что несколько лет тому назад Афанасьев в Харькове при анализе данных о рассеянии быстрых электронов ядрами пришел к заключению, что поверхность ядра обогащена нейтронами. Если в дальнейшем эти выводы теории и эксперимента подтвердятся, то возникнет необходимость о пересмотре расчетов вероятностей излучения гамма-квантов при изменении вращательных состоя-

ний ядер. Расчеты обычно базировались на представлениях о равномерном распределении протонов по всему объему ядра.

Средний квадратичный радиус	Ядро			
	He ⁸	Be ¹⁴	C ²⁴	O ²⁸
нейтронов $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx \frac{R}{2} \approx \frac{R}{2}$	2,8	3,4	4,4	3,9
протонов $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx \frac{R}{2} \approx \frac{R}{2}$	2,1	3,0	3,8	3,2

Как мной уже отмечалось ранее, теоретические расчеты размеров и формы ядер базируются на предположении, что между нуклонами ядра, наряду с силами притяжения в четных состояниях, действуют силы отталкивания в нечетных состояниях и их влияние сказывается на расстояниях, в несколько раз превышающих радиус нуклонов. Имеется надежда, что можно выбрать такую радиальную зависимость этих сил, которая не противоречила бы данным о рассеянии нуклонов при больших энергиях, когда главную роль играют малые расстояния между ними. Не исключено, однако, что само представление о том, что можно описать свойства ядер на основании только данных о парном взаимодействии между нуклонами, окажется несостоятельным. Возможно, в ядре существенную роль играют и многочастичные силы, т.е. интенсивность взаимодействия между двумя нуклонами может зависеть от наличия других нуклонов. Тогда принципиально, используя данные о парном взаимодействии, нельзя описать свойства ядра. Выяснение этого вопроса является, как мне кажется, одной из центральных задач, стоящих в ближайшие годы перед теорией и экспериментом. Для решения данного вопроса необходимо дальнейшее развитие более точных методов расчета квантовых систем с сильным взаимодействием.

Ранее уже вводились многочастичные силы для объяснения некоторых свойств ядер, но было неясно, нужно ли их вводить или нет, потому что метод расчета был недостаточно строг. Не исключалась возможность того, что в случае правильного выбора пар-

ных потенциалов и при строгом расчете получится нужный результат

Известно, что характер взаимодействия между атомами зависит от числа взаимодействующих атомов. Например, два атома водорода с противоположными спинами притягиваются друг к другу, однако это притяжение заменяется отталкиванием, если вблизи одного из них находится третий атом водорода.

Взаимодействие между атомами и молекулами — следствие простых монотонно изменяющихся кулоновских сил между их электронами и ядрами. Суммарный эффект этих простых сил проявляется в виде сложной потенциальной кривой, которая на больших расстояниях отображает ван дер Ваальсово притяжение, переходящее при уменьшении расстояния в более сильное притяжение (химические силы), а затем в экспоненциально возрастающее отталкивание. В настоящее время установлено, что нуклоны имеют внутреннюю структуру. Поэтому не исключено, что ядерное взаимодействие между нуклонами является также сложным проявлением / более простых, но пока еще неизвестных взаимодействий.

Л и т е р а т у р а

1. Давыдов А.С. — Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, М., 1967.
2. Фаддеев Л.Д. — ЖЭТФ, 39, 1960, 1459.
3. Бадалян А.М., Симонов Ю.А. — ЯФ, 1966, 3, 1132.
4. Симонов Ю.А. — ЯФ, 1966, 3, 630.
5. Базь А.И., Жуков М.В. — ЯФ, 1970, 11, 779.
6. Филиппов Г.Ф. — В кн.: Элементарные частицы и атомные ядра (в печати), 1971.
7. Филиппов Г.Ф. — УФЖ, 1969, 14, 4.
8. Филиппов Г.Ф., Стещенко А.И. — УФЖ, 1970, 15, 626, Препринт ИТФ-70-83Е, К., 1970; ЯФ, 1971, 14.
9. Bethe H.A. — Phys. Rev., 1956, 102, 1353.
10. Агранович Э.С., Марченко А.В. Обратная задача теории рассеяния, Изд-во ХГУ, 1960.
11. Немировский П.Э. — ЖЭТФ, 1959, 36, 889.

ДИФРАКЦИОННЫЕ ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

А.Г.Ситенко

(Институт теоретической физики АН УССР)

Экспериментальные данные по рассеянию адронов на нуклонах указывают, что взаимодействие между адронами и нуклонами в области высоких энергий носит дифракционный характер. Поэтому рассеяние адронов на ядрах при высоких энергиях можно описывать по аналогии с оптической дифракцией, т.е. рассматривать как многократное дифракционное рассеяние на отдельных нуклонах. Дифракционный подход позволяет амплитуду взаимодействия адрона с ядром выразить через амплитуды рассеяния на отдельных нуклонах и формфакторы, зависящие от структуры ядра. Дифракционная теория хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными по рассеянию пионов и нуклонов на дейтронах и других легких ядрах и в настоящее время может служить основой для извлечения информации о структуре ядер и характере адрон-нуклонного взаимодействия из экспериментальных данных по взаимодействию адронов с ядрами.

Experimental data on the hadron-nucleon scattering show that the hadron-nucleon interaction has a diffraction nature. Therefore the scattering of hadrons by nuclei at high energies can be described by analogy to an optical diffraction, i.e. it can be considered as a multifold diffraction scattering by separate nucleons. Diffraction approach allows the hadron-nuclear interaction amplitude to be expressed through the amplitude of scattering by separate nucleons and the form factors depending of the nuclear structure. Diffraction theory is in a good agreement with numerous experimental data on the scattering of pions and nucleons by deuterons and other light nuclei and at present can serve as a basis for extracting information about the nuclear structure and hadron-nucleon interaction from experimental data on the hadron-nuclear interaction.

Взаимодействие между частицами при достаточно высоких энергиях носит дифракционный характер. Дифракционные явления наблюдаются, если длина волны относительного движения сталкивающихся частиц мала по сравнению с характерными размерами области, в которой проявляется взаимодействие. Дифференциальное сечение рассеяния в этом случае характеризуется резко выраженным максимумом при малых углах, ширина которого определяется величиной отношений длины волны к размерам области взаимодействия. Такой характер рассеяния совершенно не зависит от детальной природы взаимодействия, которое должно характеризоваться только конечным радиусом, и является прямым следствием волновой природы сталкивающихся частиц. Дифракционная природа столкновений частиц при высоких энергиях позволяет использовать для описания этих столкновений метод, основанный на аналогии с оптическим принципом Гюйгенса [1].

Дифракционное описание ядерных столкновений. Обозначим волновое число относительного движения частиц через k , а характеристический радиус области взаимодействия — через R . Тогда условие применимости дифракционного описания можно записать в виде

$$kR \gg 1. \quad (1)$$

При выполнении такого условия вклад в процесс рассеяния вносит большое число парциальных волн. Поэтому в выражении для амплитуды рассеяния можно перейти от суммирования по орбитальным моментам к интегрированию по прицельному параметру. Поскольку при выполнении условия (1) рассеяние происходит в области малых углов ($\nu \ll 1$), то амплитуду рассеяния можно представить в виде двумерного интеграла

$$f(q) = i \frac{k}{2\pi} \int d\rho e^{iq\rho} \omega(\rho), \quad (2)$$

где ρ — радиус-вектор, отсчитываемый от центра рассеивающей системы в плоскости, которая проходит через центр и перпендикулярна импульсу падающей частицы k ($q = k - k'$ — изменение импульса при рассеянии $q \approx k \nu$). Взамен фаз рассеяния в уравнение (2) введена величина

$$\omega(\rho) = 1 - e^{2i\delta(\rho)}, \quad (3)$$

которая полностью характеризует рассеивающие свойства системы. Величина $\omega(\rho)$ представляет собой двухчастичную амплитуду рассеяния в ρ -представлении. Величины $f(q)$ и $\omega(\rho)$ связаны между собой двумерным преобразованием Фурье

$$\omega(\rho) = \frac{1}{2\pi i k} \int dq e^{iq\rho} f(q). \quad (4)$$

Выражение для амплитуды рассеяния (2) совпадает с оптической формулой, описывающей дифракцию Фраунгофера, и соответствует случаю, когда расстояния D от источника до рассеивающей системы и от рассеивающей системы до детектора велики по сравнению с характерными размерами системы

$$D \gg R,$$

и, кроме того, выполняется условие

$$kR \frac{R}{D} \ll 1. \quad (5)$$

Дифракционный характер взаимодействия ярко проявляется при рассеянии нейтронов, протонов, α -частиц и других частиц с энергиями в несколько десятков мегаэлектрон-вольт на средних и тяжелых ядрах, а также при рассеянии адронов (π -мезонов, нуклонов и т.д.) друг на друге и на легких ядрах при энергиях в несколько

Гэв. В случае рассеяния нуклона на тяжелом ядре величину R можно считать равной радиусу ядра $R = R_0 A^{1/3}$, где $R_0 = 1,2 \times 10^{-13}$ см и A - массовое число (величиной радиуса нуклона можно пренебречь по сравнению с величиной радиуса ядра). Поэтому

$$kR \approx A^{1/3} (E/10)^{1/2},$$

где E - энергия падающего нуклона в лабораторной системе координат, выраженная в мегаэлектрон-вольт. Очевидно, условие применимости дифракционного описания (1) будет хорошо выполнено при энергиях нуклонов в несколько десятков мегаэлектрон-вольт или больше. Величину D можно считать равной ≈ 10 см или больше. Легко видеть, что условие (5) хорошо выполняется, т.е. имеется дифракция Фраунгофера.

Дифракционное рассеяние нейтронов ядрами. Впервые на дифракционный механизм рассеяния нейтронов ядрами было указано в работе Бете и Плачека [2]. В предположении, что ядро является абсолютно поглощающим по отношению к нейтронной волне, они смогли объяснить наблюдаемую угловую зависимость при рассеянии нейтронов с энергией 14 Мэв на ядрах Pb .

В случае абсолютно поглощающего ядра дифракционные ядерные явления можно рассмотреть по аналогии с дифракцией света при наличии черного тела, имеющего форму и размеры ядра. Ядро можно рассматривать как черное поглощающее тело, если длина свободного пробега частицы в ядерном веществе мала по сравнению с размерами ядра. Наиболее сильное поглощение нейтронов ядрами соответствует энергии, примерно равной 15 Мэв. Уменьшение коэффициента поглощения при меньших энергиях связано с влиянием принципа Паули, которому подчиняются нуклоны; уменьшение при больших энергиях обусловлено ослаблением нуклон-нуклонного взаимодействия с ростом энергии. Оценки показывают, что в области энергий падающих нуклонов от 10 до 100 Мэв ядро приблизительно можно рассматривать как черное тело по отношению к нуклонной волне.

Рассмотрим детальнее картину дифракции при рассеянии незаряженной точечной частицы поглощающим сферическим ядром. Наличие абсолютно черного ядра приводит к тому, что все частицы, падающие с предельными параметрами ρ , которые меньше радиуса ядра R , полностью поглощаются (удаляются из падающего потока), а частицы с предельными параметрами ρ , которые больше радиуса ядра R , пролетают без взаимодействия. Это означает, что мнимая часть фазы рассеяния в случае поглощающего ядра равна бесконечности при $\rho < R$, а при $\rho > R$ фаза рассеяния полностью обращается в нуль. Следовательно, в случае черного ядра функция (3) принимает вид прямоугольной ступеньки

$$\omega(\rho) = \begin{cases} 1, & \rho < R \\ 0, & \rho > R. \end{cases} \quad (6)$$

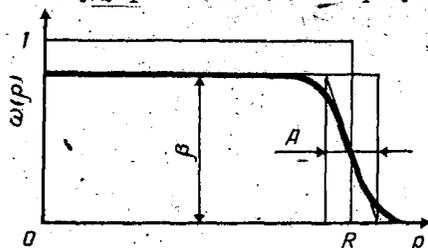
Подставляя это выражение в (2), нетрудно найти амплитуду упругого рассеяния в случае черного ядра

$$f(\nu) = iR \frac{J_1(kR\nu)}{\nu}. \quad (7)$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния определяется квадратом модуля амплитуды. В случае дифракционного рассеяния (7) сечение характеризуется резкой асимметрией, частицы рассеиваются преимущественно вперед. Эффективный угол рассеяния по порядку величины равен λ/R . При больших углах имеются вторичные максимумы, отличающиеся, однако, значительно меньшей интенсивностью, чем главный максимум (величина максимумов сечения убывает обратно пропорционально кубу угла рассеяния). Отметим, что сам факт наличия дифракционного рассеяния является прямым следствием поглощения частиц. Полное сечение рассеяния так же, как и сечение поглощения, в случае дифракции на черном ядре непосредственно равно площади геометрического сечения ядра. Экспериментальные данные по взаимодействию нейтронов с ядрами действительно указывают на постоянство полных сечений упругого рассеяния и поглощения с изменением энергии нейтронов.

С увеличением энергии падающей частицы длина свободного пробега в ядерном веществе может оказаться сравнимой с размерами ядра, в этом случае последнее уже нельзя считать абсолютно черным телом, а необходимо рассматривать как полупрозрачное тело. В случае взаимодействия нейтронов с легкими ядрами ($A \approx 40$)

прозрачность ядер начинает сказываться при энергиях ≈ 50 Мэв, в случае взаимодействия с тяжелыми ядрами ($A \approx 240$) - при энергиях ≈ 100 Мэв. При рассмотрении рассеяния нейтронов полупрозрачными ядрами необходимо учитывать не только поглощение, но и преломление нуклонной волны в ядерном веществе, иными словами ядерному веществу следует приписать определенные оптические свойства (показатель преломления и коэффициент поглощения). Оптическая модель полупрозрачного ядра, описывающая рассеяние нейтронов в области высоких энергий ядрами, была предложена Фернбахом, Сербером и Тейлором [3]. Поскольку плотность нуклонов в ядре уменьшается от центра к периферии ядра, то коэффициент поглощения также будет зависеть от расстояния до центра ядра. Особенно существенен учет изменения коэффициента поглощения в поверхностном слое ядра. Учет диффузности границы ядра приводит к размытию края ступеньчатообразной функции $\omega(\rho)$, входящей в амплитуду рассеяния (2). На рисунке схематически по-



казано, в каком виде следует выбирать функцию $\omega(\rho)$, чтобы учесть прозрачность ядра, а также диффузность его границы (параметр $\beta < 1$ характеризует прозрачность ядра, а параметр Δ - диффузность его границы). Можно показать, что главный максимум в угловом распределении дифракционного рассеяния не зависит от диффузности границы ядра, в то время как вторичная структура углового распределения (вне первого дифракционного максимума) существенно зависит от характера диффузности границы ядра.

В случае рассеяния заряженных частиц (протонов или α -частиц) ядрами необходимо учитывать также взаимодействие частицы с кулоновским полем ядра. Учет кулоновского взаимодействия приводит к усложнению дифракционной картины. Теория дифракционного рассеяния заряженных частиц ядрами была развита Ахизером и Померанчуком [4] в предположении, что ядра являются абсолютно поглощающими и имеют резкую границу.

Неупругое дифракционное рассеяние, сопровождающееся возбуждением вращательных уровней ядер. В случае рассеяния быстрых частиц на несферических ядрах, помимо упругого рассеяния, возможно также рассеяние, сопровождающееся возбуждением ядер. Если несферическое ядро имеет форму эллипсоида вращения и равный нулю спин, то в качестве волновых функций, описывающих вращение такого ядра, можно взять сферические функции $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$, зависящие от углов, определяющих ориентацию оси симметрии ядра. Указанным функциям отвечают вращательные уровни энергии ядра

$$E_l = \frac{I(l+1)}{2I},$$

где I — момент инерции ядра. Для четно-четных ядер такая модель удовлетворительно описывает возбужденные состояния при небольших энергиях возбуждения. Если энергия падающей частицы достаточно велика, то можно воспользоваться адиабатическим приближением и рассматривать рассеяние частицы на неподвижном ядре. Адиабатическое приближение применимо, если выполняется условие $kR \frac{E_c}{E} \ll 1$. При этом дифракционное рассеяние по-прежнему описывается амплитудой (2), в которой функцию $\omega(\rho)$ для абсолютно черного ядра следует считать равной единице в области тени ядра на плоскости, перпендикулярной волновому вектору падающей частицы, и равной нулю вне этой области. Очевидно, что площадь тени зависит от взаимной ориентации волнового вектора падающей частицы и оси симметрии ядра и, следовательно, от ориентации оси симметрии ядра будет зависеть и амплитуда $f(\nu, \vartheta, \varphi)$. В отличие от случая сферических ядер эта амплитуда описывает как упругое, так и неупругое дифракционное рассеяние. Если ядро до рассеяния находилось в основном состоянии, то амплитуда рассеяния, сопровождающегося возбуждением вращательного состояния ядра, будет определяться коэффициентом разложения амплитуды $f(\nu, \vartheta, \varphi)$ по сферическим функциям $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$, соответствующим вращательным состояниям ядра. Угловые распределения при неупругом рассеянии так же, как и при упругом имеют резко выраженную дифракционную структуру с рядом максимумов и

минимумов. Положение последних в угловом распределении зависит от конечного состояния ядра. Возбуждение вращательных состояний при рассеянии нейтронов на несферических ядрах было рассмотрено Дроздовым [5] и Инопиним [6].

Дифракционное взаимодействие дейтронов с ядрами. Специфическими особенностями характеризуется дифракционное рассеяние дейтронов ядрами. Дейтрон представляет собой сложную частицу, состоящую из связанных нейтрона и протона. Вследствие малости энергии связи дейтрона при взаимодействии дейтронов с ядрами, кроме упругого дифракционного рассеяния, возможно также дифракционное расщепление дейтрона, осуществляющееся вдали от ядра. Это расщепление, приводящее к освобождению нейтрона и протона, происходит при достаточно большом изменении импульса дейтрона, возникающем в результате дифракции дейтронной волны. Явление дифракционного расщепления при взаимодействии дейтронов с ядрами было теоретически предсказано Ахиезером и Ситенком [7, 8] и впоследствии обнаружено экспериментально [9]^x.

При взаимодействии дейтронов с ядрами, кроме процессов дифракционного рассеяния и расщепления и процесса полного поглощения, при котором обе частицы, входящие в состав дейтрона, захватываются ядром, возможны также процессы неполного поглощения — срыва, при которых только одна из частиц, первоначально входящих в состав дейтрона, захватывается ядром. На возможность процессов срыва при взаимодействии дейтронов с ядрами было указано в работе Сербера [12]. Экспериментальным подтверждением дифракционного механизма взаимодействия дейтронов с ядрами при высоких энергиях является наблюдаемый большой выход нейтронов и протонов, который обусловлен процессами срыва и дифракционного расщепления. Последовательная теория дифракционного взаимодействия дейтронов с ядрами развита в работах [8, 13-15].

Амплитуду дифракционного взаимодействия дейтрона с ядром можно получить по аналогии с уравнением (2). При этом, однако, необходимо учитывать как движение центра тяжести дейтрона, так и относительное движение нейтрона и протона в дейтроне. Посколь-

^x Возможность дифракционного расщепления дейтронов была указана Глаубером [10] и Фейнбергом [11].

ку дейтрон представляет собой слабо связанную систему, в которой нейтрон и протон значительную часть времени проводят вне области действия ядерных сил, можно предположить, что каждая из составляющих дейтрон частиц взаимодействует с полем ядра независимо. Это означает, что фазу рассеяния дейтрона ядром можно представить в виде суммы независимых фаз рассеяния нейтрона и протона. При этом функцию ω_d , которая определяет амплитуду рассеяния дейтрона ядром, можно выразить через функции ω_n и ω_p , которые определяют амплитуды рассеяния нейтрона и протона:

$$\omega_d = \omega_n + \omega_p - \omega_n \omega_p. \quad (8)$$

Функция ω_d зависит как от координат движения центра тяжести дейтрона, так и от относительных координат. Обозначив волновую функцию относительного движения частиц в дейтроне (основное состояние дейтрона) через φ_0 и волновую функцию относительного движения нейтрона и протона в конечном состоянии через φ_f , амплитуду дифракционного рассеяния дейтрона (в общем случае с изменением внутреннего состояния системы нейтрон - протон) можно записать в виде

$$F(q) = i \frac{k'}{2\pi} \int d\rho e^{i q \rho} \int d r \varphi_f^* (\omega_n + \omega_p - \omega_n \omega_p) \varphi_0, \quad (9)$$

где r - относительный радиус-вектор нейтрона и протона; ρ - радиус-вектор движения центра тяжести дейтрона и k' - импульс системы в конечном состоянии. При упругом рассеянии дейтрона в качестве волновой функции конечного состояния следует взять волновую функцию основного состояния дейтрона, при этом амплитуда рассеяния дейтрона на ядре представится в виде суммы амплитуд рассеяния нейтрона и протона на ядре, умноженных на форм-фактор, связанный с внутренней структурой дейтрона, и добавочной амплитуды, учитывающей эффект одновременного рассеяния нейтрона и протона на ядре

$$F_0(q) = \left\{ f_n(q) + f_p(q) \right\} s \left(\frac{1}{2}q \right) + \frac{i}{2\pi k} \int dq' f_n \left(\frac{q}{2} + q' \right) f_p \left(\frac{q}{2} - q' \right) \times s(q'), \quad (10)$$

$$\text{где } s(q) = \int dr e^{iqr} \rho_0^2(r). \quad (11)$$

Для абсолютно черного ядра амплитуды дифракционного рассеяния отдельных нуклонов чисто мнимые, поэтому добавочная амплитуда, учитывающая эффект одновременного рассеяния нейтрона и протона, имеет противоположный знак по сравнению с амплитудой, связанной с независимым рассеянием нейтрона и протона. Амплитуды рассеяния нейтрона и протона для черного ядра определяются выражением (7). Структурный форм-фактор дейтрона вследствие большой протяженности последнего имеет резкий максимум в области малых переданных импульсов q , поэтому два первых слагаемых в уравнении (10), соответствующих независимому рассеянию отдельных нуклонов, характеризуются резким максимумом при малых углах рассеяния. Добавочная амплитуда в (10), связанная с одновременным рассеянием нейтрона и протона, убывает с ростом угла значительно медленнее. Интегральное сечение упругого рассеяния дейтрона черным ядром в предположении, что размеры дейтрона значительно меньше размеров ядра, приближенно равно площади геометрического сечения ядра так же, как q для точечных частиц.

Если в качестве волновой функции конечного состояния в уравнении (9) выбрать волновую функцию относительного движения нейтрона и протона с положительной энергией, то амплитуда (9) будет описывать процесс дифракционного расщепления дейтрона. Квадрат модуля амплитуды будет определять угловое и энергетическое распределения частиц, освобождающихся в результате процесса расщепления. В случае черного ядра и при больших энергиях дейтронов освобождающиеся частицы будут вылетать в узком конусе углов в направлении вперед с энергиями, примерно равными половине энергии падающего дейтрона. В предположении, что размеры дейтрона значительно меньше размеров ядра, интегральное сечение дифракционного расщепления дейтрона

$$\sigma_d = \frac{\pi}{3} \left(21A^2 - \frac{1}{2} \right) R R_d, \quad (12)$$

где R_d и R - соответственно радиусы дейтрона и ядра. Формула (12) не учитывает эффект расщепления, обусловленный кулоновским полем ядра.

Сечения реакций срыва нейтрона и протона при взаимодействии дейтронов высоких энергий с ядрами по порядку величины совпадают с сечением дифракционного расщепления дейтрона и при выполнении условия $R_d \ll R$ равны

$$\sigma_n = \sigma_p = \frac{\pi}{2} R R_d. \quad (13)$$

Угловые и энергетические распределения частиц, освобождающихся при реакциях срыва, близки к распределениям частиц, освобождающихся при дифракционном расщеплении дейтрона. Сечение полного поглощения дейтрона так же, как и сечение дифракционного упругого рассеяния, приблизительно равно площади геометрического сечения ядра. Влияние внутренней структуры дейтрона и конечности радиуса действия ядерных сил на величины сечений различных дифракционных процессов рассмотрено в работах [16, 17].

Рассмотренные процессы дифракционного взаимодействия дейтронов с ядрами нетрудно обобщить и учесть эффекты, связанные с полупрозрачностью ядер и диффузностью границы ядер. Интегральные сечения упругого рассеяния, дифракционного расщепления и поглощения дейтронов монотонно убывают с увеличением прозрачности, а сечения срыва нейтрона или протона возрастают с ее увеличением. Диффузность границы ядер существенно сказывается на величине сечения дифракционного расщепления дейтронов, а именно: интегральное сечение дифракционного расщепления дейтрона сильно уменьшается с увеличением размытости границы ядра. Так, при диффузности границы ядра Δ , примерно равной величине радиуса дейтрона R_d , сечение дифракционного расщепления на порядок меньше, чем при $\Delta = 0$. Зависимость сечений взаимодействия дейтронов с ядрами от диффузности границы ядер приводит к оболочечным эффектам (немонотонной зависимости сечений от массового числа ядер) при взаимодействии дейтронов с ядрами. Поскольку сечение σ_d сильно уменьшается с увеличением диффузности, то вблизи ма-

гических значений A оно должно характеризоваться максимумами. Предсказанная теоретически в работе [18] немонотонная зависимость сечений взаимодействия дейтронов с ядрами от массового числа A в дальнейшем была обнаружена экспериментально [19, 20].

Дифракционные процессы рассеяния и расщепления могут наблюдаться также при столкновении других слабосвязанных легких ядер с ядрами. На возможность дифракционного расщепления легких ядер, имеющих кластерную структуру, и на необходимость учета дифракционных явлений при изучении взаимодействия с ядрами пучков легких ядер, ускоренных до больших энергий, было указано в работе [21]. Экспериментально явление расщепления слабо связанных легких ядер при взаимодействии с ядрами было обнаружено в работах [22, 23]. Наличие такого расщепления может рассматриваться как непосредственное подтверждение кластерной структуры соответствующих ядер. Детальная теория дифракционного взаимодействия слабосвязанных легких ядер, имеющих кластерную структуру, с ядрами дана в работе [24].

Общая теория ядерных реакций с участием сложных частиц в дифракционном приближении развита в работе [25]. При этом дифракционная структура в угловом распределении может быть объяснена в терминах интерференции между однократным, двукратным и т.д. рассеянием падающей частицы на отдельных нуклонах ядра. Установление дифракционного характера ядерного взаимодействия при высоких энергиях позволяет использовать указанные процессы для изучения структуры ядер [26, 27], а его учет позволяет также из данных по взаимодействию адронов высоких энергий с ядрами получать сведения о характере адрон-нуклонного взаимодействия.

Л и т е р а т у р а

1. Ахмезер А., Ситенко А. - УФЖ, 1958, 3, 16.
2. Bethe H., Placzek G. - Phys. Rev., 1940, 57, 1075 (A).
3. Fernbach S., Serber R., Taylor T. - Phys. Rev., 1949, 75, 1352.
4. Akhiezer A., Pomeranchuk I. - Journ. of Phys. (USSR), 1945, 9, 471.

5. Дроздов С. - ЖЭТФ, 1955, 28, 734.
6. Инопин Е. - ЖЭТФ, 1956, 30, 210.
7. Ахизер А., Ситенко А. - Уч.зап. Харьков.у-та, 1955, 64,9.
8. Akhiezer A., Sitenko A. - Phys. Rev., 1957, 106, 1236.
9. Udo F. - Rev. Mod. Phys., 1965, 37, 365.
10. Glauber R. - Phys. Rev., 1955, 99, 1515.
11. Фейнберг Е. - ЖЭТФ, 1945, 29, 115.
12. Serber R. - Phys. Rev., 1947, 72, 1008.
13. Ахизер А., Ситенко А. - ЖЭТФ, 1957, 33, 1040.
14. Ситенко А. - Успехи физических наук, 1959, 67, 377.
15. Sitenko A., Tartakovsky V. - Nucl. Phys., 1959, 13, 420.
16. Ситенко А., Бережной Ю., Евланов М. - Ядерная физика, 1966, 3, 521.
17. Ситенко А., Бережной Ю., Евланов М. - Укр. физ. журнал, 1968, 13, 807.
18. Ситенко А., Тартаковский В. - УФМ, 1961, 6, 12.
19. Nemets O. et al. Proc. Intern. Symposium on Nuclear Structure, Dubna, 1968.
20. Fink C. et al. - Phys. Rev., 1969, 185, 1568.
21. Ситенко А., Бережной Ю. - ЖЭТФ, 1958, 35, 1289.
22. Andersen C. Reactions between Complex Nuclei. John Wiley Sons. New York, 1960, p. 767.
23. Ollerhead B., Chasman C., Bromeley D. - Phys. Rev., 1964, 134, B74.
24. Ситенко А., Исмаилов Е., Тартаковский В. - Ядерная физика, 1967, 5, 573.
25. Ситенко А. - УФМ, 1959, 4, 152.
26. Glauber R. High Energy Physics and Nuclear Structure, ed. G. Alexander, NHPC. Amsterdam, 1967, p. 311.
27. Glauber R. High Energy Physics and Nuclear Structure, ed. S. Devons, Plenum Press. New York, 1970, p. 207.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Р а з д е л I. ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Струтинский В.М. Некоторые новые результаты в теории деления	3
Нефедов В.Н., Мельников А.К., Старостов Б.И. Задержанные нейтроны спонтанного деления ²⁵² Cf.	19
Бликов М.В., Казаринов Н.М., Крисюк И.Т. Анизотропная ипускания нейтронов и полная кинетическая энергия осколков деления ²⁵² Cf.	30
Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Петряк К.А., Плескачевский Л.А., Тютинги И.И. Зависимость числа нейтронов от энергии α -частиц при тройном делении ²⁵² Cf.	35
Бочагов Б.А., Граевский А.П., Куликов А.Г., Куприянова Л.Н. Нейтроны тройного деления ядер ²⁵² Cf.	39
Петряк К.А., Шлямин Э.А. Экспериментальные методы определения $\bar{\nu}$ (²⁵² Cf).	44
Воротников П.Е., Четы фазового перехода при делении тяжелых ядер	56
Гагроский Ю.П., Марков Б.Н., Надь Т., Харисов И.Ф. Исследование реакций радиационного захвата нейтронов, приводящих к спонтанно делящимся изомерам	64
Воротников П.Е., Отрощенко Г.А. Энергетическая зависимость выхода делящегося изомера в реакции ²³⁵ U+n.	69
Сергачев А.И., Тараско М.З., Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д. Влияние энергии возбуждения делящихся ядер на выходы и кинетические энергии осколков.	74

Коростылев В.А., Рязанов Д.К., Сафонов В.А. Тонкая структура в массовом распределении осколков деления	78
Николаев В.А. Измерения средних кинетических энергий осколков делящихся ядер R_{238} , R_{239} , R_{248}	85
Алхазов И.Д., Коваленко С.С., Кооточкин О.И., Малкин Л.З., Петржак К.А., Шпанов В.И. Мгновенные нейтроны и кинетическая энергия осколков спонтанного деления ^{244}Cm	90
Борухович Г.Э., Петров Г.А., Тетерев Э.Н., Пантелеев Ц., Рябов Ю.В., Тяп Сан Хак. Вариации множественности гамма-квантов при делении урана-235 резонансными нейтронами	97
Вальский Г.В., Плева Ю.С. Измерения поляризации гамма-лучей деления	101
Полюко Л.А., Петров Г.А., Кочубей Е.Ф., Звездкина Т.К. Рентгеновское излучение при тепловом делении урана-235	108
Воробьев А.А., Грачев В.Т., Залите Ю.К., Кондуров И.А., Никитин А.М., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н. Образование легких ядер в тройном делении изотопов урана тепловыми нейтронами	113
Максютенко Б.П. Генетическая связь излучения запаздывающих нейтронов и процесса деления	118
Максютенко Б.П. Запаздывающие нейтроны и физика деления	123

Р а з д е л II. СБОР И ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Абрамов А.И., Золотухин В.Г., Николаев М.Н. Оценка ядерных данных	128
Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании интегральных и дифференциальных измерений в проблеме ядерных данных для реакторов	139
Юрова Л.Н., Бушуев А.В. Интегральный эксперимент для получения ядерных данных	147
Васильев Р.Д., Толстикова В.А., Шевченко В.Ф. Стандартные нейтронные сечения для измерения плотности потока	158

Попов В.И. О деятельности Центра по ядерным данным . . .	163
Давлетшин А.Н., Толстиков В.А., Абрамов А.И. Оценка сечений радиационного захвата нейтронов торием-232 . . .	166
Абрамов А.И., Толстиков В.А. Пересценка сечений радиационного захвата быстрых нейтронов ураном-238 (март 1971 г.)	170
Лалетин Н.И. Чувствительность коэффициента использования тепловых нейтронов к вариациям макроскопических сечений	176
Труханов Г.Я. Влияние изменений в микроскопических сечениях на интегральные характеристики спектра тепловых нейтронов	181

Р а з д е л Ш. МЕТОДЫ НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Абросимов Н.К., Борухович Г.З., Каминкер Д.М., Куликов А.В., Михеев Г.Ф., Петров Г.А., Чернов Н.Н. Гатчинский нейтронный спектрометр на базе синхротрона ФТИ ("ГНЕИС")	188
Филиппова Т.И., Филиппов Н.В. Плазменный фокус как импульсный источник нейтронов реакций синтеза	194
Герасимов В.Ф., Лепников В.Ф., <u>Певзнер М.И.</u> , Черноплёков Н.А. Сильноточный ускоритель электронов для физических исследований	201
Язвицкий Ю.С. Импульсные реакторы с инжекторами ИБР-30 и ИБР-2 как источники для спектроскопии нейтронов в резонансной области энергий	209
Мурадян Г.В., <u>Певзнер М.И.</u> Применение псевдослучайного импульсного метода на импульсных источниках для исследования нейтронных сечений	215

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Рудяшин В.К., Шеняцкий В.А., Столяревский И.П., Трофимова Н.А. I. Использование двух детекторов для измерения полных сечений в тепловой области	232
--	-----

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ
 НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М
 ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

Вертебный В.П., Власов М.Ф., Зацерковский Р.А.,
 Игнатенко А.И., Кирилюк А.Л., Трофимова Н.А.,
 Федорова А.Ф.

II. Полные нейтронные сечения изотопов европия в диапа-
 зоне энергий 0,008 - 0,3 эв 239

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ
 НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ ВВР-М
 ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

Вертебный В.П., Гнидак Н.Л., Павленко Е.А., Рудиян В.К.

III. Определение полных сечений рассеяния медленных нейт-
 ронов на атомных ядрах 246

Вертебный В.П., Ворона П.Н., Колотый В.В., Нечитайло В.Л.,
 Пшеничный В.А., Халов В.Г., Яромленко Н.Я. Установ-
 ка для измерений энергетической зависимости пол-
 ных сечений радиоактивных ядер 255

Воротников П.Е., Вуколов В.А., Колтыпин Е.А., Молча-
 нов Ю.Д., Отрошенко Г.А., Яньков Г.Б. Импульсный
 электростатический ускоритель для нейтронных
 исследований 261

Калебин С.М., Руколайне Г.В., Артамонов В.С., Николь-
 ский С.Н., Пелевин Г.А., Кочерыгин Н.Г., Бела-
 нова Т.С., Бабич С.И. Импульсный пучок нейтронов,
 сформированный на реакторе СМ-2 прерывателем с
 синхронно вращающимися роторами, подвешенными в
 магнитном поле 267

Калебин С.М., Руколайне Г.В., Артамонов В.С., Николь-
 ский С.Н., Кочерыгин Н.Г., Пелевин Г.А. Нейтрон-
 ный прерыватель с тремя синхронно вращающимися
 роторами, подвешенными в магнитном поле 276

Доильница Е.Я., Ступак А.И. Детектор нейтронов для
 спектроскопических исследований 284

Бергман А.А., Маликжонов А. Аномальная ионизация, вызыва-
 емая атомами отдачи от нейтронов с $E_n > 20$ кэв в
 пропорциональных счетчиках 290

Р а з д е л IV. НЕКОТОРЫЕ АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ

Давидов А.С. Некоторые вопросы современной теории ядра	295
Ситенко А.Г. Дифракционные ядерные процессы	305

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть II

(Материалы Всесоюзного совещания.
Киев, 24-28 мая 1971 г.)

Печатается по постановлению ученого совета
Института ядерных исследований АН УССР

Редактор В.А.Носенко
Технический редактор А.А.Якубенко
Корректор Л.С.Опенько

БФ 00730. Зак. № 823. Изд. № 2311. Тираж 500. Формат бумаги
60 x 84 1/16. Печ. физ. листов 20,25. Уч.-изд. листов 16,32.
Условн. печ. листов 18,84. Подписано к печати 6.XII 1972 г.
Цена 98 коп.

Издательство "Наукова думка". Киев, Рецина, 3.
Киевская книжная типография № 5. Киев, Рецина, 4.

Цена 98 коп.

„наукова думка“ • КИЕВ • 1972