

NOTE: THESE IMAGES HAVE BEEN PRODUCED FROM MICROFICHE.
MICROFICHE NUMBER 1 IS MISSING AND HENCE THE DOCUMENT
IS NOT COMPLETE!

$0,065 \pm 0,005$. Этот результат можно также трактовать следующим образом. Дифференциальный спектр надтепловых нейтронов следует закону пропорциональности $E^{-(1-\alpha)}$, т.е. $E^{-0,935}$.

Наглядной характеристикой распределения нейтронов по энергии является отношение тепловой и надтепловой компонент поля нейтронов. В ходе исследования источника было определено кадмиевое отношение для I/v -детектора: $r_{Cd}^{I/v}$. Для этой цели использовали активационные детекторы из ванадия-51, трековые детекторы с ураном-235 и малогабаритный борный счетчик. В измерениях применяли кадмиевые экраны толщиной 1 мм. При расчете вводили поправку на резонансную активацию ванадия и на значения эффективной граничной энергии кадмия, различные для активационных детекторов и счетчика. Оцененное значение $r_{Cd}^{I/v}$ в полости составило 62 ± 1 .

Быструю компоненту поля нейтронов в источнике оценивали по результатам измерений с активационными детекторами из меди [реакция $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ с эффективным порогом приблизительно 12 Мэв] и трековыми детекторами с нептунием-237 [реакция (n,f) с порогом около 0,7 Мэв]. Был получен следующий результат. Плотность потока нейтронов с энергией больше приблизительно 0,7 Мэв составляет около 1% от плотности потока тепловых нейтронов.

Третью группу экспериментов с источником тепловых нейтронов составляли исследования поля тепловых нейтронов.

Для измерения эффективной температуры тепловых нейтронов применили интегральный метод с использованием реакции $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$ ход сечения которой в тепловой области сильно отличается от закона пропорциональности I/v , в сочетании с реакциями (n,γ) на изотопах ^{55}Mn и ^{63}Cu , сечения которых в тепловой области пропорциональны I/v .

Градуировку активационных детекторов для измерения эффективной температуры нейтронов проводили в отдельном эксперименте на тепловой колонне тяжеловодного реактора Института теоретической и экспериментальной физики. Для спектра тепловых нейтронов в колонне принимали максвелловское распределение нейтронов с температурой, равной температуре замедлителя.

Согласно результату измерения эффективная температура

тепловых нейтронов в полости источника превышает температуру сборки на $30 \pm 5^\circ\text{C}$. Полученный результат хорошо согласуется с оценкой эффективной температуры, сделанной исходя из значения $\tau_{Cd}^{1/v} = 62$. Этому $\tau_{Cd}^{1/v}$ соответствует $\varphi_{nt}/\varphi_T = 0,037$ и $T_n - T_0 = 35^\circ\text{C}$.

Абсолютное значение плотности потока тепловых нейтронов в полости определяли по активации образцов из золота-197 и марганца-55 методом кадмевой разности по формуле

$$\varphi_T = (R_0 / \sigma_a q G_T) (1 - 1/\tau_{Cd} F_{Cd}), \quad (3)$$

где φ_T — эффективная плотность потока тепловых нейтронов, определяемая как произведение плотности нейтронов с энергией выше эффективной границы кадмия на скорость нейтронов 2200 м/сек; R_0 — активационный интеграл реакции для открытого образца; σ_a — сечение реакции активации при скорости нейтронов 2200 м/сек, q — параметр Весткотта; G_T — поправочный коэффициент, учитывающий эффекты самоэкранирования, красевой и возмущение потока нейтронов; F_{Cd} — кадмиевое отношение для образца; F_{Cd} — коэффициент, учитывающий поглощение надтепловых нейтронов в кадмии.

Активационные детекторы изготавливали из металлического золота и окиси марганца. Детекторы имели диаметр 10 мм и толщину по золоту 22 и 43 мг/см² и по марганцу 51 и 82 мг/см².

Кадмевые экраны имели форму плоского цилиндра с толщиной стенки 1 мм. Значение эффективной граничной энергии кадмия для таких экранов принимали равным 0,68 эв.

Измерения наведенной в образцах активности выполняли методом $4\pi \beta, \gamma$ — совпадений. Поправочный коэффициент в методе совпадений определяли экспериментально.

При расчете плотности потока нейтронов использовали следующие значения ядерно-физических констант:

Изотоп	Сечение активации	Период полураспада
Золото	$98,7 \pm 0,2$ барн	$2,695 \pm 0,002$ дн.
Марганец	$13,23 \pm 0,05$ барн	$2,575 \pm 0,002$ ч

Среднее квадратическое отклонение для среднего арифметического значения плотности потока тепловых нейтронов составило 0,8%.

Границу систематической погрешности результата в 95% доверительном интервале вычисляли, исходя из предположения равномерного распределения отдельных составляющих, по формуле

$$S = 1,1 \sqrt{\frac{2}{3} s_i^2} . \quad (4)$$

Было получено $S = 0,9\%$.

Созданный источник тепловых нейтронов предназначен для решения задач метрологического обеспечения нейтронных измерений на ядерно-физических установках. К таким задачам относятся стандартизация нейтронно-активационных образцов, градуировка нейтронных датчиков, сличение методов измерений.

Детальное исследование характеристик поля нейтронов в источнике позволяет также его использовать для прецизионных физических исследований, таких как, например, измерение сечений активации тепловыми нейтронами. С целью опробования возможностей применения для этих исследований источника тепловых нейтронов было проведено измерение сечения активации ванадия-51. Полученный предварительный результат 4,91 барн хорошо согласуется с результатом недавних измерений в Национальной физической лаборатории Англии, где было получено значение 4,88 барн.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКОВ И ПОЛЕЙ
МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ p, n - НЕЙТРОНОВ НА
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ

Р.Д.Васильев, С.Г.Кондратенко, В.П.Ирына,
В.Ф.Шевченко

Создан комплекс аппаратуры для измерения плотности потока U (нейтр/(см²сек)) моноэнергетических нейтронов, испускаемых источниками на основе ядерных реакций, осуществляемых на электростатических ускорителях. Аппаратура предназначена для прецизионной градуировки приборов и измерения микроскопических сечений в интервале энергии нейтронов приблизительно 10-500 кэв.

Источник нейтронов. Для получения нейтронов использовали ядерные реакции p, n . Мишень располагали в торце тонкостенной цилиндрической камеры, охлаждаемой водой. Для поддержания во время измерений неизменного в пределах $\pm 0,5\%$ выхода нейтронов применяли ранее разработанную систему стабилизации [1]. Принцип действия системы стабилизации основан на компенсации изменения выхода нейтронов путем введения пучка ускоренных частиц на мишень и выведения его с помощью электромагнитного отклонения. Изменение выхода контролировали монитором нейтронов.

Метод двухсферной марганцевой ванны [2]. Применена экспериментальная установка, позволяющая определить поток нейтронов P (нейтр/сек) в пучке с известной аппаратурой. По потоку и аппаратуре вычисляли плотность потока нейтронов на заданном расстоянии от источника.

Установка схематически изображена на рисунке. Она представляет собой две концентрические сферы диаметром 200 и 480мм, заполненные водным раствором сернокислого марганца одинаковой

концентрации. Сферы имели автономные контуры для прокачки раствора и системы измерения наведенной активности марганца-56 в процессе облучения. Стабильность работы этих систем проверяли во время измерений с помощью реперного гамма-источника, испускающего гамма-излучение с энергией, практически совпадающей с энергией гамма-излучения марганца-56. Для определения эффективности регистрирующих систем облучали часть раствора в поле тепловых нейтронов, получаемых в реакторе или замедлителе около нейтронного генератора. Заданную долю облучаемого раствора после предварительных измерений наведенной активности вливали в обе ванны и измеряли скорости счета. Эффективности вычисляли по отношениям скоростей счета и активности.

К центру сфер вел воздушный канал, по которому проходил предварительно коллимированный пучок нейтронов. Внутреннюю сферу использовали для непосредственного измерения потока нейтронов в пучке, а внешнюю — для измерения утечки нейтронов из внутренней сферы и ее защиты от фона рассеянного излучения. Благодаря небольшому диаметру внутренней сферы чувствительность метода двухсферной марганцевой ванны превысила более чем на порядок чувствительность обычно используемого метода односферной марганцевой ванны.

Метод всеволнового счетчика. Для контрольного определения потока и плотности потока нейтронов использовали всеволновый счетчик с известной энергетической зависимостью эффективности, установленной по изотопным источникам. Помимо основной функции — измерения потока нейтронов с последующим расчетом плотности потока — всеволновый счетчик был применен для мониторинга в системе стабилизации при измерениях методом двухсферной марганцевой ванны и методом активации мишени. В случае односферной марганцевой ванны мониторинг осуществляли борным счетчиком, размещаемым непосредственно в растворе ванны.

Методы односферной марганцевой ванны и активации мишени [3,4]. Оба метода применяли для определения выхода нейтронов W [нейтр/сек] по которому вычисляли плотность потока, используя данные об угловом распределении нейтронов, заимствованные из литературы. Эти сведения о плотности потока служили

для дополнительного контроля результатов, полученных с помощью двухсферной марганцевой ванны.

Для осуществления метода односферной марганцевой ванны использовали сферу диаметром 430 мм с замкнутым контуром для непрерывной циркуляции окисленного марганца через измерительную систему для определения наведенной активности. Эффективность этой системы определяли аналогично тому, как это делали в случае двухсферной ванны.

Метод активации использовали при измерениях только с источниками на основе реакций, при которых возникали радиоактивные ядра. Обычно брали ядерную реакцию ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Выход нейтронов рассчитывали по наведенной активности ядер ${}^7\text{Be}$ в мишени, измеряемой при электронном захвате гамма-излучение с энергией около 478 кэВ. Наведенную активность измеряли с помощью сцинтилляционной установки, эффективность которой находили с помощью набора источников, предварительно аттестованных на эталонных и образцовых установках.

Результаты измерений. В таблице приведены результаты сравнения методов измерения характеристик поля и источника нейтронов в случае применения реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Энергия ускоренных частиц составляла 1970 кэВ. Результаты приведены к единице, полученной с помощью двухсферной марганцевой ванны. Измерения выполнены в два этапа.

На первом этапе использовали методы двухсферной марганцевой ванны и всеволнового счетчика для непосредственного определения плотности потока нейтронов и метод активации мишени (косвенные измерения) для определения плотности потока по выходу нейтронов. Марганцевую ванну и всеволновый счетчик располагали под углом 40° симметрично относительно оси углового распределения нейтронов. Полученные результаты согласовывались друг с другом в пределах погрешностей измерений.

На втором этапе провели сравнение результатов измерения выхода нейтронов методами односферной марганцевой ванны и активации мишени (косвенные измерения) и по этим данным вычисляли плотность потока. Погрешность результата измерений выхода нейтронов методом активации мишени (косвенные измерения) превышала внутрисерийную погрешность, полученную в случае метода марганцевой ванны. Причина завышения — значительные погрешности определения времени распада и периода полураспада, а также малая

активность ядер ^{7}Be . Погрешность списали после непосредственной градуировки установки на основе метода активации мишени (прямые измерения) с помощью односферной марганцевой ванны.

Обсуждение. Наилучшие результаты с точки зрения погрешности измерения плотности потока нейтронов показал метод двухсферной марганцевой ванны. Полученное значение погрешности 2% лежит на уровне наименьшего значения, достижимого в настоящее время любыми возможными методами. Для повышения уверенности в правильности полученной погрешности в настоящее время проводится сравнение с другим методом, также обеспечивающим малую погрешность – с методом водородного счетчика, реализуемом в Союзном научно-исследовательском институте приборостроения и Физико-энергетическом институте. Ожидается, что одновременное использование методов двухсферной марганцевой ванны и водородного счетчика позволит снизить погрешность результатов измерений плотности потока нейтронов до значений около 1,5%.

Таблица

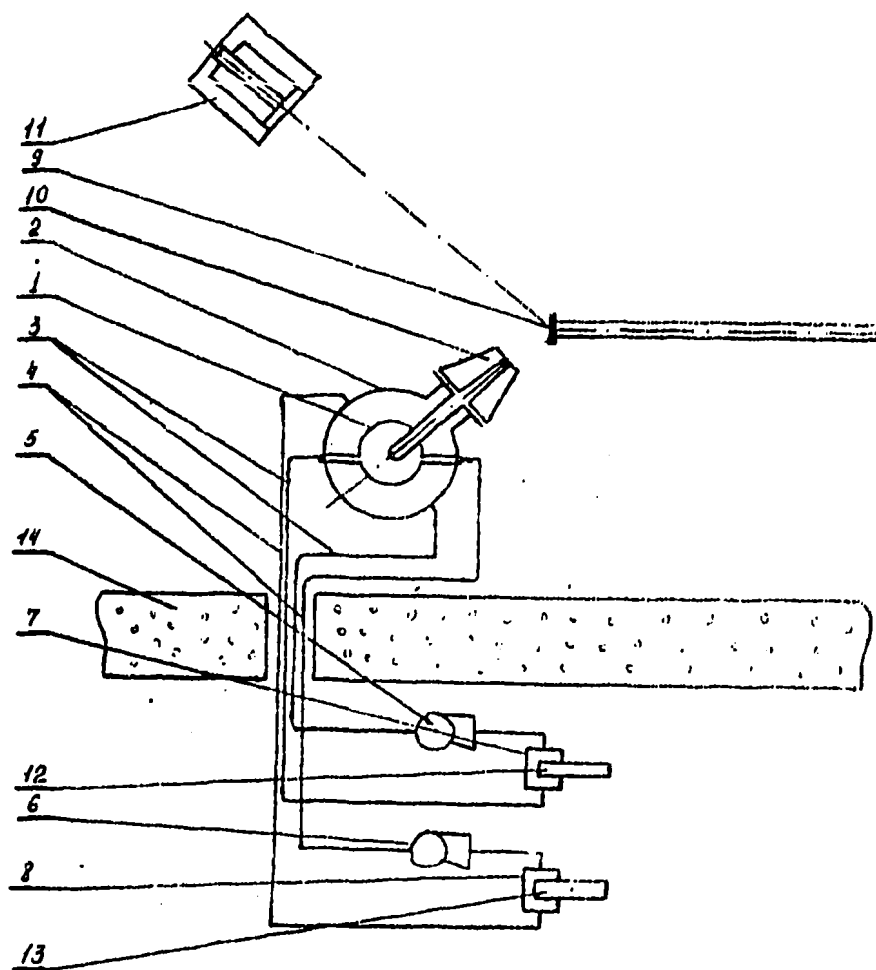
Метод измерений	Непосредственно измеряемая величина	Вид измерений	Погрешность непосредственно измеряемой величины	Результат определения плотности потока в отн. ед.
Двухсферная марганцевая ванна	Поток нейтронов в пучке, нейтр/сек	Косвенные	1,8%	1,00 \pm 2%
Всеволоновский счетчик	То же	Прямые	3%	0,96 \pm 6%
Односферная марганцевая ванна	Выход нейтронов, нейтр/сек	Косвенные	1,3%	-
Активация мишени	То же	Косвенные	4%	1,06 \pm 7%
		Прямые	2,5%	1,06 \pm 5%

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Д.Васильев, Е.Д.Зеластьянов, Е.М.Ткачук, В.Ф.Шевченко, В.Н.Ирина. Стабильность выхода и плотности потока нейтронов

нов на электростатических ускорителях. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Т.2. Изд-во стандартов, 1972, с.215.

2. Р.Д.Васильев, С.Г.Кондратенко, В.Ф.Шевченко. Измерения плотности потока нейтронов методом марганцевой ванны. Там же, с. 214.
3. Р.Д.Васильев, А.Н.Грязнов, С.Г.Кондратенко, В.Ф.Шевченко. Косвенные (абсолютные) измерения выхода нейтронов в реакциях p, n методом марганцевой ванны. Там же, с.209.
4. Р.Д.Васильев, С.Г.Кондратенко, В.Ф.Шевченко. Косвенные (абсолютные) измерения выхода нейтронов из источников на основе ускорителей методом сопутствующих радиоактивных ядер. Там же, с.206.



Схематическое изображение установки на основе метода двухсферной марганцевой ванны.

I - внутренняя сфера; 2 - внешняя сфера; 3 и 4 - трубопровод; 5 и 6 - насосы; 7 и 8 - измерительные камеры; 9 - мишень; 10 - коллиматор; II - всевольтовый счетчик нейтронов; 12 и 13 - сцинтилляционные детекторы

СПЕКТРЫ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СРЕДАХ,
СОДЕРЖАЩИХ ЯДРА ^{23}Na И ^{56}Fe

А.П.Платонов

Расчеты эффективных резонансных интегралов захвата и многогрупповых констант для элементов с резонансной структурой сечений в различных приближениях теории замедления нейтронов не учитывают ряда особенностей, связанных с неасимптотической структурой спектра потока замедляющихся нейтронов вблизи отдельных уровней [1,2]. Точный расчет спектра плотности столкновений нейтронов в окрестности "промежуточных" резонансов тяжелых элементов (^{238}U) показал существенную зависимость спектра от массы и величины сечения рассеяния нерезонансной компоненты, находящейся в гомогенной смеси [3]. Кроме этих зависимостей при наличии в смеси тяжелых элементов с сильным резонансным поглощением на отдельных уровнях значения плотности столкновений резко падают при энергиях, меньших энергии резонанса. В слабопоглощающих средах неасимптотические флуктуации спектра плотности столкновений связаны, в основном, с перераспределением энергии нейтронов за счет упругого рассеяния на уровнях резонансной компоненты среды [4]. Влияние резонансной структуры сечений на спектр плотности столкновений в настоящей работе рассматривается на примере спектров двухкомпонентных гомогенных бесконечных сред в области резонансов ^{23}Na (уровень с энергией 2,85 кэВ) и ^{56}Fe (уровень с энергией 28 кэВ), полученных на основе численного решения уравнения замедления [5] для систем, содержащих ядра ^{23}Na и ^{56}Fe и различные нерезонансные замедлители (H, O, Zr, Pb, ^{238}U). Расчетные спектры были использованы для нахождения значений эффективного резонансного интеграла ^{56}Fe и групповых констант натрия и железа в рассматриваемых областях.

I. Спектры замедления нейтронов

Рассмотрим особенности упругого рассеяния нейтронов в двухкомпонентных однородных средах в области 10-100 кэв для смесей, содержащих ядра ^{56}Fe и в области 0,5-20 кэв для смесей, содержащих ядра ^{23}Na . Ограничимся учетом уровня в ^{23}Na с энергией 2,85 кэв, а в ^{56}Fe уровнем с энергией 28 кэв, обладающим значительной нейтронной шириной и ярко выраженной интерференцией резонансного и потенциального рассеяния. Параметры уровней выбирались так, чтобы с достаточной точностью описать ход сечений с помощью программы "Уран" [6]. В численных расчетах при энергиях выше 20 кэв для ^{23}Na и 100 кэв - ^{56}Fe спектр предполагался фермиевским. В качестве нерезонансной компоненты выбирались ядра водорода, кислорода, натрия, железа, циркония, свинца и урана-238. Величина сечения замедлителя, отнесенная к одному ядру резонансной компоненты (σ_m), выбиралась равной 1, 10, 100, 1000 барн. Все расчеты проводились для температуры среды, равной 300°К.

Результаты расчетов спектров плотности столкновений приведены на рис. 1, 2 для ^{23}Na и на рис. 3, 4, 5 для ^{56}Fe .

На рисунках представлены нормированные спектры плотности столкновений:

$$F(u) = \frac{\Psi(u)}{\Psi_0},$$

$$\Psi_0 = 1 / \sum_{i=1}^n \gamma_i \Sigma_{pi},$$

где Σ_p - потенциальное сечение рассеяния i -й компоненты;
 γ_i - логарифмический декремент энергии i -й компоненты.

Рассматривая энергетическую зависимость плотности столкновений, нетрудно видеть, что спектр плотности столкновений существенно зависит от массы ядра нерезонансной компоненты среды. При этом если масса ядра нерезонансной компоненты среды меньше резонансной компоненты, то спектр имеет подъем при резонансе.

нансных энергиях и существенный провал в области интерференционного минимума. Если масса ядра нерезонансной компоненты больше резонансной, то спектр имеет соответствующий провал в области резонанса и подъем в области интерференционного минимума. Наибольшие отклонения спектра от своего асимптотического значения наблюдаются для крайних масс нерезонансного замедлителя.

Масса нерезонансной компоненты существенно влияет и на зависимость спектра от величины сечения рассеяния (σ_m) этой компоненты. С увеличением σ_m спектр плотности столкновений стремится к своему асимптотическому значению, которое определяется потенциальным сечением компонент среды.

Особенно следует отметить влияние интерференции резонансного и потенциального сечения на энергетическую зависимость плотности столкновений (рис. 3-5). При некоторых концентрациях нерезонансного замедлителя в среде ($\sigma_m < 10$ барн) отклонения спектра от своего асимптотического значения в области интерференционного минимума намного больше, чем отклонения, обусловленные самим резонансом (рис. 3). С увеличением σ_m величина этих отклонений резко уменьшается и флуктуации спектра происходят лишь в области пика резонанса (рис. 4, 5).

На рис. 6 показан спектр плотности столкновений, рассчитанный для гомогенной смеси ядер ^{23}Na и ^{56}Fe (концентрация ядер в смеси 1:1) на интервале 0,6-100 кэв, где учтены уровень с энергией 2,85 кэв ^{23}Na и уровень с энергией 28 кэв ^{56}Fe . В соответствии с рассмотренной выше зависимостью спектра плотности столкновений от массы ядра нерезонансной компоненты на рис. 6 хорошо виден подъем значений плотности столкновений в области резонанса ^{56}Fe и их падение в области уровня 2,85 кэв ^{23}Na и интерференционного минимума уровня ^{56}Fe .

2. Эффективный резонансный интеграл

Эффективный резонансный интеграл, характеризующий резонансное поглощение нейтронов в гомогенных бесконечных средах, определим следующим образом:

$$J_{\text{эфф.}} = \frac{1}{\Phi_0} \int_{u_1}^{u_2} \Sigma a(u) \Phi(u) du,$$

где $[u_1, u_2]$ - рассматриваемый интервал энергии;
 Σa - макроскопическое сечение поглощения;
 $\Phi(u)/\Phi_0$ - отношение, которое определяет энергетическую зависимость потока нейтронов в окрестности резонанса.

Рассмотренные в предыдущем параграфе спектры плотности столкновений позволяют рассчитать точные значения эффективных резонансных интегралов, в частности, для уровня с энергией 28 кэв ^{56}Fe , обладающего значительной интерференцией резонансного и потенциального сечений. В таблице I приведены соответствующие результаты расчетов резонансных интегралов в ^{56}Fe в различных средах ($\text{Fe}-\text{H}$, $\text{Fe}-\text{O}$, $\text{Fe}-\text{Na}$, $\text{Fe}-\text{Zr}$, $\text{Fe}-\text{Pb}$, $\text{Fe}-^{238}\text{U}$).

Прежде всего отметим зависимость резонансных интегралов от массы нерезонансной компоненты. Данная зависимость наиболее существенна для небольших значений сечения рассеяния нерезонансной компоненты. С увеличением σ_m значения эффективного резонансного интеграла стремятся к своему значению при бесконечном разбавлении. Однако и при больших значениях сечения рассеяния нерезонансной компоненты проявляется зависимость от массы этой компоненты, причем ошибка в значении резонансного интеграла для среды $\text{Fe}-^{238}\text{U}$ при $\sigma_m = 1000$ барн достигает 14% по сравнению с J^∞ . На значения эффективного резонансного интеграла оказывает существенное влияние и интерференция резонансного и потенциального сечений, которая приводит к подъему значений резонансного интеграла для крайних масс нерезонансного замедлителя при $\sigma_m = 1$ барн (рис. 3). Полученные зависимости $J_{\text{эфф.}}$ являются качественно новыми результатами в теории эффективного резонансного интеграла.

Таблица I

Эффективный резонансный интеграл (m , бари) для уровня с энергией 28 кэв ^{56}Fe

$M_{\text{эв}}$ \ σ_m	0	1	10	100	1000	∞
1		6,22	6,64	7,95	8,38	
16		4,66	5,46	7,56	8,32	
23		4,51	5,93	7,34	8,29	
	4,44					8,44
90		5,32	3,79	5,81	7,96	
208		6,92	3,77	4,70	7,44	
238		7,26	3,82	4,55	7,32	

(Параметры уровня: $\Gamma_n = 1,66$ кэв, $\Gamma_\gamma = 1$ эв, $\sigma_p = 3,75$ бари).

3. Групповые константы ^{23}Na и ^{56}Fe

Рассмотрим влияние рассчитанных в разделе I спектров плотности столкновений в однородных бесконечных средах, содержащих ядра ^{23}Na и ^{56}Fe , на групповые характеристики этих элементов [7]. С этой целью сравним значения блокированных групповых сечений

$$\bar{\sigma}_c^k = \frac{\langle \frac{\sigma_c}{\sigma + \sigma_m} \psi \rangle_k}{\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_m} \psi \rangle_k},$$

захвата,

$$\bar{\sigma}_e^k = \frac{\langle \frac{\sigma_a}{\sigma + \sigma_m} \psi \rangle_k}{\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_m} \psi \rangle_k},$$

второго рассеяния, $\frac{1}{(\sigma + \sigma_m)^2} = \frac{\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_m} \psi \rangle_k}{\langle (\frac{1}{\sigma + \sigma_m})^2 \psi \rangle_k}$

полного сечения среды со значениями, усредненными по спектру ψ .

$$\bar{\sigma}_c^k = \frac{\langle \frac{\sigma_c}{\sigma + \sigma_m} \rangle_k}{\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_m} \rangle_k},$$

$$\bar{\sigma}_e^k = \frac{\langle \frac{\sigma_a}{\sigma + \sigma_m} \rangle_k}{\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_m} \rangle_k}$$

и

$$\overline{(\sigma + \sigma_m)^{-1}} = \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_m} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_m)^2} \right\rangle.$$

Результаты расчетов групповых констант ^{23}Na и ^{56}Fe приведены в табл. 2 и 3. Одновременно со значениями групповых констант в таблицах даны также их относительные ошибки, связанные с использованием фермиевского спектра

$$\delta_i = \frac{\bar{\sigma}_i - \bar{\sigma}_i}{\bar{\sigma}_i}, \quad i = c, e, \dots$$

Наибольшие отклонения групповых сечений ^{23}Na , рассчитанных с учетом точных спектров плотности столкновений в однородных средах Na-H , Na-O и Na-Fe в окрестности уровня 2,85 кэВ ^{23}Na наблюдаются в группе, где находится сам уровень (4,65-2,15 кэВ), а также в следующей группе (2,15-1 кэВ). При этом ошибки достигают 22%, например, для значения сечения рассеяния нерезонансной компоненты, равного 10 барн. Зависимость спектра плотности столкновений от массы нерезонансной компоненты проявляется и в значениях групповых констант, рассчитанных по этим спектрам. Данная зависимость наиболее сильно проявляется для средних значений сечения рассеяния нерезонансной компоненты ($\bar{\sigma}_n = 10-100$ барн).

Зависимости групповых констант ^{23}Na от массы и величины сечения рассеяния нерезонансной компоненты в полной мере проявляются и в групповых константах ^{56}Fe , рассчитанных с учетом точных спектров плотности столкновений в однородных смесях ^{56}Fe с ядрами H , O , Na , Zr , Pb , ^{238}U (табл. 3). Однако кроме этих зависимостей на значения групповых констант ^{56}Fe большое влияние оказывает интерференция резонансного и потенциального сечений, которая наиболее существенно влияет на среднегрупповые значения сечения упругого рассеяния.

Таким образом, зависимости спектра плотности столкновений от массы и величины сечения рассеяния нерезонансной компоненты проявляются не только в величинах эффективного резонансного интеграла, но также и в значениях групповых констант.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов А.А., Юсеф М.Ю.А. "Атомная энергия", 25 (1969), 540.
2. Платонов А.П. Замедление нейтронов в однородных бесконечных средах. Препринт НИИАР, П-171, Димитровград, 1972.
3. Платонов А.П. Резонансное поглощение нейтронов в однородных средах. Препринт НИИАР, П-200, Димитровград, 1973.
4. Платонов А.П., Лукьянов А.А. "Атомная энергия", 35 (1973), 56.
5. Платонов А.П. ЖВМ и МФ, 12, (1972), 1325.
6. Абагян Л.П., Петрова Л.В., Николаев М.Н. Бюллетень ИЦЯД, вып. 3 (1966), 418.
7. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат (1964).

Таблица 2

Групповые константы ^{23}Na в окрестностях резонанса 2,9 кэВ, рассчитанные в эквивалентных гомогенных смесях Na с H , O и Fe

Группы	$\bar{\sigma}_0$, барн	A	$\bar{\sigma}_0$, барн	$\delta\sigma$, %	$\bar{\sigma}_e$, барн	$\delta\sigma$, барн	$\bar{\sigma}_e + \bar{\sigma}_0$, барн	$\delta\sigma$, %
10 + 4,65 кэВ	10	I	0,0 ³ 555		7,697		17,510	
		I6	0,0 ³ 585	-5,118	7,815	-1,512	17,618	-0,611
		56	0,0 ³ 563	-1,382	7,728	-0,399	17,538	-0,160
		56	0,0 ³ 534	3,983	7,614	1,096	17,435	0,434
	10 ²	I	0,0 ³ 598		7,866		107,831	
		I6	0,0 ³ 605	-1,049	7,891	-0,313	107,855	-0,0225
		56	0,0 ³ 601	-0,352	7,875	-0,104	107,879	-0,0 ³ 749
		56	0,0 ³ 585	1,541	7,851	0,452	107,786	0,0323
	10 ³	I	0,0 ³ 607		7,899		1007,896	
		I6	0,0 ³ 608	-0,116	7,902	-0,0346	1007,898	-0,0 ³ 270
		56	0,0 ³ 617	-0,040	7,900	-0,0119	1007,897	-0,0 ⁴ 932
		56	0,0 ³ 606	0,190	7,895	0,0565	1007,891	0,0 ³ 442
4,65 + 2,15 кэВ	10	I	0,0250		42,858		36,328	
		I6	0,0323	-22,720	49,001	-12,540	39,094	-7,077
		56	0,0264	-5,574	44,554	-3,806	36,922	-1,610
4,65 + 2,15 кэВ	10 ²	56	0,0277	10,180	39,862	7,516	35,311	2,879
		I	0,0403		65,301		143,090	
		I6	0,0503	-19,790	75,675	-13,710	148,985	-3,957
		56	0,0438	-8,017	69,668	-6,268	145,305	-1,504
56	0,0318	26,690	53,794	21,390	137,774	3,653		

Продолжение таблицы 2

Группы	\bar{b}_0 , балл	A	\bar{b}_c , балл	δ_c , %	\bar{b}_e , балл	δ_e , %	$\bar{b}_e + \bar{b}_0$, балл	δ_e
4,65+ 2,15 кв	10^3	I	0,0662		103,817		1089,454	
		I6	0,0711	-6,813	109,666	-5,333	1094,470	-0,458
		56	0,0683	-2,978	106,456	-2,479	1091,706	-0,206
2,15 + I кв	10^0	I	0,0579	14,410	92,496	12,240	1080,195	0,867
		I	0,0 ² 738		6,113		15,750	
		I6	0,0 ² 854	-13,550	7,126	-14,210	16,580	-5,009
	10^2	I	0,0 ² 751	-1,733	6,227	-1,830	15,839	-0,562
		I6	0,0 ² 714	3,426	5,901	3,590	15,583	1,070
		56	0,0 ² 782		6,501		106,422	
	10^3	I	0,0 ² 812	-3,756	6,777	-4,080	106,686	-0,247
		I6	0,0 ² 786	-0,515	6,537	-0,552	106,457	-0,0325
		56	0,0 ² 767	1,922	6,369	2,050	106,297	0,118
	10^3	I	0,0 ² 791		6,580		1006,578	
		I6	0,0 ² 794	-0,322	6,604	-0,351	1006,601	-0,0 ² 229
		56	0,0 ² 792	-0,113	6,688	-0,124	1006,586	-0,0 ³ 838
		56	0,0 ² 789	0,296	6,559	0,320	1006,558	0,0 ² 207

- 112 -

Таблица 3

Групповые константы ^{56}Fe в окрестностях резонанса 28 кэВ, рассчитанные в эквивалентных
гомогенных смесях Fe , Na , Zr , Pb и ^{238}U

Группы	σ_m	$A_{\text{зам.}}$	$\bar{\sigma}_e$	d_e	$\bar{\sigma}_s$	δ_s	$\sigma + \sigma_m$	δ_e
45,2 + 2,15 кэВ	I	I	0,004206		3,1620		1,7998	
		I6	0,005795	-0,2741	4,7355	-0,3323	2,1075	-0,1460
		23	0,005052	-0,1674	4,5422	-0,3039	2,1262	-0,1535
		90	0,004732	-0,1111	4,2290	-0,2523	2,06836	-0,1301
		208	0,004101	0,02555	2,6560	0,1905	1,6731	0,07572
		238	0,004076	0,03204	1,8988	0,6653	1,4894	0,2084
		238	0,004085	0,02973	1,7996	0,7571	1,4650	0,2285
	IO	I	0,004799		6,8913		14,3698	
		I6	0,007232	-0,3364	8,6650	-0,2047	15,2685	-0,05886
		23	0,006418	-0,2523	8,4063	-0,1802	15,2552	-0,05804
		90	0,005942	-0,1924	8,0758	-0,1467	15,0719	-0,04658
		208	0,004378	0,09603	6,1329	0,1237	13,9009	0,03373
		238	0,004002	0,1991	4,7447	0,4524	12,9864	0,1065
		238	0,003972	0,2083	4,5270	0,5223	12,8411	0,1190
10 ²	I	0,007497		10,8839		109,2691		
	I6	0,008970	0,1642	11,9537	-0,08949	110,0555	-0,007145	
	23	0,008651	-0,1334	11,7779	-0,07591	109,9396	-0,006999	
	90	0,008428	-0,1105	11,6179	-0,06318	109,8185	-0,005002	
	208	0,006789	0,1043	10,2353	0,06337	108,7905	0,004400	
	238	0,005509	0,3608	8,8008	0,2367	107,717	0,01447	
	238	0,005328	0,4071	8,5559	0,2721	107,528	0,01619	

Продолжение таблицы 3

Годы	σ_m	Числ.	$\bar{\sigma}_0$	δ_0	$\bar{\sigma}_t$	δ_t	$\bar{\sigma} + \sigma_m$	δ_t
46,5±1,5 кВ	10 ³		0,009268		12,8496		1012,5242	
		I	0,009521	-0,02652	13,0394	-0,01455	1012,7059	-0,0 ³ 1794
		16	0,009473	-0,02165	13,0090	-0,01225	1012,6771	-0,0 ³ 1510
		23	0,009439	-0,01810	12,9830	-0,01028	1012,6522	-0,0 ³ 1264
		90	0,009093	0,01932	12,7040	0,01146	1012,3849	0,0 ³ 1377
		208	0,008553	0,08362	12,2341	0,05031	1011,9358	0,0 ³ 5815
		238	0,008430	0,09939	12,1241	0,05984	1011,8307	0,0 ³ 6154

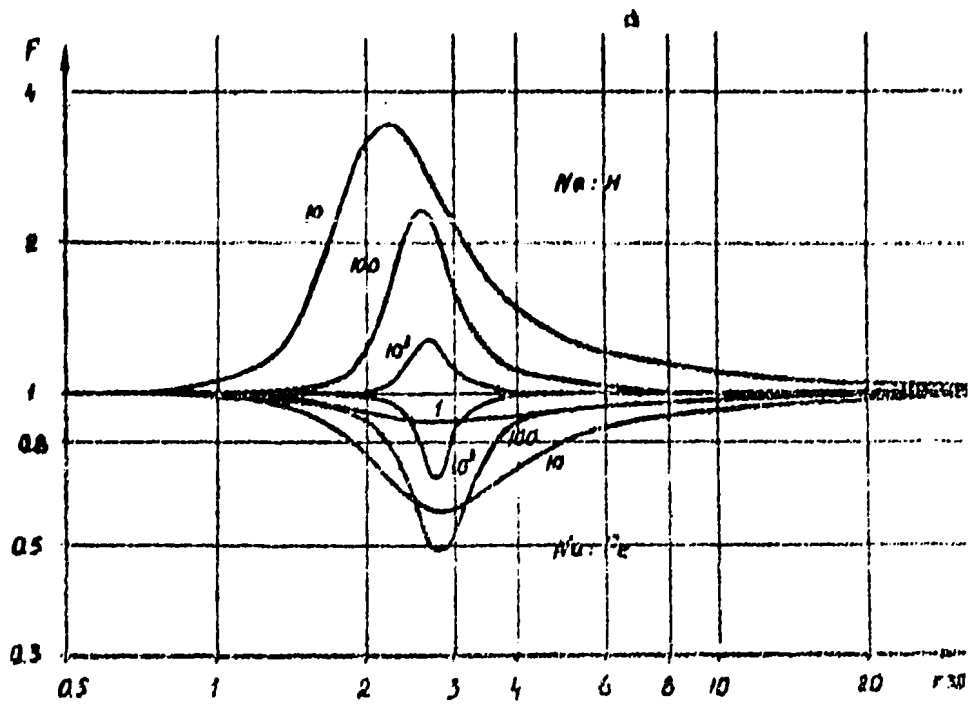


Рис. 1. Спектр плотности столкновений в однородных средах $^{23}Na-H$ и $^{23}Na-Zr$ при различных сечениях замедлителя.

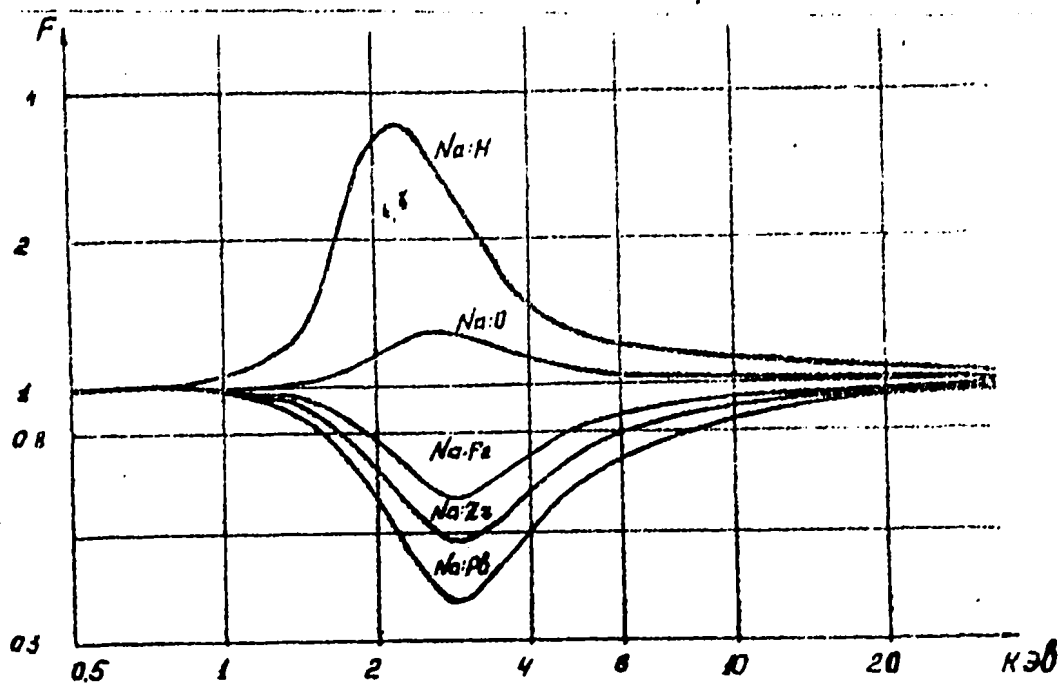


Рис. 2. Спектры плотности столкновений в однородных средах $Na-H$, $Na-O$, $Na-Fe$, $Na-Zr$, $Na-Pb$ ($d = 10$ барн).

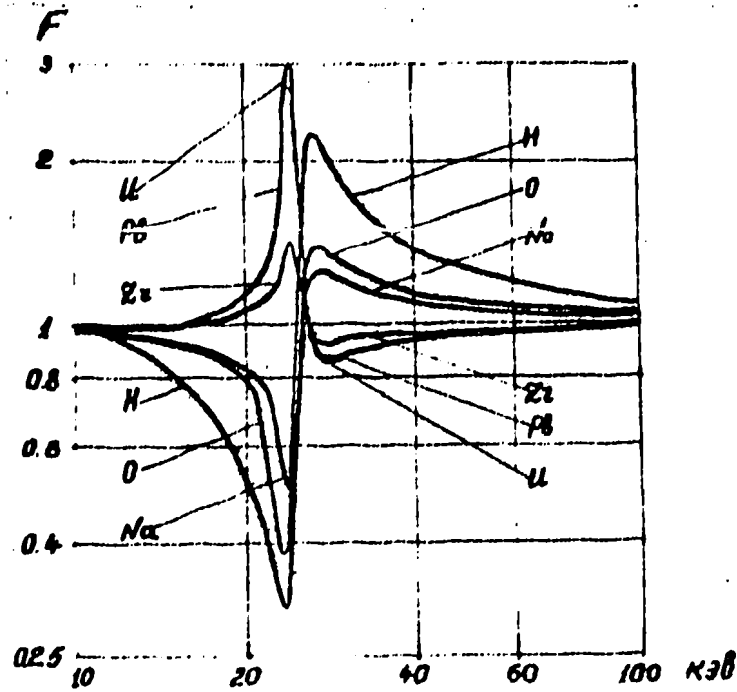


Рис. 3. Спектры плотности столкновений в однородных смесях ^{56}Fe с H, O, Na, Zr, Pb, ^{238}U ($\bar{\sigma}_m = 1$ барн).

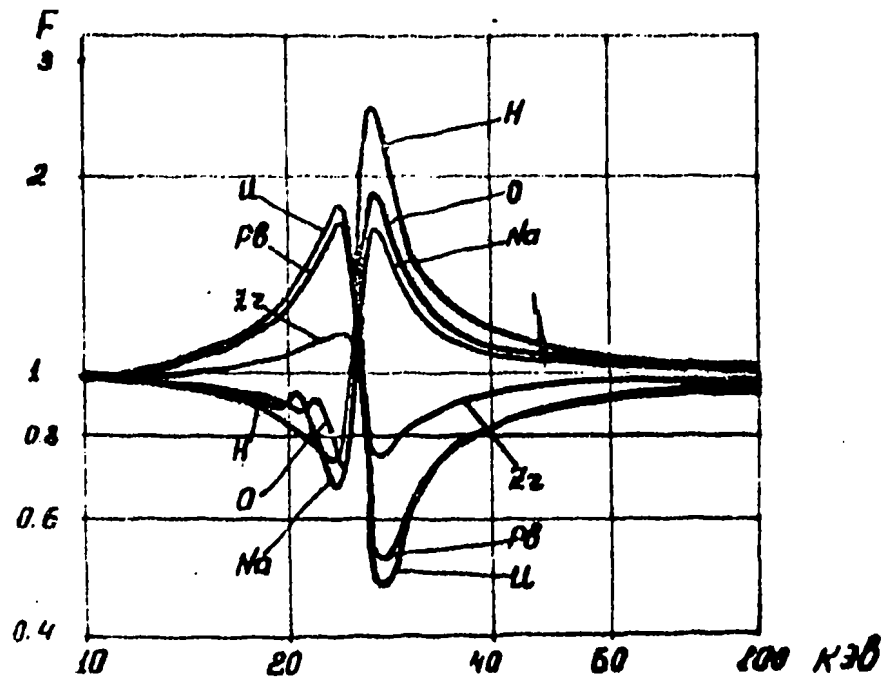


Рис. 4. Спектры плотности столкновений в однородных смесях ^{56}Fe с H, O, Na, Zr, Pb, ^{238}U ($\bar{\sigma}_m = 10$ барн).

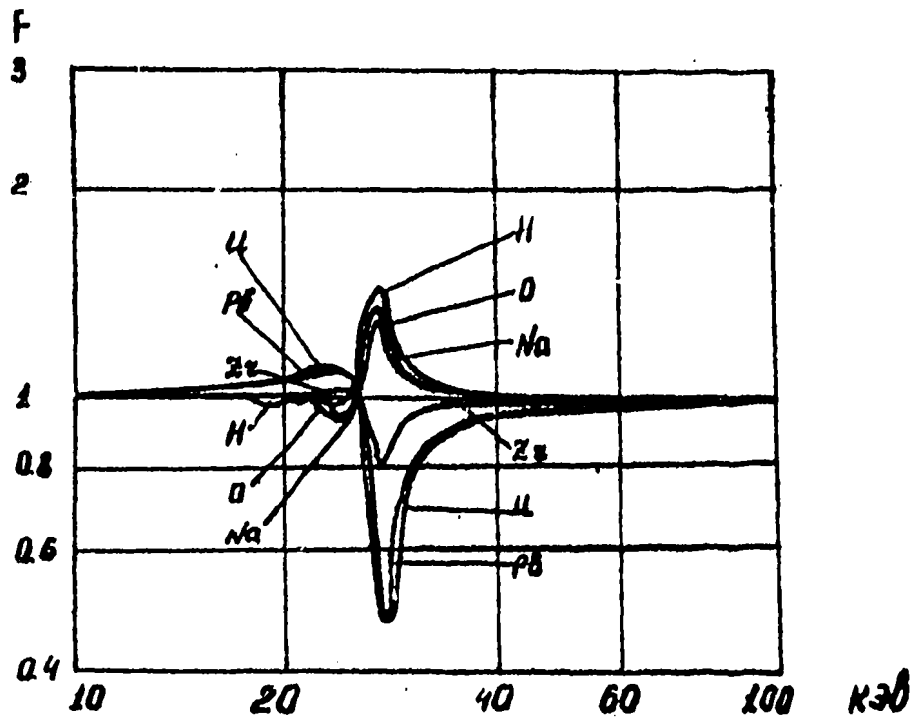


Рис. 5. Спектры плотности столкновений в гомогенных смесях ^{56}Fe , H_2O , Na , Zr , Pb , ^{238}U ($\sigma_m = 100$ барн).

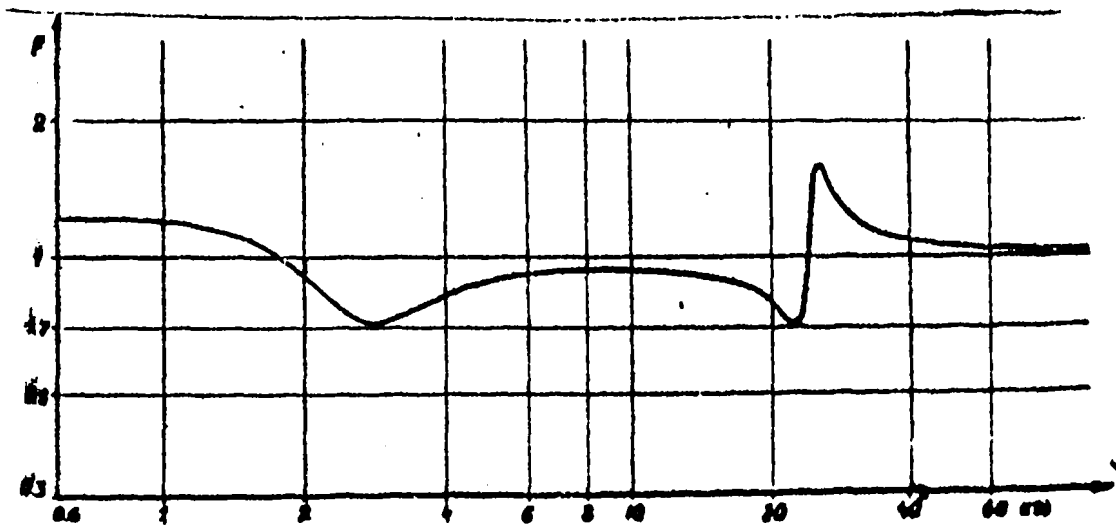


Рис. 6. Спектр плотности столкновений в гомогенной смеси ядер ^{23}Na и ^{56}Fe (концентрация ядер в смеси 1:1).

ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПЛОСКИХ НЕЙТРОННЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

Н.Т.Кашукеев, Г.А.Станев, Н.Б.Янева, Д.С.Мирчева

I. Принцип действия механического генератора ультрахолодных нейтронов.

Механический генератор ультрахолодных нейтронов (МГУХН), который был построен в Институте ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук [1-5], дает возможность получения ультрахолодных нейтронов методом многократного отражения от вращающихся плоских нейтронных зеркал.

Принцип действия этого генератора УХН иллюстрируется на рис.1.

Если нейтрон попадает на зеркало под углом α_0 , таким что касательная, слагающая его скорости V_0'' , направлена к оси вращения, а нормальная V_0^+ превосходит линейную скорость ωZ_0 зеркала в точке падения Z_0 , величиной $V_{z_0}^+ \leq V_{гр}$ (граничной скорости для отражающего слоя), нейтрон отразится. При этом нормальная слагающая его скорости уменьшится на $2V_{z_0}$, а касательная слагающая остается неизменной. В результате его скорость в целом уменьшается, а траектория его движения поворачивается в направлении АВ к оси. В точке падения нейтрона на поверхность подвижного зеркала происходит что-то вроде преломления его траектории.

После первого отражения нейтрона нормальная слагающая его скорости $V_1^+ < \omega Z_0$ и он отстает от зеркала. Однако, так как касательная слагающая $V_1'' = V_0''$ направлена к оси вращения, он снова догоняет зеркало в точке В, которая находится ближе к оси и имеет линейную скорость вращения $\omega Z_1 < V_1^+$. Это неравенство усиливается из-за того, что за время t_1 , прошедшее между первым и вторым отражениями, зеркало поворачивается на угол ωt_1 . В результате этого углового смещения зеркала, V_1^+ возрастает, а V_1'' уменьшается.

Если $V_z' < \omega z_0 < V_{cr}$, нейтрон снова отразится и будет двигаться в направлении ВС. Отражаясь последовательно в тт. С, Д, Е и т.д., нейтрон замедляется все больше и больше и в конце концов, через отверстие М входит в нейтронопровод N.

Если начальные условия подобраны так, что параллельная составляющая скорости нейтрона $V_z'' = \omega z_0$, можно показать, что в результате описанного процесса нейтрон доходит к оси вращения со скоростью $V_z^{cc} = V_{cr} \leq V_{cr}$, т.е. что он превращается в сверххолодный нейтрон.

Движение нейтрона между двумя последовательными отражениями, относительно подвижной право ориентированной координатной системы, ось OZ которой направлена по оси вращения, а плоскость YOZ совпадает с отражающей поверхностью нейтронного зеркала, описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \omega^2 x + 2\omega y \\ \ddot{y} &= \omega^2 y - 2\omega x \\ \ddot{z} &= 0 \end{aligned} \quad (I)$$

Решение системы уравнений (I) можно искать в виде [1]:

$$\begin{aligned} x &= A(t) \sin \omega t - B(t) \cos \omega t \\ y &= B(t) \cos \omega t + A(t) \sin \omega t \\ z &= \dot{z}_0 t + z_0 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{где: } A(t) = \dot{y}_0 t + y_0, \quad B(t) = (\omega y_0 - \dot{x}_0) t, \\ y_0 = z_0, \quad \dot{x}_0 = V_{z0}'^2, \quad \dot{y}_0 = V_{z0}''$$

Нулевые индексы означают начальные значения соответствующих величин.

Проекция движения по оси OZ является прямолинейной, равномерной и не представляет интересной. Поэтому далее мы будем рассматривать только проекция движения нейтрона в плоскости XOY .

Исходя из уравнений (2), легко проверить, что скорость относительного движения нейтрона V_z , радиус вектора его положения z и угловая скорость вращения ω зеркала всегда связаны зависимостью

$$V_z^2 - \omega^2 z^2 = V_{z0}^2 - \omega^2 z_0^2 = \text{const.}, \quad (3)$$

которая выражает закон сохранения механической энергии нейтрона в поле центробежных сил.

Из этой зависимости следует, что если нейтрон приближается к оси вращения, т.е. если z уменьшается, относительная скорость V_z нейтрона тоже уменьшается. Когда нейтрон достигает ось вращения, его скорость принимает значение

$$V_z^{oc} = \sqrt{V_{z0}^2 - \omega^2 z_0^2}. \quad (4)$$

Если начальные условия движения нейтрона относительно вращающегося зеркала таковы, что

$$V_{z0}'' = \omega z_0, \quad V_{z0}' \leq V_{rp},$$

из (4) получается $V_z^{oc} = V_{z0}' \leq V_{rp}$.

Замедляющийся нейтрон, достигая оси вращения, превращается в УХН.

Из уравнений (2), полагая $x=0$, для интервала времени между первым и вторым отражениями нейтрона получается зависимость:

$$tg \omega t_1 = \frac{\omega y_0 - \dot{x}_0}{y_0 t_1 + y_0} t_1. \quad (5)$$

2. Описание некоторых основных конструктивных элементов МГУХН

МГУХН состоит из ротора и статора (рис. 2 и 3).

Ротор представляется в виде полый цилиндрической ступицы, на которой укреплены 12 дюралюминиевых лопастей, длиной 500 мм и шириной 120 мм. Одна из поверхностей лопастей полирована и покрыта никелевым слоем, выполняющим роль нейтронного зеркала.

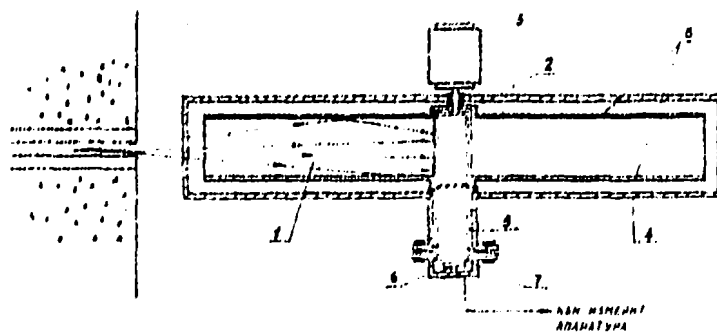


Рис.2. Схема устройства МГУХН (вертикальный разрез).

1. Подвижные нейтронные отражатели (лопасти).
2. Электродвигатель.
3. Стальной кожух.
4. Нейтронновод.
5. Детектор.
6. Фольга.
7. Боковые отражатели.

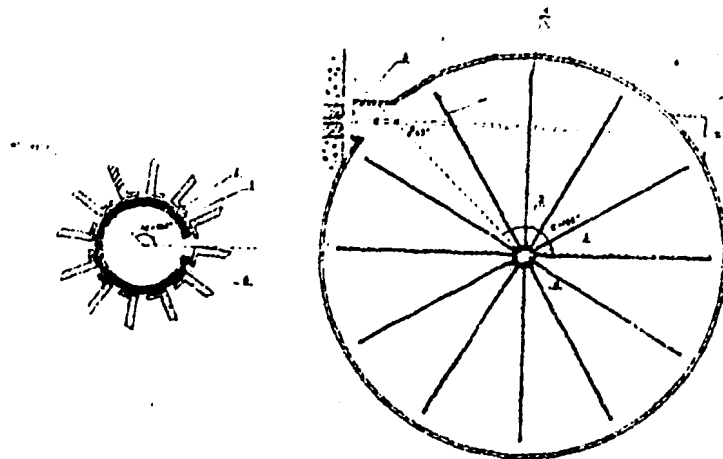


Рис.3. Схема устройства МГУХН (горизонтальный разрез).

1. Подвижные нейтронные зеркала (лопасти).
2. Ступица.
3. Алюминиевые кольца.
4. Стальной кожух.
5. Кадмиевая защита.
6. Нейтронновод.

У основания каждой лопасти сделаны прямоугольные прорезы в ступице, через которые замедленные нейтроны отправляются к входу нейтронновода.

Статор состоит из вакуумированного стального кожуха и из нейтронновода. Последний сконструирован в виде стального цилиндра, диаметром 50 мм, длиной 180 мм, верхняя половина которого входит в полости ступицы. Внутренняя поверхность нейтронновода подпирвана и тоже покрыта никелевым слоем. Нейтронновод имеет прямоугольную щель, длина которой одинакова с прорезами ступицы, а ширина немного больше. Эта щель выполняет роль "входной" двери для входящих в нейтронновод УХН.

Угловое положение φ (рис.3) этой щели подбирается таким, чтобы щели ступицы совпадали последовательно с ней только тогда, когда процесс замедления нейтронов закончен. Все остальное время она остается закрытой. Таким образом осуществляется автоматически действующий затвор для УХН, входящих в нейтронновод.

В нашем случае, средняя линия щели нейтронновода была установлена на 135° , относительно исходного положения лопастей, в котором начинается процесс замедления нейтронов.

Конструкция МУХН была рассчитана для продолжительной непрерывной работы при скорости вращения ротора на 1000 оборотов в минуту.

Детектирующая система УХН расположена в нижнем конце нейтронновода. Она была сделана из одного кремниевого поверхностно-барьерного детектора, над активной поверхностью которого на расстоянии 4 мм натянута пленка из нитроцеллюлозы, толщиной 0,6 мк. На верхней поверхности этой пленки был нанесен слой из гидроокиси лития, содержащий 0,2 мкг/см² лития, естественного изотопного состава. Амплитуда когерентного рассеяния этого слоя близка к нулю.

Рабочая поверхность детектирующей системы около 1,4 см². По нашим оценкам ее эффективность не превосходит 20%.

4. Расчеты и оптимизации выхода УХН

Уровнями (1) и (2) описывается движение нейтрона между двумя последовательными отражениями.

Во время движения нейтрона радиус-вектор и проекции его скорости на оси подвижной координатной системы меняются. При произвольном i -м отражении нейтрона от зеркала, радиус-вектор в точке падения и проекция скорости по ординатной оси Y_i сохраняют свои значения, а проекция X_i сохраняет только свое абсолютное значение, меняя знак.

Таким образом начальные условия, определяющие движение нейтрона во время $(i+1)$ -го прыжка задаются конечными значениями этих величин i -го прыжка.

Последовательными расчетами на основе (5) и (2) на ЭВМ вычисляются с желаемой точностью все величины, характеризующие поведение нейтрона в процессе замедления.

Таким способом было получено (4), что после каждого соударения с отражающей стеной, скорость нейтрона уменьшается. Изменение прыжка остается почти постоянным, а угол падения возрастает. Для некоторых нейтронов этот угол возрастает до значения, определяющего рассеяние в направлении, обратном первоначальному. Такие нейтроны не учитывались в дальнейших рассмотрениях.

Далее был проведен статистический анализ характеристик совокупностей ультрахолодных нейтронов, попадающих в нейтронпровод.

Были проделаны расчеты для 4000 вариантов начальных условий, т.е. для 4000 различных нейтронов со следующими начальными значениями их характеристик.

$$Y = 50-40 \text{ см через } 1 \text{ см,}$$

$$\dot{X}_0 = 10-0,5 \text{ м/сек через } 0,5 \text{ м/сек,}$$

$$\dot{Y}_0 = (\omega Y_0 \pm \Delta) \text{ м/сек варьирует через } 0,1 \text{ м/сек от } 0 \text{ до } 1 \text{ м.}$$

Угловая скорость вращающейся системы ω является параметром. Были проделаны расчеты для $\omega = 50, 100$ и 200 сек^{-1} . Радиус нейтроновода считался постоянным и равным $2,5 \text{ см}$, что соответствует рабочему варианту генератора.

На рис. 4 иллюстрирован процесс замедления нейтронов механическим генератором УХН. Показаны распределения скоростей падающих и охлажденных нейтронов. Вид скоростных распределений нейтронов до и после замедления зависит от параметра ω .

Число охлажденных нейтронов при $\omega = 100 \text{ сек}^{-1}$ приблизительно 38%, с повышением ω до 200 сек^{-1} , это число уменьшается до 18%, с понижением ω до 50 сек^{-1} оно уменьшается до $\sim 29\%$.

Исследована была зависимость выхода УХН от угловой скорости вращения системы. Для каждого значения ω в интервале $20-180 \text{ сек}^{-1}$, с шагом 20 сек^{-1} было рассмотрено поведение 1000 замедляющихся нейтронов. Было определено количество нейтронов, которые достигая нейтроновода замедляются до ультрахолодных. Зависимость, которая была получена, показана на кривой 1 и на рис. 5. Она проходит через максимум $\omega \approx 100 \text{ сек}^{-1}$.

Анализ зависимости от выхода нейтронов, которые замедляясь не успевают превратиться в УХН, показывает что она не имеет максимума (рис. 5, кривая 3).

3. Экспериментальные результаты

Расположение МГУХН относительно нейтронного пучка из реактора показано на рис. 2 и 3. Эксперименты проводились при вакууме $(1,5-2)10^{-2} \text{ мм Hg}$ - столба.

Измерения проводились чередующимися сериями, продолжительностью 30 мин:

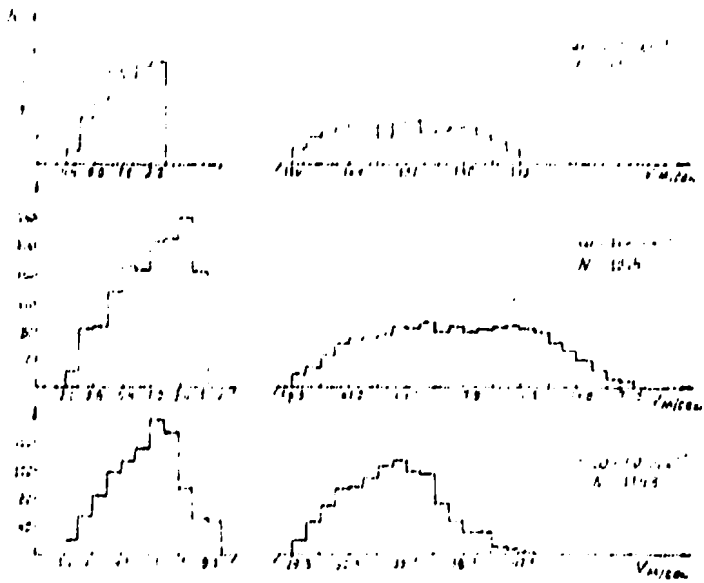


Рис.4. Изменение распределения скоростей замедляющихся нейтронов при разных значениях параметра ω .

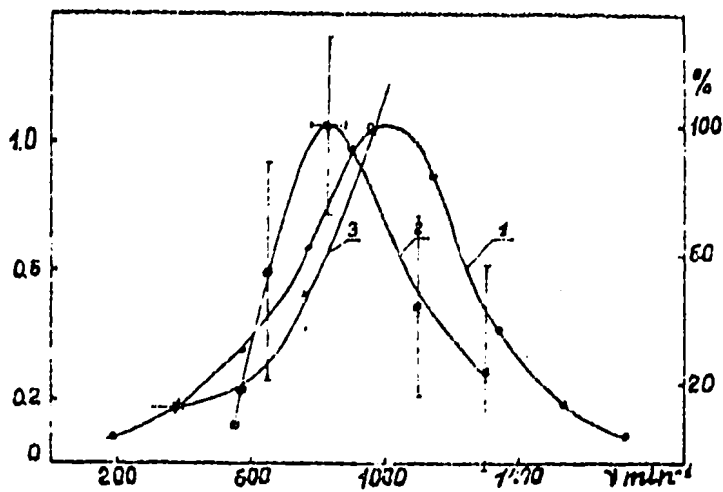


Рис.5. Зависимость выхода замедленных нейтронов от угловой скорости вращения ротора.

1. Выход УХН с учетом ширины и углового положения входной щели (теория).
2. Выход УХН (скорость счета эффекта - эксперимент).
3. Выход субтепловых нейтронов не превратившихся в УХН - (теория).

1. Канал реактора открыт, генератор в покое (ротор с отражателями не вращался) – фон.

2. Канал реактора открыт, генератор работал при постоянном числе оборотов – эффект + фон.

Отсчеты в отдельных сериях суммировались.

Результаты измерений представлены кривой 2 на рис. 5. На абсциссе отмечены обороты в минуту роторной системы генератора, а на ординате – скорость счета в минуту, соответствующая измеряемому эффекту.

Видно, что экспериментальная кривая 2 и теоретическая кривая 1 имеют почти одинаковый ход.

Эти результаты дали нам основание считать, что измеряемый эффект обязан, получаемым при помощи механического генератора, УХН.

Чтобы получить полную уверенность в том, что обнаруженный эффект обязан производимым в генераторе УХН, были проведены последовательные измерения эффекта + фона и фона, когда детектор был перекрыт алюминиевой фольгой, толщиной $15 \mu m$, покрытой никелевым слоем, толщиной $0,5 \mu m$.

В этом случае эффект исчезает. Это показывает, что он обязан УХН.

Измеренный эффект имеет величину $(1,05 \pm 0,28) \text{ мин}^{-1}$ при потоке тепловых нейтронов на дне реакторного канала порядка $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$

Используемый нами нейтронный пучок был узко коллимирован ($\Phi = 10 \text{ мм}$). Канал реактора, длиной 2,70 м не был снабжен нейтронородом. Вследствие узкой коллимации пучка и рассеяния нейтронов 70-метрового диапазона на атмосферном азоте, его интенсивность сильно уменьшалась. Учитывая это, имеется возможность дальнейшего повышения выхода УХН.

На данном этапе можно считать доказанной экспериментальным путем возможность получения УХН методом механического замедления при помощи предложенного в [1] типа замедлителя.

Авторы выражают благодарность Е. Стояновой и В. Сурджийскому за помощь в измерениях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н.Т.Кашукеев. Докл. БАН, 23, №12, 1473 (1970).
2. Н.Т.Кашукеев, Г.А.Станев. Докл. БАН (1973) - в печати.
3. Н.Т.Кашукеев, Г.А.Станев, И.Я.Моаров - в печати.
4. Н.Т.Кашукеев, Д.С.Мирчева, Н.Б.Янева. Докл. БАН, 26, № 1, 51 (1973).
5. Н.Т.Кашукеев, Д.С.Мирчева, Н.Б.Янева. Докл. БАН, (1973) - в печати.

Безъядерные процессы в Цеп+н по ядерным данным для опубликования в июле 1973 г. как доклад из Цеп+н В.Соловнуо к 1 сессии по нейтронам физике.

По техническому направлению работы в группе нейтронам.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ

Zn, Mo, Cd, In, Sn, Ta, Pb

О.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин, Т.В.Котельникова, А.Г.Колпачев, Г.Н.Ловчикова, Н.И.Фетисов,
А.М.Труфанов

Данная работа является продолжением предыдущих исследований [1, 2] по измерению спектров неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14,4 Мэв. Работы, посвященные непосредственному изучению спектров неупруго рассеянных нейтронов при данной начальной энергии в широком энергетическом интервале вторичных нейтронов немногочисленны. В настоящее время за рубежом подобные исследования ведут две группы авторов. Это группа французских авторов [3], опубликовавших спектры неупруго рассеянных нейтронов для ряда элементов только для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$, и группа немецких авторов [4], проводившая исследования для многих элементов в интервале углов $53^\circ - 131^\circ$, но с высоким энергетическим порогом ~ 1 Мэв.

В настоящей работе спектры вторичных нейтронов измерялись спектрометром по времени пролета с импульсным источником нейтронов для углов рассеяния 61° , 91° , 121° и 151° при порогах детекторов 100-300 кэв.

В ранее описанном спектрометре по времени пролета [1,2] была заменена система простого прерывания тока ионов на систему с использованием фазовой группировки с целью увеличения тока ионов в импульсе и сокращения времени измерения [5]. Длительность импульсов дейтронов на мишени была не более 3 нсек, пролетная база спектрометра 2 метра. Процедура измерения, обработка результатов, учет поправок описаны в предыдущих работах [1,2].

Приведенные спектры могут быть использованы при расчете защиты и зон реакторов и других практических целей, а также для теоретических исследований свойств ядер.

Р е з у л ь т а т ы

Данные по энергетическим спектрам представлены в таблицах I-7 в лабораторной системе координат, в единицах мбарн/Мэв.стерадиан. Нормировка спектров осуществлялась как по полному сечению рассеяния, так и по измеренному прямому потоку нейтронов.

Энергетические спектры для свинца заметно отличаются от спектров многих элементов. Низкоэнергетическая часть этих спектров очень интенсивна, высокоэнергетическая часть практически отсутствует, спектр вторичных нейтронов кончается при $E \approx 6$ Мэв. Такая форма спектра очевидно обусловлена большим вкладом нейтронов из реакции $(n, 2n)$. Это соответствует и соотношению сечений для свинца:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= 5,38 \text{ барн [6] ,} \\ \sigma_{уп} &= 2,8 \text{ барн [6] ,} \\ \sigma(n, 2n) &= 2,3 \text{ барн [6] .}\end{aligned}$$

Спектр нейтронов, неупруго рассеянных свинцом для угла $\theta = 90^\circ$, измеренный методом времени пролета в работе [3], совпадает с нашим. Каких-либо опубликованных данных по спектрам Mo , In , Sn в литературе нет. Для Ta и Zn имеются опубликованные спектры в работе немецких авторов [7]. За исключением самых высоких энергий вторичных нейтронов, спектры в пределах описок опыта совпадают. Для Ta наблюдается большой разницей в данных по сечению $(n, 2n)$. Форма, измеренного нами спектра свидетельствует о большом сечении $(n, 2n)$. Для Sn при $\theta = 90^\circ$ опубликованы спектры в работе [8]. Они хорошо совпадают с нашим при энергиях от 1 до 4 Мэв, а в области высоких энергий наблюдается расхождение. В связи с этим мы хотели обратить внимание на возможные причины расхождения спектров, измеренных разными авторами, что связано с различными факторами в процессе измерений и обработки:

1. Различны способы определения эффективности детекторов в широком диапазоне энергий вплоть до 14 Мэв. В основном до настоящего времени почти все авторы пользуются расчетными кривыми эффективности или частично расчетными, часто не учитывающими геометрию детектора.

2. Метод отделения упругого пика от неупруго рассеянных нейтронов у разных авторов различен и строго физически не обос-

нован. Такой субъективный подход может оказать влияние на высокоэнергетичную часть спектра.

3. Субъективизм допускается и при оценке поправки на активацию образца. Это оказывает влияние в основном на низкоэнергетичную часть спектра.

4. Необходимо также обращать внимание и на форму первичного спектра нейтронов, который может отличаться от расчетного из-за различных конструктивных особенностей мишени.

В заключение авторы благодарят М.Д.Битыцкую за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сальников О.А. и др. "Ядерная физика", т. 12, вып. 6, 1970.
2. Сальников О.А. и др. Доклад на второй международной конференции по ядерным данным. Хельсинки, 1970, 26/29.
3. J.Voignier et al. 3-я конференция по нейтронным сечениям Теннесси, Кноксвилл, март, 1971.
4. W.Hausven, Th.Schweitzer, D.Seeliger. Kernenergie. No. 7, 1970.
5. Ануфриенко В.Б. и др. ИТЭ № 3, 1971, 46-49.
6. Neutron Cross Sections. BNL-325, Suppl. 2, v. 2, 1966.
7. H.D.Giera, D.Seeliger, K.Seidel, D.Wohlfarth, отчет Технического Университета в Дрездене, KSN-01-71.

Таблица I

Ц и н к

Е, МэВ	61°	91°	121°	151°	Уср. спектр
0,14	6,7	5,0	7,0	8,3	6,7
0,18	9,1	6,7	9,4	11,5	9,2
0,22	11,1	8,2	11,5	14,0	11,2
0,24	12,1	9,2	12,5	15,3	12,3
0,27	13,4	10,2	13,9	16,9	13,6
0,29	14,7	11,2	15,6	18,4	15,0
0,32	16,5	12,5	17,4	20,8	16,8
0,36	18,2	14,0	19,5	23,3	18,8
0,40	20,5	15,9±3,3	21,7±6,5	26,4±6,3	21,1±16,4
0,46	23,6±11,3	18,3±4,0	25,1±5,0	30,2±5,0	24,3±3,5
0,52	26,8±5,5	20,9±3,9	28,1±4,0	34,6±4,1	27,6±2,2
0,59	30,8±4,0	24,6±3,4	31,4±3,5	38,0±3,7	31,2±1,6
0,69	34,7±3,5	27,9±3,1	34,0±3,2	40,1±3,5	34,0±1,7
0,81	36,3±3,4	29,1±2,9	35,2±3,1	40,7±3,4	35,3±1,6
0,96	36,2±3,2	30,5±2,8	33,8±2,9	39,2±3,2	34,9±1,5
1,16	34,6±3,0	32,1±2,8	31,8±2,7	36,9±3,0	33,8±1,4
1,31	33,2±4,2	32,3±4,0	30,6±3,8	35,2±3,9	32,8±1,0
1,37	32,5±4,0	32,4±3,8	30,3±3,7	34,6±3,8	32,4±1,9
1,43	31,8±3,8	31,6±3,7	29,8±3,6	34,1±3,7	31,8±1,8
1,49	30,8±3,7	31,0±3,5	29,1±3,4	33,1±3,5	31,0±1,8
1,56	30,1±3,5	30,4±3,4	28,6±3,2	32,2±3,4	30,0±1,7
1,64	29,2±3,4	29,8±3,3	28,0±3,1	31,2±3,2	29,5±1,6
1,72	28,3±3,3	29,0±3,2	27,2±3,0	29,8±3,1	28,6±1,6
1,80	27,2±3,2	27,9±3,0	26,3±2,8	28,7±3,0	27,5±1,5
1,89	26,2±3,0	26,7±2,9	25,3±2,7	27,3±2,8	26,4±1,4
1,99	25,2±2,9	25,5±2,8	24,2±2,6	25,9±2,7	25,2±1,4
2,10	24,0±2,8	24,1±2,7	23,0±2,5	24,3±2,6	23,8±1,3
2,22	22,9±2,7	22,6±2,6	21,6±2,4	22,6±2,4	22,4±1,3
2,35	21,6±2,6	21,2±2,4	20,2±2,2	20,9±2,3	21,0±1,2
2,48	20,4±2,4	19,7±2,3	18,9±2,1	19,2±2,1	19,5±1,1
2,63	19,0±2,3	18,2±2,2	17,4±2,0	17,6±2,0	18,1±1,1
2,80	17,7±2,2	16,6±2,0	16,0±1,8	16,0±1,8	16,6±1,0

Продолжение таблицы 1

E, МэВ	6I ⁰	9I ⁰	12I ⁰	15I ⁰	Уср. спектр
2,98	16,4±2,1	15,2±1,9	14,6±1,7	14,5±1,7	15,2±0,9
3,18	15,3±2,0	13,9±1,8	13,3±1,6	13,0±1,6	13,9±0,9
3,40	14,0±1,8	12,7±1,7	12,0±1,5	11,6±1,4	12,6±0,8
3,65	12,8±1,8	11,4±1,6	10,7±1,4	10,2±1,3	11,2±0,8
3,92	11,6±1,7	10,2±1,5	9,3±1,3	8,9±1,2	10,0±0,7
4,22	10,3±1,6	8,9±1,4	8,1±1,2	7,7±1,1	8,8±0,7
4,56	9,2±1,5	7,9±1,3	6,9±1,1	6,5±1,0	7,6±0,6
4,95	8,0±1,4	6,9±1,2	5,8±1,0	5,5±0,9	6,6±0,6
5,38	6,9±1,3	5,9±1,2	4,8±0,9	4,6±0,9	5,7±0,5
5,87	5,9±1,2	5,1±1,1	4,0±0,8	3,8±0,8	4,7±0,5
6,44	5,0±1,1	4,3±1,0	3,2±0,8	3,1±0,7	3,9±0,5
7,09	4,2±1,0	3,6±0,9	2,6±0,7	2,4±0,7	3,2±0,4
7,84	3,4±0,9	3,0±0,8	2,0±0,6	1,9±0,6	2,6±0,4
8,73	2,6±0,8	2,4±0,7	1,6±0,6	1,5±0,5	2,1±0,3
9,77	2,1±0,7	2,0±0,6	1,1±0,5	1,1±0,5	1,6±0,3
11,01	1,6±0,6	1,5±0,5	0,8±0,4	0,8±0,4	1,2±0,2
12,50	1,2±0,4	1,1±0,4	0,6±0,3	0,5±0,3	0,8±0,2
14,33	0,8±0,3	0,8±0,3	0,4±0,2	0,3±0,2	0,6±0,1

Таблица 2

М о л и б д е н

E, МэВ	6I ⁰	9I ⁰	12I ⁰	15I ⁰	Уср. спектр
0,52	198,4±17,4	179,5±16,3	186,8±15,5	167,5±15,5	183,0±8,1
0,59	174,7±13,8	164,9±13,1	161,4±12,3	149,1±12,1	162,5±6,4
0,69	153,9±11,6	149,0±11,2	139,9±10,3	133,7±10,2	144,1±5,4
0,81	133,8±9,8	127,0±9,4	117,8±8,6	113,8±8,5	123,1±4,5
0,96	114,2±8,4	105,3±7,8	97,5±7,1	95,2±7,1	103,0±3,8
1,16	90,6±6,7	81,5±6,0	76,0±5,6	74,0±5,5	80,5±3,0
1,31	78,3±6,5	70,5±6,0	65,7±5,4	64,8±5,6	69,8±3,0
1,37	74,3±6,1	66,9±5,7	62,6±5,2	61,2±5,3	66,2±2,8
1,43	70,4±5,8	63,9±5,4	59,4±4,9	58,6±5,0	63,1±2,6
1,49	66,6±5,5	60,6±5,1	56,7±4,7	55,6±4,8	59,9±2,5

Продолжение таблицы 2

$E, \text{МэВ}$	$6I^{\circ}$	$9I^{\circ}$	$12I^{\circ}$	$15I^{\circ}$	Уор. спектр
1,56	$62,8 \pm 5,2$	$57,4 \pm 4,8$	$53,6 \pm 4,4$	$52,6 \pm 4,5$	$56,6 \pm 2,4$
1,64	$59,3 \pm 4,9$	$53,6 \pm 4,5$	$50,3 \pm 4,1$	$49,5 \pm 4,2$	$53,2 \pm 2,2$
1,72	$55,2 \pm 4,6$	$50,1 \pm 4,2$	$47,0 \pm 3,8$	$46,4 \pm 4,0$	$49,7 \pm 2,1$
1,80	$51,5 \pm 4,3$	$46,8 \pm 4,0$	$43,9 \pm 3,6$	$43,1 \pm 3,7$	$46,3 \pm 2,0$
1,89	$47,9 \pm 4,0$	$43,0 \pm 3,7$	$40,7 \pm 3,4$	$39,8 \pm 3,5$	$42,8 \pm 1,8$
1,99	$44,7 \pm 3,8$	$40,4 \pm 3,5$	$37,7 \pm 3,2$	$36,8 \pm 3,2$	$39,9 \pm 1,7$
2,10	$41,4 \pm 3,6$	$37,2 \pm 3,2$	$34,5 \pm 2,9$	$33,8 \pm 3,0$	$36,7 \pm 1,6$
2,22	$38,3 \pm 3,3$	$34,4 \pm 3,0$	$31,4 \pm 2,7$	$30,8 \pm 2,8$	$33,7 \pm 1,5$
2,35	$34,6 \pm 3,1$	$31,4 \pm 2,8$	$28,5 \pm 2,5$	$27,8 \pm 2,5$	$30,6 \pm 1,5$
2,48	$31,9 \pm 2,9$	$29,0 \pm 2,6$	$25,7 \pm 2,3$	$25,2 \pm 2,3$	$27,9 \pm 1,3$
2,64	$28,8 \pm 2,6$	$26,5 \pm 2,4$	$23,1 \pm 2,1$	$22,5 \pm 2,1$	$25,2 \pm 1,1$
2,80	$26,2 \pm 2,4$	$24,2 \pm 2,3$	$20,6 \pm 1,9$	$20,1 \pm 2,0$	$22,8 \pm 1,1$
2,98	$23,4 \pm 2,2$	$21,8 \pm 2,1$	$18,2 \pm 1,7$	$17,8 \pm 1,8$	$20,3 \pm 1,0$
3,18	$20,7 \pm 2,0$	$19,3 \pm 1,9$	$15,9 \pm 1,5$	$15,5 \pm 1,6$	$17,9 \pm 0,9$
3,40	$18,5 \pm 1,9$	$17,2 \pm 1,8$	$13,7 \pm 1,4$	$13,5 \pm 1,4$	$15,7 \pm 0,8$
3,65	$16,1 \pm 1,7$	$15,1 \pm 1,6$	$11,7 \pm 1,2$	$11,6 \pm 1,3$	$13,6 \pm 0,7$
3,92	$14,0 \pm 1,5$	$13,1 \pm 1,4$	$9,9 \pm 1,1$	$9,8 \pm 1,2$	$11,7 \pm 0,7$
4,22	$12,0 \pm 1,4$	$11,3 \pm 1,3$	$8,2 \pm 1,0$	$8,3 \pm 1,0$	$10,0 \pm 0,6$
4,56	$10,2 \pm 1,3$	$9,7 \pm 1,2$	$6,8 \pm 0,9$	$7,0 \pm 0,9$	$8,4 \pm 0,5$
4,95	$8,7 \pm 1,2$	$8,2 \pm 1,1$	$5,6 \pm 0,8$	$5,8 \pm 0,8$	$7,1 \pm 0,5$
5,38	$7,3 \pm 1,0$	$7,0 \pm 1,0$	$4,5 \pm 0,7$	$4,8 \pm 0,7$	$5,9 \pm 0,4$
5,87	$6,1 \pm 1,0$	$5,9 \pm 0,9$	$3,6 \pm 0,6$	$4,0 \pm 0,7$	$4,9 \pm 0,4$
6,44	$5,1 \pm 0,8$	$4,9 \pm 0,8$	$2,9 \pm 0,6$	$3,3 \pm 0,6$	$4,0 \pm 0,4$
7,09	$4,2 \pm 0,8$	$4,1 \pm 0,7$	$2,3 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,5$	$3,3 \pm 0,3$
7,84	$3,4 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,3$
8,73	$2,6 \pm 0,6$	$2,6 \pm 0,6$	$1,4 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,3$
9,77	$2,0 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,5$	$1,0 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,2$
11,01	$1,5 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,2$
12,50	$1,2 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,1$
14,33	$0,8 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,2$		$0,5 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$

Таблица 3

К а д м и й

Е, МэВ	6I ⁰	9I ⁰	12I ⁰	15I ⁰	Уср. спектр
0,52	259,6±22,7	236,3±1,9	180,0±19,5	166,0±18,0	210,5±10,3
0,59	238,6±18,7	211,4±17,2	172,8±15,2	167,7±14,6	197,6±8,3
0,69	214,1±16,1	194,2±14,9	159,6±12,8	156,9±12,5	181,2±7,1
0,81	182,3±13,5	170,7±12,8	140,8±10,8	139,8±10,7	158,4±6,1
0,92	151,7±11,2	140,6±10,5	120,0±9,2	120,4±9,1	133,2±5,0
1,16	116,6±8,7	104,8±7,9	94,9±7,3	95,5±7,2	102,9±3,9
1,31	98,7±8,2	87,4±7,7	81,6±7,4	81,9±7,3	84,4±3,8
1,37	92,9±7,7	82,5±7,2	77,4±7,0	77,5±6,9	82,6±3,6
1,43	87,6±7,2	77,5±6,7	73,0±6,6	73,4±6,5	77,9±3,4
1,49	81,4±6,8	73,0±6,3	69,1±6,2	69,4±6,1	73,2±3,2
1,56	77,2±6,4	68,4±5,9	64,7±5,8	65,0±5,7	68,8±3,0
1,64	71,8±6,0	63,8±5,5	60,4±5,4	60,3±5,3	64,1±2,8
1,72	66,1±5,6	59,4±5,2	56,1±5,0	55,4±4,9	59,2±2,6
1,80	61,0±5,2	54,7±4,8	51,4±4,6	51,1±4,5	54,6±2,4
1,89	56,2±4,8	50,4±4,5	47,3±4,3	46,6±4,2	50,1±2,2
1,99	51,6±4,5	46,8±4,2	43,4±4,0	42,6±3,8	46,1±2,1
2,10	47,1±4,1	43,0±3,9	39,6±3,7	38,5±3,5	42,0±1,9
2,22	42,9±3,8	39,3±3,6	35,9±3,4	34,7±3,2	38,2±1,8
2,35	38,4±3,5	35,6±3,3	32,1±3,1	30,8±2,9	34,2±1,6
2,48	34,8±3,2	32,3±3,1	29,0±2,8	27,6±2,7	30,9±1,5
2,64	31,0±2,9	28,9±2,8	25,9±2,6	24,4±2,4	27,6±1,4
2,80	27,7±2,7	25,9±2,6	22,9±2,3	21,4±2,2	24,5±1,2
2,98	24,4±2,4	22,9±2,4	20,1±2,2	18,6±2,0	21,5±1,1
3,18	21,0±2,2	19,9±2,1	17,3±1,9	15,9±1,8	18,5±1,0
3,40	18,1±2,0	17,4±2,0	15,0±1,8	13,5±1,6	16,0±0,9
3,65	15,5±1,8	15,0±1,8	12,8±1,6	11,4±1,4	13,7±0,8
3,92	12,9±1,6	12,7±1,6	10,7±1,4	9,4±1,2	11,4±0,7
4,22	10,7±1,4	10,8±1,4	8,9±1,3	7,7±1,1	9,5±0,7
4,56	8,9±1,3	9,1±1,3	7,5±1,2	6,3±1,0	7,9±0,6
4,95	7,1±1,2	7,5±1,2	6,1±1,0	5,0±0,9	6,4±0,5
5,38	5,7±1,1	6,2±1,1	5,0±0,9	4,0±0,8	5,2±0,5

Продолжение таблицы 3

В, МэВ	61°	91°	121°	151°	Уор. спектр
5,07	4,5±1,0	2,1±1,0	4,0±0,8	3,2±0,7	4,2±0,4
6,14	3,5±0,9	4,1±0,9	3,2±0,8	2,5±0,7	3,4±0,4
7,09	2,7±0,8	3,3±0,8	2,6±0,7	1,9±0,6	2,6±0,4
7,84	2,1±0,7	2,6±0,7	2,0±0,6	1,5±0,6	2,0±0,3
8,77	1,6±0,5	2,0±0,6	1,5±0,6	1,1±0,5	1,5±0,3
9,77	1,1±0,5	1,5±0,5	1,1±0,5	0,8±0,4	1,1±0,2
11,01	0,8±0,4	1,1±0,4	0,8±0,4	0,5±0,4	0,8±0,2
12,50	0,6±0,4	0,7±0,4	0,6±0,3	0,3±0,3	0,5±0,2
14,33	0,4±0,3	0,5±0,3	0,3±0,3	0,2±0,2	0,3±0,1

Таблица 4

И н д и к

В, МэВ	61°	91°	121°	151°	Уор. спектр
0,14	23,1	25,6	31,5	33,1	28,4
0,18	31,2	35,2	42,4	43,5	38,1
0,22	38,5	41,8	50,7	53,3	46,0
0,24	41,9	46,5	56,9	58,0	50,8
0,27	46,7	51,3	63,5	64,3	56,5
0,29	51,5	57,5	69,5	70,9	62,3
0,32	56,7	62,2	78,3	79,9	69,3
0,36	62,7	70,5	87,4	88,0	77,6
0,40	72,6±16,6	78,1±33,1	97,8±29,7	96,8±34,0	86,3±14,6
0,46	83,9±14,1	86,6±23,2	104,7±21,1	105,8±25,6	95,2±10,7
0,52	94,2±12,4	97,5±16,9	111,5±16,3	110,4±18,3	103,4±8,1
0,59	103,1±11,9	103,2±14,0	110,1±13,3	113,8±15,4	107,5±6,8
0,69	109,3±11,5	107,3±12,3	106,7±11,7	113,6±13,4	109,2±6,1
0,81	111,8±10,7	111,0±11,3	101,1±10,4	115,7±12,2	109,9±5,6
0,96	113,2±10,3	111,9±10,6	91,9±9,2	111,2±11,0	107,1±5,1
1,16	105,4±9,4	104,2±19,7	81,8±8,1	94,6±9,4	96,5±4,6

Продолжение таблицы 4

$\lambda, \text{нм}$	$\sigma_{\text{I}}^{\circ}$	$\sigma_{\text{II}}^{\circ}$	$\sigma_{\text{III}}^{\circ}$	$\sigma_{\text{IV}}^{\circ}$	Уср. спектр
1,31	97,4 \pm 12,9	95,4 \pm 14,0	76,4 \pm 12,5	82,2 \pm 14,2	87,8 \pm 6,7
1,37	94,1 \pm 12,2	91,3 \pm 13,1	74,3 \pm 12,0	77,4 \pm 13,6	84,3 \pm 6,4
1,43	90,7 \pm 11,7	86,7 \pm 12,3	72,1 \pm 11,5	72,7 \pm 12,8	80,6 \pm 6,0
1,49	86,5 \pm 11,2	82,0 \pm 11,6	69,6 \pm 10,7	68,2 \pm 12,0	76,6 \pm 5,7
1,56	82,8 \pm 10,8	77,5 \pm 11,1	67,7 \pm 10,1	64,4 \pm 11,3	73,1 \pm 5,4
1,64	78,9 \pm 10,2	72,6 \pm 10,4	65,1 \pm 9,5	60,6 \pm 10,6	69,3 \pm 5,1
1,72	75,1 \pm 9,8	68,2 \pm 9,8	62,5 \pm 9,0	57,0 \pm 10,0	65,7 \pm 4,8
1,80	71,0 \pm 9,4	63,4 \pm 9,4	59,5 \pm 8,6	53,5 \pm 9,5	61,8 \pm 4,6
1,89	67,1 \pm 9,1	58,8 \pm 9,0	57,2 \pm 8,3	50,6 \pm 9,1	58,4 \pm 4,4
1,99	62,9 \pm 8,6	54,2 \pm 8,6	54,1 \pm 7,9	47,8 \pm 8,6	54,7 \pm 4,2
2,10	59,0 \pm 8,2	50,0 \pm 8,2	51,2 \pm 7,7	45,4 \pm 8,4	51,4 \pm 4,1
2,22	54,4 \pm 7,8	46,0 \pm 7,8	48,0 \pm 7,3	42,7 \pm 8,0	47,8 \pm 3,9
2,35	50,3 \pm 7,4	42,2 \pm 7,4	44,7 \pm 6,9	40,3 \pm 7,6	44,4 \pm 3,7
2,48	46,0 \pm 6,9	38,2 \pm 7,0	41,2 \pm 6,5	37,9 \pm 7,2	40,8 \pm 3,5
2,64	41,7 \pm 6,6	34,7 \pm 6,7	37,5 \pm 6,1	35,0 \pm 6,8	37,2 \pm 3,3
2,80	37,3 \pm 6,2	31,0 \pm 6,3	33,9 \pm 5,7	32,1 \pm 6,4	33,6 \pm 3,1
2,98	33,5 \pm 5,8	27,6 \pm 6,0	30,2 \pm 5,3	29,0 \pm 6,0	30,1 \pm 2,9
3,18	29,9 \pm 5,5	24,2 \pm 5,5	26,5 \pm 4,9	25,9 \pm 5,5	26,6 \pm 2,7
3,40	26,3 \pm 5,2	20,8 \pm 5,2	22,8 \pm 4,5	22,7 \pm 5,1	23,1 \pm 2,5
3,65	22,8 \pm 4,8	17,9 \pm 4,8	19,5 \pm 4,2	19,8 \pm 4,6	20,0 \pm 2,3
3,92	19,7 \pm 4,6	15,3 \pm 4,5	16,4 \pm 3,8	17,0 \pm 4,3	17,1 \pm 2,2
4,22	16,8 \pm 4,3	13,0 \pm 4,1	13,6 \pm 3,5	14,3 \pm 3,9	14,4 \pm 2,0
4,56	14,2 \pm 3,9	11,0 \pm 3,8	11,4 \pm 3,2	12,1 \pm 3,6	12,2 \pm 1,8
4,95	12,0 \pm 3,7	9,5 \pm 3,6	9,5 \pm 3,0	10,2 \pm 3,3	10,3 \pm 1,7
5,38	10,0 \pm 3,4	8,1 \pm 3,4	7,8 \pm 2,7	8,4 \pm 3,0	8,6 \pm 1,6
5,87	8,4 \pm 3,2	6,9 \pm 3,1	6,3 \pm 2,5	6,9 \pm 2,8	7,1 \pm 1,5
6,44	7,1 \pm 3,0	6,0 \pm 3,0	5,2 \pm 2,4	5,7 \pm 2,7	6,0 \pm 1,4
7,09	5,9 \pm 2,8	5,1 \pm 2,8	4,2 \pm 2,3	4,6 \pm 2,5	5,0 \pm 1,3
7,84	4,9 \pm 2,6	4,4 \pm 2,5	3,4 \pm 2,0	3,6 \pm 2,3	4,1 \pm 1,2
8,73	4,0 \pm 2,4	3,6 \pm 2,3	2,7 \pm 1,9	2,8 \pm 2,1	3,3 \pm 1,1
9,77	3,5 \pm 2,2	3,2 \pm 2,1	2,4 \pm 1,7	2,2 \pm 2,0	2,8 \pm 1,0
11,01	2,8 \pm 1,8	2,6 \pm 1,7	1,7 \pm 1,4	1,5 \pm 1,3	2,0 \pm 0,8
12,50	2,2 \pm 1,6	2,2 \pm 1,5	1,3 \pm 1,3	1,2 \pm 1,0	1,7 \pm 0,7
14,33	1,6 \pm 1,4	1,7 \pm 1,3	1,0 \pm 1,1	0,9 \pm 0,7	1,3 \pm 0,6

Таблица 5

О л о в о

E, МэВ	6I ⁰	9I ⁰	12I ⁰	15I ⁰	Уор. спектр
0,14	31,1	30,9	19,3	22,8	26,1
0,18	42,0	41,6	25,7	30,9	35,0
0,22	50,7	51,7	31,7	37,0	42,8
0,24	54,8	56,9	35,10	42,8	47,1
0,27	60,5	63,1	38,16	44,6	51,6
0,29	66,1	68,6	41,9	49,4	56,5
0,32	74,8	77,9	47,0	55,7	63,8
0,36	82,9	87,0	53,0	61,2	71,0
0,40	93,5±17,2	97,1±30,2	58,7±17,4	68,2±15,2	79,4±10,4
0,46	106,8±15,8	112,7±18,7	67,5±17,8	78,2±12,5	91,3±8,2
0,52	119,2±13,7	129,7±14,6	77,3±12,8	88,1±11,0	103,5±6,6
0,59	135,5±12,7	128,3±12,3	89,2±10,5	100,3±10,5	113,3±5,8
0,67	147,5±12,2	118,4±10,7	94,2±9,4	109,3±10,0	117,4±5,3
0,81	151,4±11,8	102,3±9,1	92,6±8,4	111,4±9,3	114,4±4,9
0,96	141,2±10,8	86,7±7,6	86,1±7,4	106,5±8,6	105,1±4,4
1,16	120,8±9,2	75,7±6,5	75,6±6,4	94,1±7,4	91,6±3,7
1,31	107,5±10,3	70,2±8,6	68,5±8,6	86,1±9,2	83,1±4,6
1,37	102,7±9,8	67,6±8,1	65,7±8,2	83,1±8,8	79,8±4,4
1,43	96,6±9,2	64,9±7,6	63,6±7,7	78,6±8,3	75,7±4,1
1,49	90,8±8,7	61,6±7,2	59,1±7,2	73,9±7,7	71,4±3,8
1,56	85,8±8,2	59,0±6,8	56,6±6,8	70,2±7,3	67,9±3,6
1,64	79,8±7,7	55,4±6,4	53,3±6,3	66,0±6,8	63,6±3,4
1,72	74,6±7,2	52,0±6,0	50,2±5,8	61,3±6,3	59,5±3,2
1,80	68,7±6,7	48,0±5,6	46,6±5,4	56,6±5,8	55,0±3,0
1,89	62,7±6,2	43,9±5,2	43,1±5,1	52,3±5,5	50,5±2,8
1,99	57,5±5,8	40,1±4,9	39,8±4,8	47,6±5,1	46,2±2,6
2,10	52,0±5,4	36,0±4,5	36,3±4,4	43,3±4,7	41,9±2,4
2,22	47,1±5,0	32,2±4,2	33,0±4,2	39,2±4,4	37,9±2,2
2,35	42,1±4,6	28,4±3,9	29,0±3,8	35,0±4,0	33,8±2,0
2,48	37,2±4,2	24,6±3,6	26,1±3,5	31,0±3,7	29,7±1,9
2,64	33,3±3,9	21,5±3,3	23,3±3,2	27,8±3,4	26,4±1,7
2,80	29,5±3,6	18,5±3,1	20,4±3,0	24,4±3,1	23,2±1,6
2,98	26,1±3,3	15,9±2,9	17,9±2,7	21,6±2,9	22,9±1,5

Продолжение таблицы 5

$E, \text{ МэВ}$	$6I^0$	$9I^0$	$12I^0$	$15I^0$	Уср. спектр
3,18	$23,1 \pm 3,1$	$13,5 \pm 2,7$	$15,5 \pm 2,6$	$18,9 \pm 2,6$	$17,7 \pm 1,4$
3,40	$20,2 \pm 2,9$	$11,3 \pm 2,5$	$13,2 \pm 2,4$	$16,5 \pm 2,4$	$15,3 \pm 1,3$
3,65	$17,6 \pm 2,7$	$9,4 \pm 2,4$	$11,2 \pm 2,2$	$14,2 \pm 2,2$	$13,1 \pm 1,2$
3,92	$15,3 \pm 2,5$	$7,7 \pm 2,3$	$9,3 \pm 2,0$	$12,2 \pm 2,1$	$11,1 \pm 1,1$
4,22	$13,3 \pm 2,4$	$6,2 \pm 2,2$	$7,6 \pm 1,9$	$10,3 \pm 1,9$	$9,3 \pm 1,0$
4,56	$11,4 \pm 2,2$	$4,9 \pm 2,0$	$6,0 \pm 1,8$	$8,6 \pm 1,7$	$7,7 \pm 1,0$
4,95	$9,8 \pm 2,1$	$3,8 \pm 1,9$	$4,7 \pm 1,6$	$7,2 \pm 1,6$	$6,4 \pm 0,9$
5,38	$8,3 \pm 1,9$	$2,8 \pm 1,8$	$3,6 \pm 1,5$	$5,9 \pm 1,4$	$5,2 \pm 0,8$
5,87	$7,0 \pm 1,8$	$2,1 \pm 1,7$	$2,8 \pm 1,4$	$4,9 \pm 1,3$	$4,2 \pm 0,8$
6,44	$5,9 \pm 1,7$	$1,5 \pm 1,4$	$2,0 \pm 1,3$	$4,0 \pm 1,2$	$3,4 \pm 0,7$
7,09	$4,9 \pm 1,5$	$1,1 \pm 1,0$	$1,5 \pm 1,2$	$3,2 \pm 1,1$	$2,7 \pm 0,7$
7,84	$4,0 \pm 1,4$	$0,8 \pm 0,8$	$1,1 \pm 1,1$	$2,6 \pm 1,0$	$2,1 \pm 0,6$
8,73	$3,3 \pm 1,2$		$0,8 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,9$	$1,7 \pm 0,5$
9,77	$2,6 \pm 1,0$			$1,5 \pm 0,8$	$1,2 \pm 0,5$
11,01	$2,0 \pm 0,8$			$1,2 \pm 0,7$	$0,9 \pm 0,4$
12,50	$1,5 \pm 0,7$			$0,9 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,3$
14,33	$1,1 \pm 0,5$			$0,6 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,2$

Таблица 6

Т а б л и ц а

$E, \text{ МэВ}$	$6I^0$	$9I^0$	$12I^0$	$15I^0$	Уср. спектр
0,10	27	23	21	25	24
0,14	62,2	51,3	49,4	58,1	55,3
0,18	84,4	69,0	67,3	78,7	74,8
0,22	103,0	84,3	81,3	95,9	91,9
0,24	111,8	92,3	90,4	104,8	99,8
0,27	123,7	101,8	99,3	116,2	110,2
0,29	137,0	112,9	110,3	129,1	122,3
0,32	153,7	126,0	122,6	144,0	136,6
0,36	166,6	138,1	133,0	155,9	147,5

Продолжение таблицы 6

Е, МэВ	6I°	9I°	12I°	15I°	Уср. спектр
0,40	175,3±19,7	152,6±18,4	142,6±16,6	166,0±19,5	159,1±9,3
0,46	181,4±16,6	165,9±16,0	150,3±14,5	172,9±16,1	167,6±9,2
0,52	184,0±15,0	172,5±14,2	154,8±13,1	175,7±14,3	171,8±8,1
0,59	183,0±14,1	172,1±13,3	156,5±12,3	172,6±13,3	171,1±6,6
0,69	181,1±13,6	166,7±12,5	156,2±11,8	166,2±12,5	167,6±6,5
0,81	175,0±13,0	160,1±11,9	149,7±11,2	157,5±11,7	160,6±6,0
0,96	161,8±12,0	148,7±11,1	136,6±10,2	142,7±10,6	147,4±5,5
1,16	142,2±10,7	133,2±10,0	121,0±9,2	124,2±9,4	130,1±5,0
1,31	128,2±11,3	120,8±10,9	110,5±10,2	112,2±10,2	117,9±4,9
1,37	122,8±10,7	116,0±10,4	105,9±9,8	107,3±9,8	113,0±5,1
1,43	116,1±10,2	110,0±9,8	100,9±9,4	102,0±9,4	107,3±5,0
1,49	109,5±9,7	104,1±9,3	95,3±8,8	96,7±8,9	101,4±4,0
1,56	103,2±9,2	97,8±8,8	89,7±8,3	91,8±8,4	95,6±4,3
1,64	96,6±8,6	91,8±8,3	83,9±7,7	86,0±7,9	89,6±4,0
1,72	90,0±8,2	85,4±7,8	77,9±7,2	80,3±7,5	83,4±4,0
1,80	83,0±7,6	79,0±7,3	71,8±6,8	74,3±7,0	77,1±3,6
1,89	76,8±7,2	72,9±6,3	66,2±6,4	68,3±6,5	71,1±3,6
1,99	70,5±6,7	66,7±6,4	60,6±5,9	62,9±6,2	65,2±3,0
2,10	64,4±6,3	60,5±6,0	55,0±5,5	57,1±5,7	59,2±2,9
2,22	58,6±5,9	54,8±5,6	49,9±5,2	51,4±5,3	53,7±2,8
2,35	53,0±5,5	49,4±5,2	44,8±4,8	46,2±4,9	48,4±2,0
2,48	47,9±5,1	44,1±4,9	39,9±4,4	40,8±4,5	43,2±2,4
2,64	42,8±4,8	38,6±4,4	35,2±4,1	36,0±4,1	38,2±2,0
2,80	38,0±4,4	33,5±4,1	30,5±3,7	31,3±3,8	33,3±1,9
2,98	33,3±4,1	28,8±3,7	26,2±3,4	27,0±3,4	28,9±1,8
3,18	29,2±3,8	24,5±3,4	22,2±3,1	22,8±3,1	24,7±1,8
3,40	24,8±3,4	20,6±3,1	18,4±2,8	18,9±2,8	20,7±1,7
3,65	21,2±3,2	17,3±2,9	15,2±2,5	15,7±2,5	17,4±1,4
3,92	18,0±2,9	14,3±2,6	12,3±2,3	12,9±2,3	14,4±1,3
4,22	15,1±2,7	11,8±2,4	9,9±2,1	10,5±2,0	11,8±1,2
4,56	12,7±2,5	9,7±2,2	8,0±1,9	8,6±1,9	9,7±1,1

Продолжение таблицы 6

Е, МэВ	6I°	9I°	12I°	15I°	Уср. спектр
4,95	10,6±2,3	7,9±2,1	6,4±1,8	7,0±1,7	7,9±1,0
5,38	8,8±2,2	6,4±2,0	5,0±1,6	5,7±1,6	6,5±0,9
5,87	7,3±2,0	5,1±1,8	3,9±1,5	4,6±1,5	5,2±0,8
6,44	6,0±1,8	4,1±1,7	3,0±1,4	3,7±1,4	4,2±0,7
7,09	4,9±1,7	3,2±1,5	2,2±1,3	3,0±1,3	3,3±0,6
7,84	3,9±1,5	2,5±1,4	1,6±1,2	2,3±1,1	2,6±0,5
8,73	3,0±1,4	1,8±1,2	1,2±1,2	1,6±1,0	2,0±0,4
9,77	2,4±1,2	1,4±1,1	0,8±0,7	1,5±0,9	
11,01	1,8±0,9	1,0±0,8	0,5±0,4	1,0±0,7	
12,50	1,2±0,7	0,6±0,5		0,8±0,6	

Таблица 7

С в и н ц

Е, МэВ	5I°	9I°	12I°	15I°	Уср. спектр
0,52	407,2±39,6	355,9±36,3	306,1±38,5	459,1±41,7	405,1±19,4
0,59	313,2±27,5	314,7±27,2	327,9±28,6	365,5±30,3	334,0±14,2
0,69	265,3±21,5	265,6±21,3	277,5±22,5	291,0±23,1	278,7±11,1
0,81	226,2±17,5	222,2±17,1	242,9±18,4	237,1±18,2	231,5±8,9
0,96	194,1±16,7	189,8±14,3	196,7±14,9	198,7±15,0	195,3±7,4
1,16	160,2±12,0	153,8±11,5	158,4±11,9	161,2±12,0	158,4±5,9
1,31	144,0±12,2	135,6±11,7	139,8±12,1	143,3±12,3	140,7±6,0
1,37	138,2±11,6	129,7±11,0	133,4±11,4	137,2±11,7	134,6±5,7
1,43	133,2±11,1	124,5±10,5	127,9±10,9	131,8±11,1	129,4±5,5
1,49	128,4±10,6	119,4±10,0	122,2±10,3	126,3±10,6	124,1±5,2
1,56	122,5±10,1	113,7±9,5	115,7±9,7	119,9±10,0	117,9±4,9
1,64	116,7±9,6	107,2±8,9	108,7±9,0	113,1±9,4	111,2±4,6
1,72	108,4±9,0	100,5±8,4	101,3±8,4	105,8±8,8	104,0±4,3
1,80	100,8±8,4	93,7±7,9	93,8±7,8	98,4±8,2	96,7±4,0
1,89	93,5±7,8	87,0±7,4	86,3±7,3	91,0±7,6	89,4±3,8

Продолжение таблицы 7

<u>Е, МэВ</u>	<u>6I°</u>	<u>9I°</u>	<u>12I°</u>	<u>15I°</u>	<u>Уср. спектр</u>
1,99	86,7±7,3	80,7±6,9	79,3±6,7	84,0±7,1	82,7±3,5
2,10	79,4±6,8	73,9±6,4	72,3±6,2	76,7±6,5	75,6±3,2
2,22	72,6±6,3	67,4±5,9	65,3±5,7	69,6±6,0	68,7±3,0
2,35	65,6±5,8	60,8±5,4	58,1±5,2	62,3±5,4	61,7±2,7
2,48	59,3±5,3	55,2±5,0	51,9±4,7	55,9±5,0	55,6±2,5
2,64	52,9±4,8	49,5±4,6	45,9±4,2	49,7±4,5	49,5±2,3
2,80	46,8±4,4	44,5±4,2	40,3±3,8	44,0±4,1	43,9±2,1
2,98	41,1±4,0	39,2±3,9	35,1±3,5	38,3±3,7	38,4±1,9
3,18	35,9±3,6	33,9±3,5	30,0±3,1	32,9±3,3	33,2±1,7
3,40	31,1±3,3	29,4±3,2	25,4±2,8	28,2±2,9	28,5±1,5
3,65	26,8±3,1	24,9±2,9	21,1±2,5	23,6±2,6	24,1±1,4
3,92	22,5±2,8	20,7±2,6	17,2±2,2	19,3±2,3	19,9±1,2
4,22	18,5±2,5	17,2±2,4	13,9±2,0	15,6±2,0	16,3±1,1
4,56	15,1±2,2	14,0±2,2	11,1±1,8	12,6±1,8	13,2±1,0
4,95	12,0±2,0	11,1±2,0	8,6±1,6	9,8±1,6	10,4±0,9
5,38	9,6±1,8	8,7±1,8	6,6±1,4	7,5±1,4	8,1±0,8
5,87	7,7±1,7	6,9±1,7	5,0±1,3	5,7±1,3	6,3±0,8
6,44	6,2±1,5	5,3±1,5	3,8±1,2	4,3±1,2	4,9±0,7
7,09	4,3±1,4	4,1±1,4	2,8±1,1	3,2±1,1	3,7±0,6
7,84	3,2±1,3	3,1±1,2	2,1±1,0	2,3±1,0	2,8±0,6
8,73	3,0±1,1	2,2±1,1	1,5±0,9	1,6±0,9	2,1±0,5
9,77	2,4±0,9	1,8±0,9	1,1±0,8	1,2±0,8	1,6±0,4
11,01	1,8±0,8	1,2±0,8	0,7±0,6	0,8±0,6	1,1±0,4
12,50	1,3±0,6	0,7±0,6	0,5±0,4	0,5±0,5	0,8±0,3
14,33	0,9±0,5	0,5±0,5	0,3±0,2	0,3±0,3	0,5±0,2

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МАКСИМУМА ПРАВДОПОДОБИЯ
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ
ФУНКЦИИ

А.А.Грешилов, И.А.Петухова

Важное промышленное и научное значение имеет точное знание периодов полураспада радиоактивных ядер. Особенно большие трудности при определении периодов полураспада короткоживущих ядер.

Рассмотрим способы определения периодов полураспада радиоактивных ядер при условии, что в некоторые моменты времени проводилось определение активности исследуемого образца, содержащего только один радиоактивный изотоп. Будем считать, что получаемые значения активности изотопа свободны от фона.

Задача определения периода полураспада радиоактивного изотопа есть частный случай задачи нахождения свободных параметров экспоненциальной функции. Кроме того, следует учесть, что измерения имеют экспериментальные погрешности, которые могут считаться некоррелированными с сигналом.

Для определения свободных параметров по экспериментальным значениям применяются в основном два метода обработки.

1. Методы аппроксимации [1]. Выбираются подходящие функции со свободными параметрами, которые подбираются таким образом, чтобы дать лучшую аппроксимацию.

Разработано много критериев добротности аппроксимации [1]. Наиболее общие критерии основаны на принципе максимума правдоподобия. Согласно этому принципу [2], наилучшими оценками неизвестных параметров являются те, которые максимизируют плотность распределения вероятностей экспериментальных значений. Принцип максимального правдоподобия приводит в случае нормального распределения ошибок измерения к методу наименьших квадратов [3].

2. Методы линейных преобразований [4,5]. Эти методы применяются для определения параметров перекрывающихся функций. Часто можно частично или полностью разделить перекрывающиеся функции посредством линейных преобразований, в частности интег-

ральных, что значительно упрощает анализ. Но при этом увеличиваются амплитуды как выборных компонент, так и шумов, что определяет практический предел увеличения разрешения.

В рассматриваемой работе вид функции известен, поэтому целесообразно применить принцип максимума правдоподобия. Как правило, в задачах подобного рода учитывается только погрешность по оси ординат (регрессионный анализ). В общем случае, если экспериментальные точки расположены в пространстве n измерений и во всех n измерениях имеются ошибки наблюдений, требуется применение так называемого конъюгентного анализа. Неучет погрешности по оси приводит к неверной (заниженной) оценке дисперсии, а также может привести к смещенной оценке [4].

Отличительная черта данной работы состоит в том, что здесь учтены погрешности как по оси ординат, так и по оси абсцисс (конъюгентный анализ). Метод максимума правдоподобия при решении задач конъюгентного анализа автоматически определяет вид минимизируемого функционала.

В методе максимума правдоподобия оценки свободных (неизвестных) параметров a_i определяются из системы уравнений:

$$\frac{\partial \ln P}{\partial a_i} = 0 \text{ при } a_i = \bar{a}_i \quad i = 1, 2, \dots, s \quad (2)$$

где P - плотность распределения вероятностей найти измеряемые точки; P зависит от значений измеряемых величин и неизвестных параметров; \bar{a}_i - ожидаемые, то есть наилучшие значения параметров a_i .

Уравнения (2) образуют систему s алгебраических (в общем случае нелинейных) уравнений относительно s неизвестных параметров. Дисперсии искоемых параметров, согласно методу максимума правдоподобия, определяются следующим образом. Составляется матрица из вторых производных $\left[\frac{\partial^2 \ln P}{\partial a_i \partial a_j} \right]$ ($i = 1, 2, \dots, s$), вычисленных при найденных значениях параметров $a_i = \bar{a}_i$, $a_j = \bar{a}_j$. При обращении матриц элементы по главной диагонали, взятые с обратным знаком, дадут значения дисперсий соответствующих параметров. Для случая одного неизвестного параметра дисперсия вычисляется по формуле:

$$\mathfrak{D} = - \left[\frac{1}{\frac{\partial^2 \ln P}{\partial a^2}} \right]_{a=\bar{a}}$$

В дальнейшем рассмотрении для простоты полагаем, что измеряемые величины независимые и случайные, и каждая из них подчиняется нормальному закону распределения, то есть плотность распределения вероятностей экспериментальных точек имеет вид:

$$P = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})^n} \prod_k \frac{1}{\sigma_{a_k} \sigma_{b_k}} e^{-\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n \left[\frac{(b_k - \bar{b}_k)^2}{\sigma_{b_k}^2} + \frac{(a_k - \bar{a}_k)^2}{\sigma_{a_k}^2} \right]}, \quad (3)$$

где $\sigma_{a_k}^2 = \mathfrak{D}_{a_k}$, $\sigma_{b_k}^2 = \mathfrak{D}_{b_k}$ - дисперсии параметров; a_k , b_k - математические ожидания измеряемых величин по оси абсцисс и ординат соответственно.

Принцип максимума правдоподобия приводит к отысканию минимума функционала:

$$F = \sum_{k=1}^n \left[\frac{(b_k - \bar{b}_k)^2}{\sigma_{b_k}^2} + \frac{(a_k - \bar{a}_k)^2}{\sigma_{a_k}^2} \right], \quad (4)$$

по свободным параметрам.

Кроме того, в выражении (4) не известны "точные" значения координат \bar{a}_k , \bar{b}_k . Если $b = f(a)$, то $\bar{b}_k = f(\bar{a}_k)$, и требуется определить \bar{a}_k .

Существуют разные способы определения величин \bar{a}_k [6,7]. В настоящей работе значения находятся из условия:

$$\frac{\partial F}{\partial \bar{a}_k} = 0, \quad k = 1, 2, \dots, n \quad (5)$$

Итак, пусть задана экспоненциальная функция $y = Ae^{\lambda x}$ со свободными параметрами A, λ . Введем обозначения $\lambda = -\lambda$ и будем рассматривать следующие 3 способа задания исходных данных:

1. Логарифм отношения ординат y_k, y_{k+1} в последовательные моменты времени t_k, t_{k+1} остается постоянной величиной, то есть $\ln \frac{y_{k+1}}{y_k} = \text{Const}$.

2. В каждый момент времени задается значение интеграла

функции на некотором временном интервале: $N_k = \int_{t_{k-1}}^{t_k} \lambda e^{\lambda t} dt$.

3. Задан конечный набор значений t_k и соответствующие им значения функции y_k . Для случая (1) $\bar{b}_k = \lambda a_k$, $a_k = t_{k+1} - t_k$, $\bar{N}_k = \bar{y}_k \frac{y_{k+1}}{y_k}$ система (2) сводится к одному уравнению:

$$\sum_{k=1}^n \left[\frac{a_k - \bar{a}_k}{\sigma^2 a_k} \frac{\partial a_k}{\partial \lambda} + \frac{b_k - \lambda a_k}{\sigma^2 b_k} a_k \right] = 0,$$

или

$$\sum_{k=1}^n \left[\frac{1}{(\lambda^2 \sigma^2 a_k + \sigma^2 b_k)^2} (\lambda^2 a_k - \lambda b_k) (b_k \sigma^2 a_k \sigma^2 b_k - \lambda^2 b_k \sigma^2 a_k) - 2 \lambda a_k \sigma^2 a_k \sigma^2 b_k - \frac{b_k - \lambda a_k}{\sigma^2 b_k} a_k \right] = 0.$$

Здесь $\bar{a}_k = \frac{\lambda b_k \sigma^2 a_k + a_k \sigma^2 b_k}{\lambda^2 \sigma^2 a_k + \sigma^2 b_k}$ определено из уравнения (5),

$$\frac{\partial \bar{a}_k}{\partial \lambda} = \frac{b_k \sigma^2 a_k - \lambda^2 b_k (\sigma^2 a_k) - 2 \lambda a_k \sigma^2 a_k \sigma^2 b_k}{(\lambda^2 \sigma^2 a_k + \sigma^2 b_k)^2}.$$

В случае (2) $\bar{a}_k = \bar{t}_k$ выводится из выражения:

$$\frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma^2 t_k} + \frac{N_k - \bar{N}_k}{\sigma^2 N_k} \lambda e^{\lambda t_k} = 0$$

и система (2) имеет вид:

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^n \left[\frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma^2 t_k} \cdot \frac{\partial \bar{t}_k}{\partial \lambda} + \frac{N_k \lambda - A(e^{\lambda t_k} - e^{\lambda t_{k-1}})}{\lambda \sigma^2 N_k} \left[\frac{A}{\lambda} (\bar{t}_k e^{\lambda t_k} - \bar{t}_{k-1} e^{\lambda \bar{t}_{k-1}}) - \frac{1}{\lambda} (e^{\lambda \bar{t}_k} - e^{\lambda \bar{t}_{k-1}}) \right] \right]; \\ \sum_{k=1}^n \left[\frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma^2 t_k} \cdot \frac{\partial t_k}{\partial \lambda} + \frac{N_k \lambda - A(e^{\lambda t_k} - e^{\lambda t_{k-1}})}{\lambda^2 \sigma^2 N_k} (e^{\lambda t_k} - e^{\lambda t_{k-1}}) \right] = 0 \end{cases}$$

Наконец, в случае 3 $\bar{a}_k = \bar{t}_k$ и определяется из уравнения:

$$\frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma^2 t_k} + \frac{y_k - \bar{y}_k - \lambda e^{\lambda \bar{t}_k}}{\sigma^2 y_k} \lambda e^{\lambda \bar{t}_k} = 0;$$

$$\bar{b}_k = \bar{y}_k = \lambda e^{\lambda \bar{t}_k}.$$

Тогда система (2) для определения A, λ запишется следующим образом:

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^n \left[\frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma^2 t_k} \cdot \frac{d\bar{t}_k}{d\lambda} + \frac{y_k - \bar{y}_k}{\sigma^2 y_k} A \bar{t}_k \lambda^2 \right] = 0; \\ \sum_{k=1}^n \left[\frac{t_k - \bar{t}_k}{\sigma^2 t_k} \cdot \frac{d\bar{t}_k}{dA} + \frac{y_k - \bar{y}_k}{\sigma^2 y_k} e^{\lambda \bar{t}_k} \right] = 0 \end{cases} \quad (8)$$

Уравнение (6) и система (8) решались методом простой итерации, система (5) - методом линеаризации (Алгоритм) [8]. В качестве примера приведены расчеты для трех рассмотренных случаев при одинаковых исходных данных. Значения величины \bar{t} заданы лишь в девяти точках от $t = 0,15$ сек равномерно через $0,15$ сек до $t = 1,55$ сек; значения по оси ординат приведены в относительных единицах. Относительные погрешности по обеим координатам составляют 1% для всех точек. Все экспериментальные значения по оси ординат делались на значение ординаты при $t = 0$, то есть λ полагалось равным 1. Значения ординат соответствующих точек в относительных единицах представлены в таблице 1.

Таблица 1

Способ задания исходных данных	Значения ординаты								
1,3	6,00	9,90	16,32	26,80	44,30	73,20	120	199	330
2	0,39	0,63	1,05	1,75	2,90	4,60	8,00	13,00	20,00

При первом способе задания исходных данных получены значения $\bar{\lambda} = 9,97 \text{ сек}^{-1}$, дисперсии $\mathcal{D}\lambda = 8,12 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-2}$, при втором - $\lambda = 10,09 \text{ сек}^{-1}$, $\mathcal{D}\lambda = 2,55 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-2}$, при третьем - $\bar{\lambda} = 9,995 \text{ сек}^{-1}$, $\mathcal{D}\lambda = 4,92 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-2}$. Хотя значения $\bar{\lambda}$ несколько различаются, они находятся в пределах рассчитанных погрешностей (при доверительной вероятности 0,95). В таблице 2 приведены некоторые результаты расчета дисперсий $[\text{сек}^{-2}]$ для случая равномерного разбиения по оси t при $\bar{\lambda} = 10 \text{ сек}^{-1}$ при разных сочетаниях относительных погрешностей по оси абсцисс и ординат.

Таблица 2

$\delta y, \%$ \ $\beta t, \%$	0,5	1,5	2,5	3,0	5,0
0,5	$2,031 \cdot 10^{-3}$	$2,168 \cdot 10^{-3}$	$2,202 \cdot 10^{-3}$	$2,204 \cdot 10^{-3}$	$2,208 \cdot 10^{-3}$
1,5	$1,114 \cdot 10^{-2}$	$1,839 \cdot 10^{-2}$	$1,940 \cdot 10^{-2}$	$1,958 \cdot 10^{-2}$	$1,985 \cdot 10^{-2}$
3,0	$1,894 \cdot 10^{-2}$	$5,923 \cdot 10^{-2}$	$7,114 \cdot 10^{-2}$	$7,365 \cdot 10^{-2}$	$7,768 \cdot 10^{-2}$
5,0	$2,096 \cdot 10^{-2}$	$8,718 \cdot 10^{-2}$	$1,157 \cdot 10^{-1}$	$1,226 \cdot 10^{-1}$	$1,341 \cdot 10^{-1}$

Как следует из приведенных результатов, увеличение погрешности по оси абсцисс t значительно влияет на величину дисперсии. Поэтому учет погрешности по этой оси может привести к заниженному значению дисперсии.

Важное практическое значение имеет закон задания экспериментальных точек по осям координат, а также необходимое количество экспериментальных точек. В качестве критерия оценки была взята величина дисперсии определяемого параметра, т.е. оптимальным считался тот случай, когда величина дисперсии наименьшая. Расчеты показали, что количество измеренных точек при одном и том же интервале изменения переменных слабо влияет на величину дисперсии, лишь незначительно уменьшая ее с увеличением числа исходных точек. Длина интервала изменения переменных оказывает существенное влияние на величину дисперсии: с увеличением длины интервала дисперсия уменьшается (как в регрессионном анализе).

Исследовалось влияние закона выбора экспериментальных точек по координатным осям для рассмотрения случаев. Расчеты проводились для:

- а) равномерно расположенных точек по оси абсцисс;
- б) равномерно расположенных точек по оси ординат.

При равномерном расположении точек по оси ординат значения величины y в относительных единицах фиксировались в 9 точках от $y = 16$ до $y = 176$ через 20 единиц, соответствующие значения времени оказались равными 0,278; 0,358; 0,403; 0,433; 0,456; 0,475; 0,491; 0,505; 0,517 сек. Относительные погрешности по осям координат для всех точек составляют 1%. Значение дисперсии в этом случае получилось равным $4,937 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-2}$.

Из сравнения результатов расчетов с результатами, полученными при равномерном расположении точек по оси абсцисс, видно, что наименьшее значение дисперсии определяемого параметра Δ при равномерном разбиении по оси ординат при одних и тех же относительных погрешностях по оси абсцисс. Но в отдельных случаях при измерении очень коротких интервалов может оказаться невозможным измерять величины по оси абсцисс с одной и той же относительной погрешностью, так как в экспоненциальном процессе равным интервалам Δy_i соответствуют все более малые интервалы Δt_i .

Если же относительная погрешность по оси z не постоянна, то уже нельзя сделать определенного вывода оптимальности равномерного разбиения по осям. Для примера приведены результаты расчетов для одного из рассмотренных способов задания исходных данных. При равномерном разбиении по оси абсцисс z фиксировалось от 0 до 21 сек через 3,4 сек; диапазон изменения ординаты " y " в относительных единицах в обоих случаях 0,3+150 (табл.4). Относительные погрешности по оси ординат во всех точках составляли 2%, а погрешности по оси абсцисс:

$$\Delta z_L = 0,02z_L + 0,2 \text{ сек}$$

Получены следующие результаты: $\mathfrak{D} \lambda = 2,92 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-2}$ для равномерного разбиения по оси абсцисс и $\mathfrak{D} \lambda = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-2}$ для равномерного разбиения по оси ординат.

Если погрешность по оси z мала, то есть ее можно считать постоянной и близкой к нулю, то вывод об оптимальности равномерного разбиения по оси ординат оправдлив и для этого случая, и, таким образом, переносится на задачи регрессионного анализа.

Рассмотренный алгоритм в конечном счете привел к трансцендентным системам, состоящим из громоздких (хотя и несложных) выражений, а для некоторых других функций получаются еще более громоздкие выражения. Поэтому целесообразно применить какие-либо другие алгоритмы для определения свободных параметров сложных функций. В частности, свободные параметры функции можно определить, минимизируя функционал:

$$F = \sum_{k=1}^n \left[\frac{(b_k - \tilde{b}_k)^2}{\sigma^2 b_k} + \frac{(a_k - \tilde{a}_k)^2}{\sigma^2 a_k} \right],$$

где $\tilde{b}_k = f(a_k)$, \tilde{a}_k находятся по известным значениям b_k через соотношения, то есть $\tilde{a}_k = f^{-1}(b_k)$.

Таблица 4

$$\lambda = 0,2 \text{ сек}^{-1}; \quad \Delta = 0,3$$

Значения точек по оси ординат при равномерном разбиении по оси абсцисс, отн.ед.	0,30	0,59	1,17	2,32	4,57	9,02	17,80	35,20	69,40	150
Значения точек по оси абсцисс при равномерном разбиении по оси ординат, сек	0	8,1	9,5	11,6	13,0	14,1	15,0	15,8	16,5	17,0

Выводы

1. Рассмотрен метод нахождения свободных параметров экспоненциальной функции для 3-х способов задания исходных данных с учетом погрешностей как по оси ординат, так и по оси абсцисс.
2. Неучет погрешности при определении свободных параметров экспоненциальной функции по оси абсцисс приводит к завышенной оценке дисперсии определяемых параметров.
3. При одинаковых относительных погрешностях по осям координат наименьшее значение дисперсии свободных параметров имеет место в случае равномерного разбиения по оси ординат для рассмотренных способов задания исходных данных. Этот вывод справедлив и для регрессионного анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Keller W.D. et al. "NMR Spectrum of 3-chlorothiobane, an example of complete NMR spectral analysis by computer techniques". The J. of Chem. Phys., 1966, v.44, p. 782.
2. Иноши Л. Теория и практика обработки результатов измерений. Пер. с англ. Клепикова Н.П., М., "Мир", 1968, 226
3. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки информации. М., Физматгиз, 1958, 127, 151.
4. Robinson E.A. "Predictive decomposition of time series with application to seismic exploration", geophysics, 1967, v.32 p. 418.
5. Allen L.C. et al. "Resolution enhancement for spectra of chemical and physical interest", The J. of Chem. Phys., 1964, v. 40, p. 3135.
6. Клепиков Н.П.; Соколов С.И. Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия. М., "Наука", 1964, 178.
7. Williamson J.H. "Least-squares fitting of a straight line". Canad J. of Phys., 1968, v. 46, p. 1845.
8. Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. М., "Наука", 1970, 148, 123.

И. К. Аверьянов, Б. М. Дзюба

АТЛАС СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
НЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

В атласе* приводятся результаты численных расчетов сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией $1 \text{ МэВ} \leq E \leq 6 \text{ МэВ}$ (шаг $\Delta E = 0,5 \text{ МэВ}$) атомными ядрами с $Z \geq 9$ ($19 \leq A \leq 238$). Результаты представлены в виде сечений и коэффициентов разложения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов по полиному Лежандра.

Расчеты выполнены на основе метода Каузера-Тейбала и сферической оптической модели упругого рассеяния с использованием эмпирических сведений о структуре низких возбужденных состояний атомных ядер.

* Редакция сборника "Ядерные константы" решила депонировать таблицы данной статьи (атласа) из-за большого объема (180 стр.) и передать в библиотеку Центра по ядерным данным.

Таблицы атласа в форме копий (на фотопленке или бумаге) можно получить по запросу, посланному в Центр.

АТЛАС СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
АТОМНЫМИ ЯДРАМИ
(расчеты по методу Хаузера-Фешбаха и на основе оптической
модели ядра)

С о д е р ж а н и е

I. Введение.....	3
§ 1. Метод Хаузера-Фешбаха.....	4
§ 2. Параметры расчетов.....	5
§ 3. Содержание Атласа	6
§ 4. Сравнение с экспериментальными данными.....	7
Л и т е р а т у р а	8
П р и л о ж е н и е	9
II. Часть I. Сечения образования составного ядра (σ_c) и коэффициенты разложения дифференциальных сечений потенциального упругого рассеяния нейтронов по по- линомам Лежандра (A_L).....	14
III. Часть II. Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро (σ_c) и коэффициен- ты разложения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов по полиномам Лежанд- ра (A_L).....	56

Введение

В настоящее время в ядерной технике и энергетике широко используются данные по сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов атомными ядрами. Экспериментальное определение сечений рассеяния нейтронов, особенно неупругого, является очень трудоемким процессом. В связи с этим в настоящее время экспериментальный материал по указанным сечениям является весьма неполным и несистематичным. Однако модельные представления о механизме взаимодействия нейтронов с атомными ядрами позволяют восполнить теоретическим путем имеющиеся пробелы в экспериментальных данных и в какой-то степени добиться определенной системы всех наших знаний о сечениях упругого и неупругого рассеяния нейтронов.

Статистический метод Хаузера-Фешбаха [1] и оптическая модель позволяют с успехом предсказывать сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов атомными ядрами (см., например, [2-5]).

§ I. Метод Хаузера-Фешбаха

Для вычисления дифференциального сечения неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро с возбуждением одного из дискретных состояний ядра-мишени мы используем формулу Хаузера-Фешбаха:

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{4} \frac{1}{2(2L+1)} \sum_{j_e} T_{j_e}(E) \sum_j \frac{(2J+1)^2 \sum_{j_e'} T_{j_e'}(E_q)}{\sum_{j_e''} T_{j_e''}(E_p)} \sum_{L' < L} (-1)^{L-L'} \cdot Z(l'j'l'; \frac{1}{2}L) Z(lj'j; \frac{1}{2}L) W(jj'j'; L) W(jj'j; L) \cdot P_L(\cos \theta),$$

где: E, λ - энергия в системе центра масс и длина волны налетающего нейтрона; E_q - энергия уровня ядра-мишени; E_p - энергия вылетающего нейтрона. Очевидно, что $E = E_q + E_p$.

J - полный момент системы; j, l - полный момент и орбитальный момент налетающего нейтрона; j', l' - полный момент и орбитальный момент вылетающего нейтрона; I_0, I_1 - спин ядра-мишени в основном и в возбужденном состояниях; Z - коэффициенты Блатта-Биденхарна [3]; W - коэффициенты Гака. Законы сохранения момента и четности требуют выполнения следующих соотношений:

$$|I_0 - J| \leq J \leq I_0 + J; \quad e = j \pm \frac{1}{2}; \quad (-1)^{e'} P_{l'} = (-1)^e P_l;$$

$$|I_1 - J| \leq j' \leq I_1 + J; \quad e' = j' \pm \frac{1}{2}; \quad (-1)^{e''} P_{l''} = (-1)^e P_l;$$

$$|I_p - J| \leq j'' \leq I_p + J; \quad e'' = j'' \pm \frac{1}{2};$$

Суммирование по индексу α' учитывает конкуренцию, обусловленную возможностью вылета из составного ядра кроме нейтрона других частиц (в нашем случае для некоторых ядер протона и α -частицы). Для энергии налетающих нейтронов $E \sim 1$ Мэв радиационный захват нейтронов мал, поэтому мы его не рассматриваем.

Формула для вычисления полного сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением одного уровня ядра-мишени получается из предыдущей путем интегрирования по углам θ, φ и имеет вид:

$$\sigma(E, E_q) = \frac{\pi \Lambda^2}{2(2I_0+1)} \cdot \sum_{l_0} T_{j_0} \cdot (E) \cdot \sum_{j'} \frac{(2J+1) \sum_{l'} T_{j'l'}(E_q)}{\sum_{j''} \sum_{l''} T_{j''l''}(E_q)}$$

Коэффициенты проницаемости ядерной поверхности $T_{j'l'}$ для частиц вычисляются на основе оптической модели с соответствующими оптическими потенциалами.

§ 2. Параметры расчетов

Основными исходными, начальными данными расчетов являются:

1) энергии уровней, их спины и четности начальных и конечных ядер;

2) энергии связи нейтронов, протонов и α -частиц в составном ядре (когда энергетически возможен вылет из составного ядра также и двух последних частиц);

3) параметры оптического потенциала для нейтронов (и для протонов, и α -частиц, если вылет последних из составного ядра является конкурирующим процессом по отношению к испусканию нейтронов).

Основные сведения об уровнях ядер, их спинах и четностях взяты из /6-8/. Частично соответствующие данные для ряда ядер получены из /9-25/. В тех случаях, где спины и четности уровней ядер точно не установлены, расчеты выполнены с использованием их предполагаемых значений. Энергии связи частиц в ядрах найдены из таблиц, приведенных в /26/. Для расчетов $T_{j\ell}(E)$ для всех частиц используется сферический оптический потенциал, предложенный Бьерклуном и Фермбахом /27/.

$$V(r) = V_c - V_1 f(r) - i V_2 g(r) + V_3 \left(\frac{\hbar}{\mu_x c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} (\vec{\sigma} \vec{e}),$$

где

$$V_c = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 R_c} \left(3 \frac{r^2}{R_c^2} \right), & r \leq R_c, \quad R = r_0 A^{1/3}, \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r > R_c, \quad R_c = r_c A^{1/3}, \end{cases}$$

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2\right],$$

$\vec{\sigma}$ - спиновой оператор Паули, \vec{e} - орбитальный момент частицы, Z - заряд ядра, Z_1 - заряд частицы ($V_c = 0$ для нейтронов), \hbar, c, μ_x - постоянная Планка, скорость света и масса x - мезона соответственно.

Параметры r_0, a, b - геометрические параметры потенциала, r_c - глубины соответствующих потенциалов. Параметры оптического потенциала для нейтронов взяты из работы /4/ (см. таблицу).

Мы используем обозначение

$$V_1(E) = V_{10}(E) - V_{11}(E) \frac{N-Z}{A}$$

Таблица

$$r_0 = 1,25 \text{ ф.}, \quad a = 0,65 \text{ ф.}, \quad b = 0,98 \text{ ф.}, \quad V_3 = 6 \text{ МэВ}$$

E_n (МэВ)	V_{10} (МэВ)	V_{11} (МэВ)	V_3 (МэВ)
1,0	55,5	54	4,0
1,5	54,5	46	4,6
2,0	53,5	38	5,0
2,5	52,5	30	5,6
3,2	51,5	22	6,0
4,0	50,0	16	7,0
5,0	48,5	10	8,0
6,0	47,0	7	9,2

В области энергии $E_n < 2$ МэВ параметры V_{10} и V_{11} получены линейной экстраполяцией по точкам $E_n = 2$ и $2,5$ МэВ. Значения параметров V_{10} , V_{11} , V_3 в промежуточных точках по энергии получались на основе линейной интерполяции по двум соседним точкам, указанным в таблице.

Зависимость параметров потенциала от энергии учитывалась только во входном канале.

Оптический потенциал для протонов имеет ту же форму, что и для нейтронов. Его геометрические параметры $r_0 = r_0 = 1,25 \text{ ф.}$, $a = 0,65 \text{ ф.}$, $b = 0,98 \text{ ф.}$

Параметры V_1 и V_2 взяты из работы /28/. $V_3 = 8$ МэВ для всех ядер и при всех энергиях протонов. Параметры потенциала для α -частиц подобраны на основе экспериментальных данных по упругому рассеянию α -частиц атомными ядрами, и имеют следующие значения:

$$r_0 = r_0 = 1,73 \text{ ф.}, \quad a = 0,67 \text{ ф.}, \quad b = 1,68 \text{ ф.},$$

$$V_1 = \begin{cases} (25,4 - 0,125 A) \text{ МэВ}, & A < 40, \\ (20,7 - 0,05 A) \text{ МэВ}, & A \geq 40, \end{cases}$$

причем V_1 от энергии α -частиц не зависит. $V_2 = 3,5$ МэВ

для всех ядер и при всех энергиях α - частиц. $V_3 = 0$. Форма потенциала та же, что и для нуклонов.

§ 3. Содержание Атласа

Атлас состоит из двух частей. В первой части приводятся сечения образования составного ядра налетающим нейтроном и коэффициенты разложения A_L дифференциальных сечений потенциального упругого рассеяния нейтронов ядром-мишенью по полиномам Лежандра. Разложение велось по формуле:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\omega} = \sum_{L=0}^{12} \frac{2L+1}{2} A_L P_L(\cos\theta).$$

В первом столбце таблиц указаны заряд и атомный вес ядра-мишени и энергия налетающего нейтрона (в мегаэлектрон-вольтах). Во втором столбце приводится сечение образования составного ядра (в миллибарнах). Во всех следующих столбцах приводятся коэффициенты A_L (в миллибарнах/стерадиан). Форма записи коэффициента означает, например,

$$125(4) = 125 \cdot 10^{-4}$$

Во второй части Атласа приводятся полные сечения возбуждения соответствующих уровней при неупругом рассеянии нейтронов и коэффициенты разложения A_L дифференциальных сечений упругого неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро с возбуждением определенных уровней ядра-мишени. Разложение выполнялось по формуле:

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\omega} = \sum_{L-четн.} A_L P_L(\cos\theta).$$

В первом столбце таблиц указаны заряд и атомный вес ядра-мишени, энергия налетающего нейтрона в лабораторной системе и энергии уровней, их спины и четности ядра-мишени, возбуждаемые в процессе рассеяния; во втором столбце приводятся: полное сечение упругого рассеяния нейтронов через составное ядро и полное сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением соответствующих уровней ядра-мишени. Все сечения заданы в миллибарнах. Во всех последующих столбцах приводятся A_L (в миллибарнах/стерадиан). Форма записи A_L и очень малых сечений та же, что и в

первой части Атласа. На основе коэффициента A_0 из первой части Атласа можно получить значение полного сечения потенциального упругого рассеяния нейтронов σ_{se} , а именно:

$$\sigma_{se} = 2\pi A_0.$$

Так как разложение $\frac{d\sigma_{se}}{d\omega}$ по полиномам Лежандра проведено с учетом гармоник с $l_{max} = 12$, определение σ_{se} через A_0 получается с точностью до нескольких процентов. Эта ошибка вполне допустима в пределах точности оптической модели.

На основе знания величин σ_c и σ_{se} можно получить и сведения о полном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами:

$$\sigma_t = \sigma_c + \sigma_{se};$$

на основе значения сечения упругого рассеяния нейтронов через составное ядро (сечение "возбуждения" основного состояния ядра-мишени по терминологии таблиц второй части Атласа) можно получить сведения о полном сечении всех неупругих процессов и о полном сечении упругого рассеяния /29/, то есть

$$\sigma_{ne} = \sigma_c - \sigma_{el};$$

Очевидно, что $\frac{d\sigma_{el}}{d\omega} = \frac{d\sigma_{se}}{d\omega} + \frac{d\sigma_{ce}}{d\omega}$; $\sigma_{el} = \sigma_{se} + \sigma_{ce}$.

При использовании данных, приведенных в Атласе, необходимо помнить следующее:

1) средние параметры оптической модели, на основе которых получены результаты, приведенные в Атласе, недостаточно точно описывают экспериментальные данные по упругому рассеянию различного рода частиц при малых энергиях легкими атомными ядрами ($A \leq 30$). Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов для этих ядер следует использовать как оценочные;

2) средние параметры сферического оптического потенциала не позволяют с достаточной степенью точности описывать процессы рассеяния частиц малых энергий специфическими ядрами (ядра, магические по нейтронам, сильно деформированные ядра). Для этих ядер наши данные также следует рассматривать как оценочные /4,5/;

3) корреляционные поправки в сечения с малым числом открытых каналов рассеяния для некоторых ядер (см., например, /30/) в результатах, приведенных в Атласе, не учитывались. Они также наиболее существенны при малых энергиях нелетающих нейтронов в случае самых легких ядер и ядер, магических и дважды магических.

§ 4. Сравнение с экспериментальными данными

В качестве примеров описания имеющихся экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию нейтронов теоретическими сечениями, приведенными в Атласе, мы демонстрируем рисунки I-13 приложения (см. /4,5/). На рис. I-8 сравниваются экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов (точки) с рассчитанными дифференциальными сечениями потенциального упругого рассеяния (прерывистые кривые), исправленного теоретически на упругое рассеяние нейтронов через составное ядро (сплошные кривые). Там, где приводится только сплошная кривая, $\sigma_{\text{св}} = 0$. На рис. 9-13 проводится сравнение экспериментальных дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением некоторых уровней ядер-мишеней (точки) с соответствующими теоретическими дифференциальными сечениями неупругого рассеяния нейтронов (кривые).

Авторы благодарны Новицкой Ж.И. за большую помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Hauser, H. Feshbach. *Phys. Rev.*, 87, 366 (1952).
2. E. H. Aurbach, S. O. Moore. *Phys. Rev.* 135B, 895 (1964).
3. E. H. Aurbach, S. O. Moore. *Phys. Rev.* 163, 1124 (1967).
4. И. К. Аверьянов, А. Е. Савельев, Б. М. Дзюба. Бюллетень Информационного Центра по ядерным данным, вып. 6, Атомиздат, 1969, стр. 236.
5. И. К. Аверьянов, А. Е. Савельев, Б. М. Дзюба. Научн. техн. сб. "Ядерные константы", Атомиздат, вып. 7, стр. 77, 1971.
6. C. M. Lederer, I. M. Hollander, I. Perlman. *Table of Isotopes*, 6th Edition, New-York, London, Wiley and Sons (1968).
7. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. А 100, "Наука", М. Л., 1966.
8. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. А 100. "Наука". М. Л., 1963.
9. M. Calderbank, E. I. Burge, V. E. Lewis, D. A. Smith. *Nucl. Phys.* A105, 601 (1967).
10. I. H. Towle. *Nucl. Phys.*, A117, 657 (1968).
11. I. H. Towle. *Nucl. Phys.* A131, 561 (1969).
12. A. C. Wolff, H. G. Leighton. *Nucl. Phys.* A140, 319 (1970).
13. I. Burde, G. Engler, A. Ginsburg, A. A. Jaffe, A. Marinov, L. Birstein. *Nucl. Phys.* A141, 375 (1970).
14. V. R. Emery, G. A. Nelson, R. M. Willnizick. *Nucl. Phys.* A142, 619 (1970).
15. V. S. Rogers, L. E. Beghian, F. M. Clikeman, F. Hofman, S. Wilensky. *Nucl. Phys.*, A142, 100 (1970).
16. V. S. Rogers, L. E. Beghian, F. M. Clikeman, F. S. Mahoney. *Nucl. Phys.* A144, 81 (1970).
17. S. C. Mathoor, P. S. Buchaman, I. L. Morgan. *Phys. Rev.*, 160, 816 (1967).

18. I.B.McGrory. Phys.Rev., 160, 915 (1967).
19. G.M.Crawley, G.T.Garvey. Phys. Rev. 160, 981 (1967).
20. E.P.Lippencott, A.M.Bernstein. Phys. Rev. 163, 1170 (1967).
21. G.M.Crawley, G.T.Garvey. Phys. Rev. 167, 1070 (1968).
22. I.K.Dickens, E.Eichler, G.R.Satchler. Phys. Rev. 168, 1355 (1968).
23. W.W.Daehnick. Phys.Rev. 177, 1763 (1969).
24. D.E.Velkley, K.C.Chung, A.Mittler, I.D.Brandenberger, M.T.Mc Ellistrem. Phys. Rev., 179, 1090 (1969).
25. Ю.Г.Дегтярев. Диссертация, 1970.
26. В.А.Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер.М.,1965.
27. F.I.Bjorklund, S.Fernbach. Phys. Rev., 109, 1295 (1958).
28. F.G.Perey. Phys.Rev., 131, 745 (1963).
29. П.Е.Ходгсон. Оптическая модель упругого рассеяния. Москва, Атомиздат, 1966.
30. A.M.Lane, I.E.Lynn, Proc. Phys. Soc., A70, 557 (1957).

ПРИЛОЖЕНИЕ

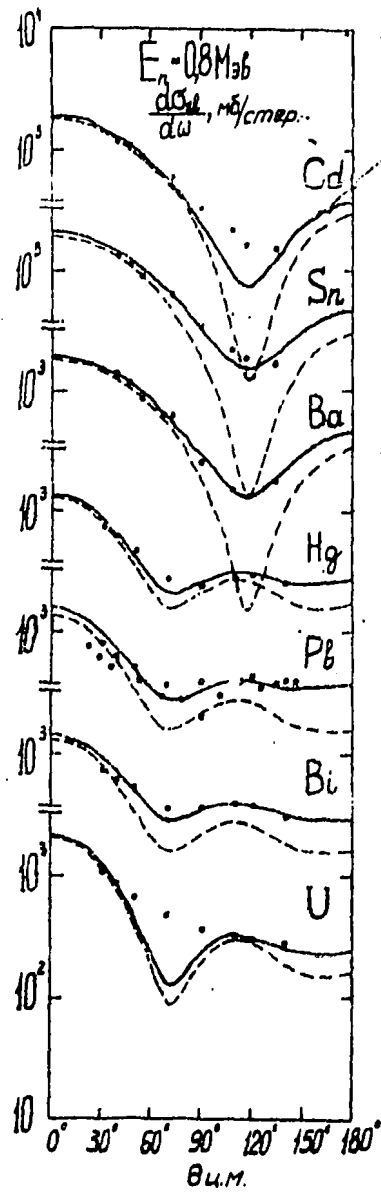


Рис. 1.

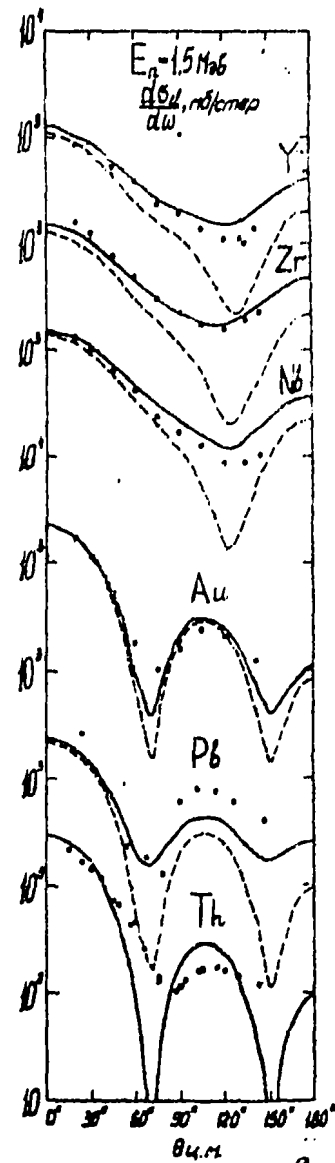


Рис. 2.

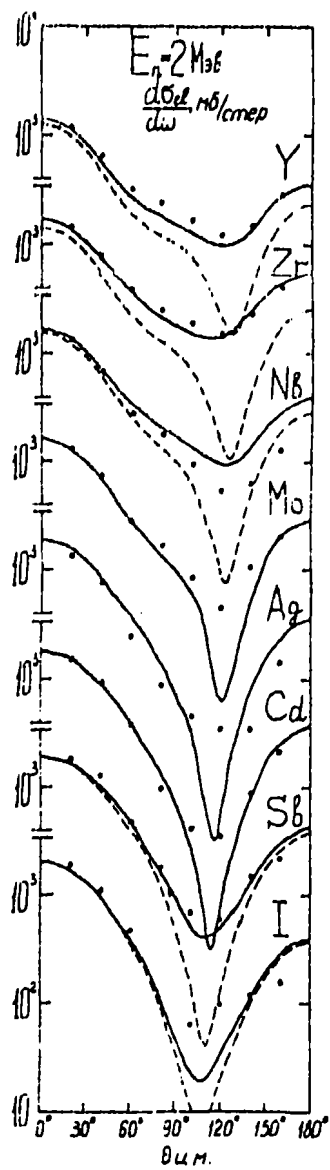


РИС.3

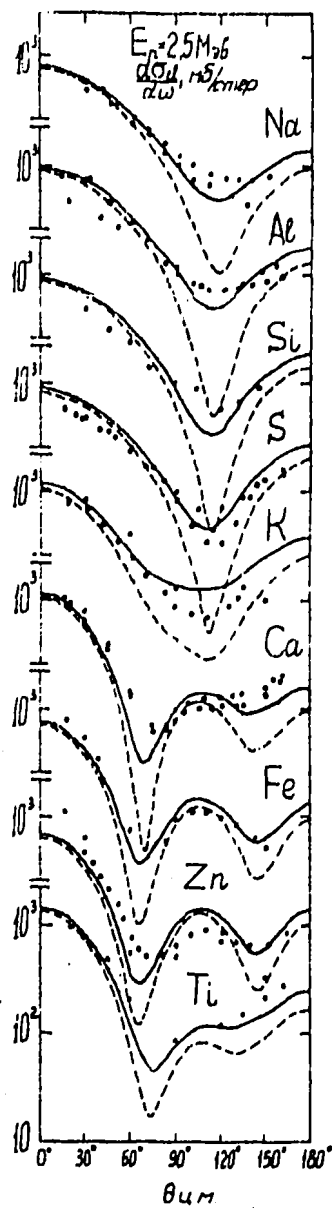


РИС.4

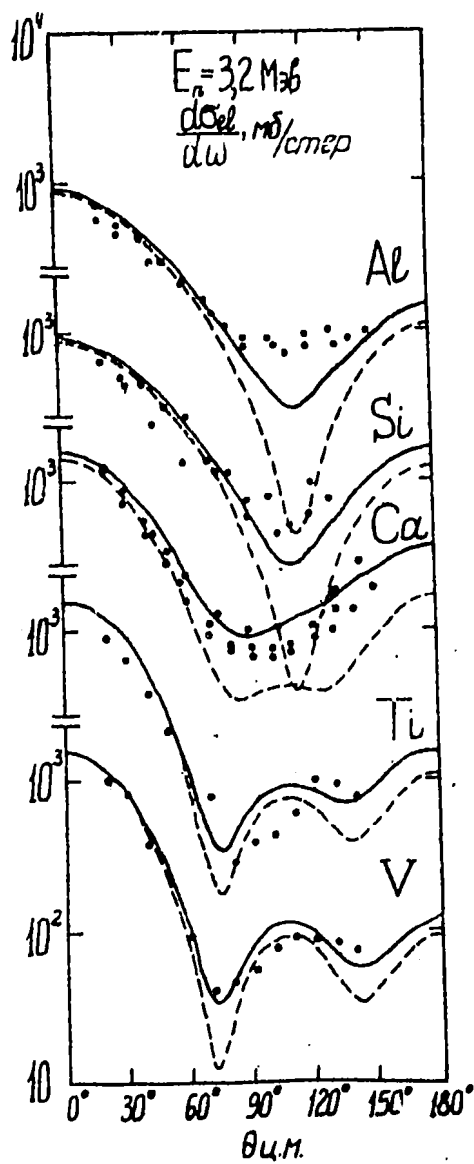


Рис. 5.

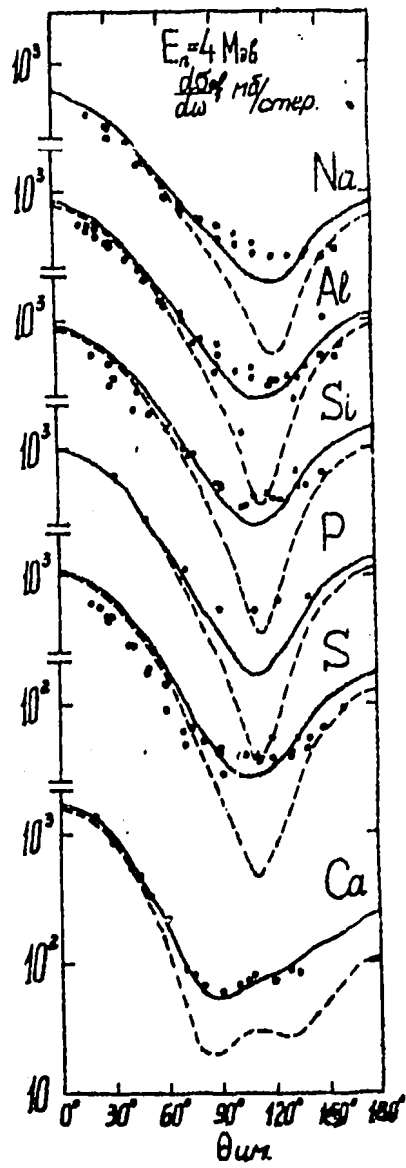


Рис. 6.

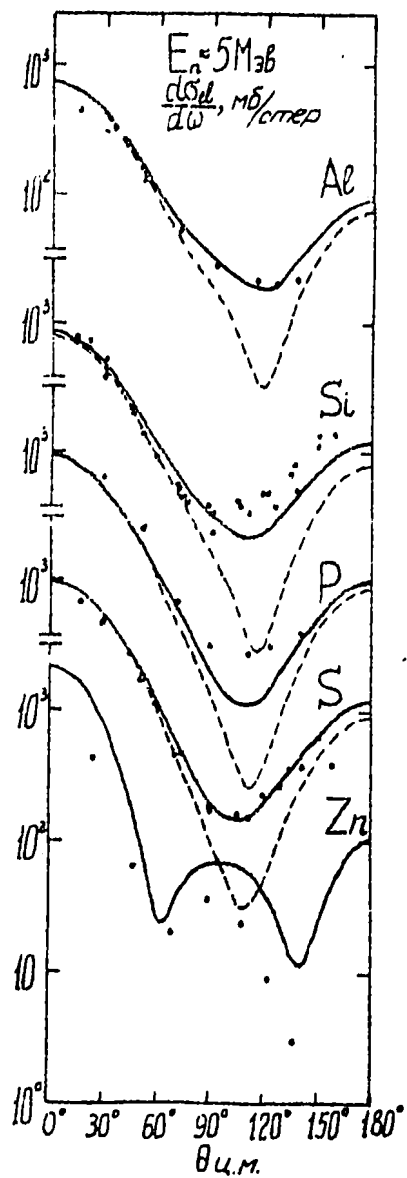


Рис. 7.

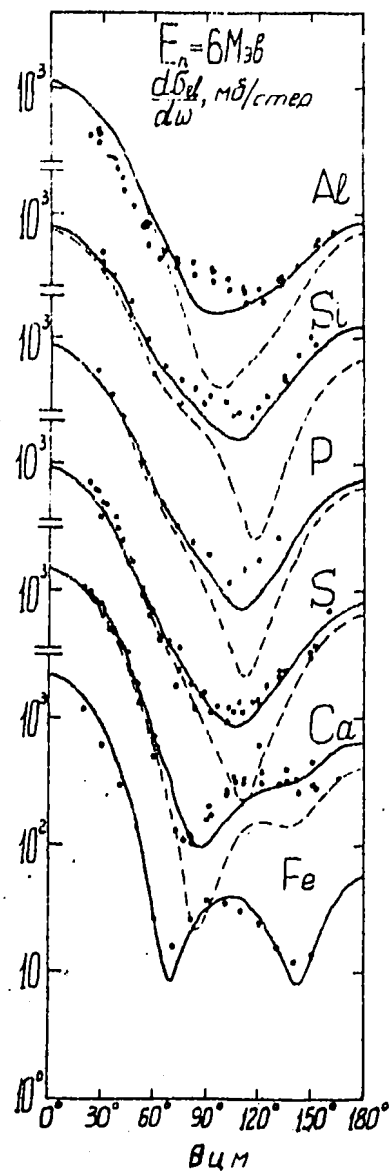


Рис. 8.

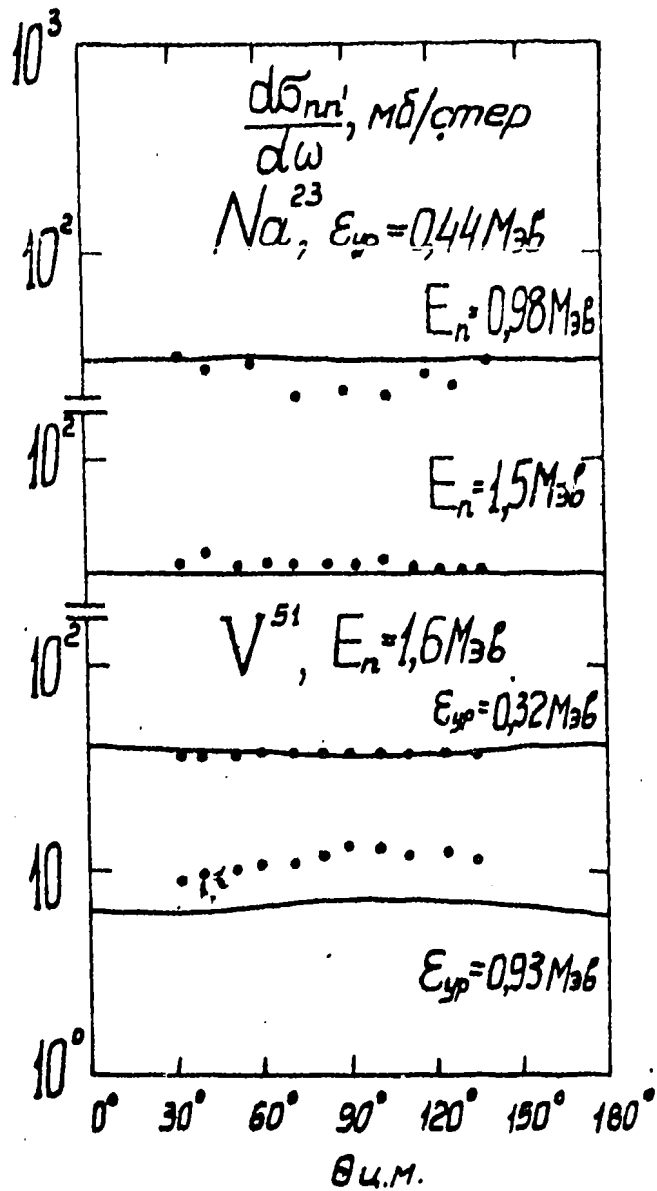


РИС. 9.

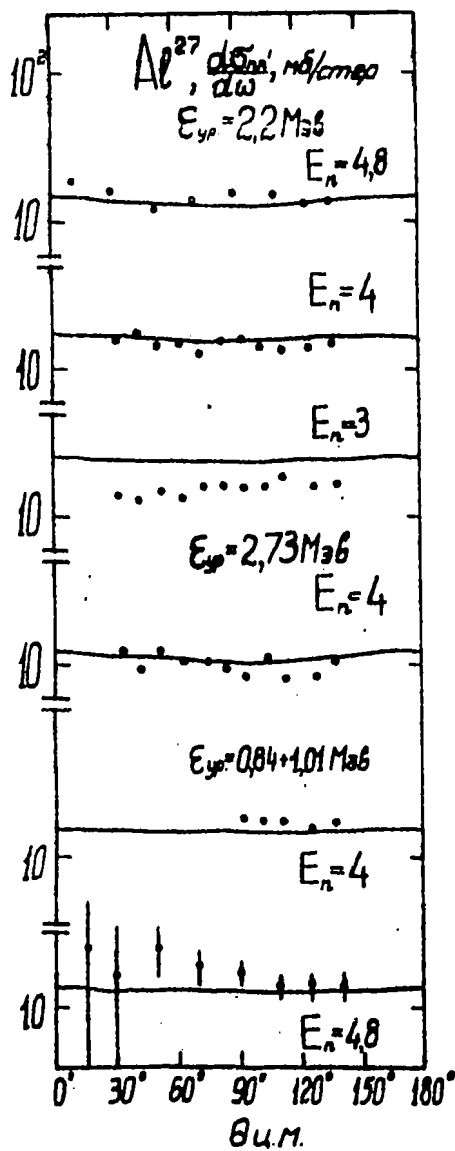


РИС. IО.

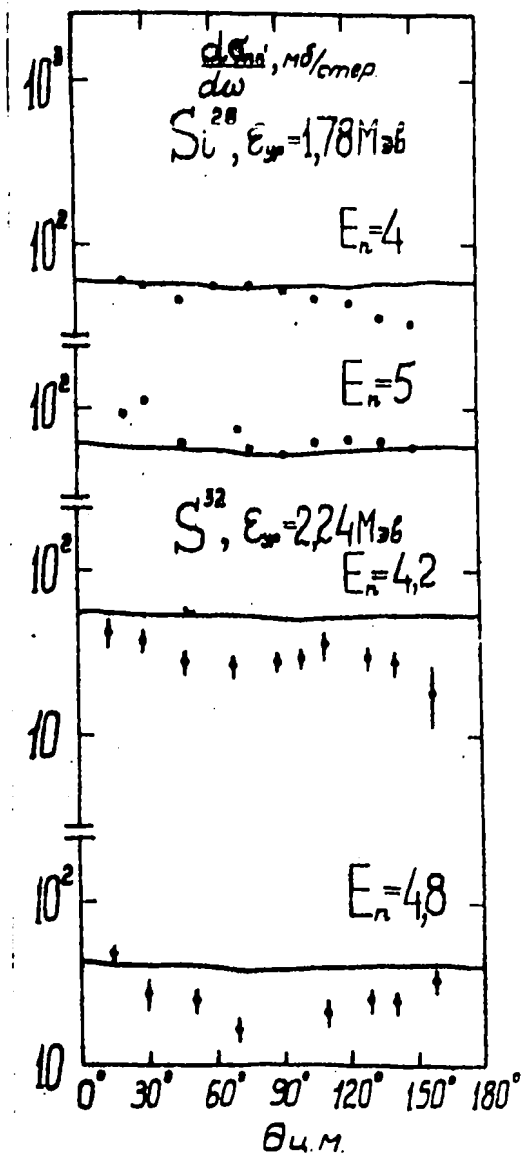


РИС. II.

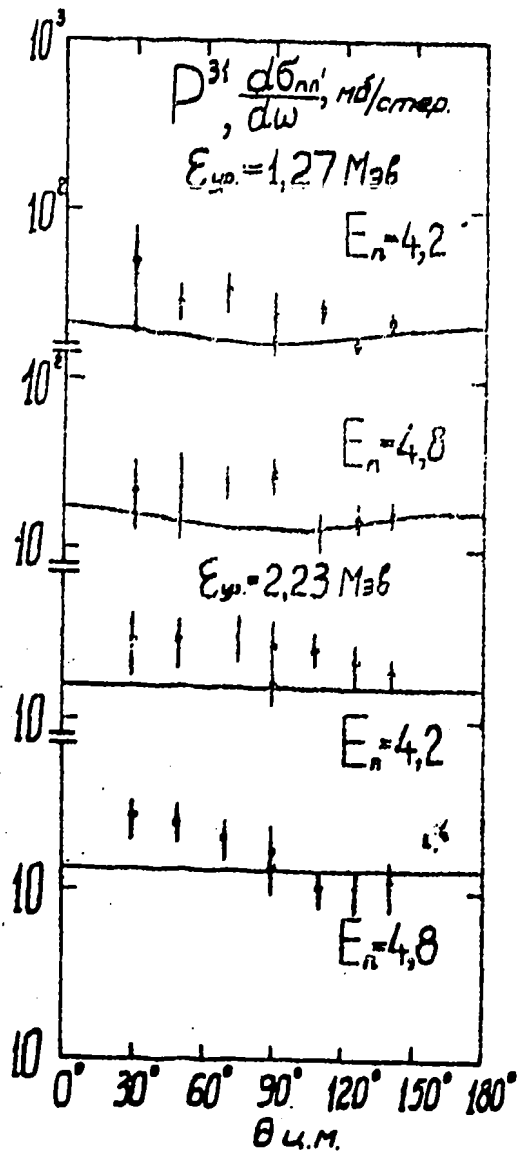


РИС. 12

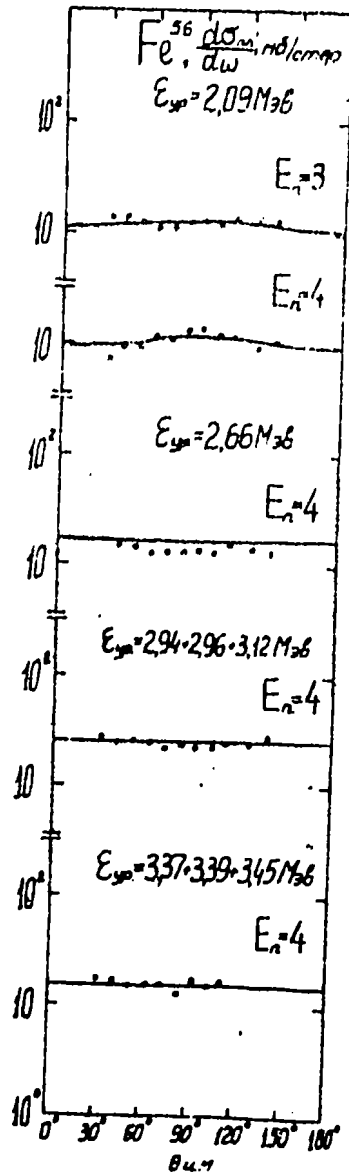


РИС. 13

СОДЕРЖАНИЕ

Глава I. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

1. В.Г.Воробьева, Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов и др. Определение энергетической зависимости \bar{V} для урана-238, плутония-240 и плутония-241 на основе анализа баланса энергии деления	3
2. В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев, Б.Д.Крлов. Измерение величины альфа, сечения деления и сечения захвата для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10+80 кэв	12
3. S.Darózy, P.Raice, S.Nagy. Compiled fission product of ^{238}U for 14 MeV neutrons.	
4. X.Я.Бондаро, Я.К.Вейнберге, А.А.Лапенао. Сечения активации некоторых пороговых реакций.....	63
5. Р.Д.Васильев, В.П.Ярына, Н.Н.Пупченко и др. Результаты исследования эталонного поля тепловых нейтронов	92
6. Р.Д.Васильев, С.Г.Кондратенко, В.П.Ярына и др. Исследование характеристик источников и полей моноэнергетических р, n - нейтронов на электростатических ускорителях.....	98
7. А.П.Платонов. Спектры замедления нейтронов в средах, содержащих ядра ^{23}Na и ^{56}Fe	104
8. Н.Т.Кашукеев, Г.А.Станев, Н.Б.Яшева, Д.С.Мирчева. Получение ультрахолодных нейтронов методом вращающихся плоских нейтронных отражателей.....	118
9. О.А.Сальников, В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин и др. Энергетические спектры вторичных нейтронов для Zn, Mo, Cd, In, Sn, Ta, Pb	129
10. А.А.Грешилов, И.А.Петухова. Применение метода максимума правдоподобия для определения параметров экспоненциальной функции.....	143
11. И.К.Аверьянов, Б.М.Дэкуба. Атлас сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов атомными ядрами.....	153

Я Д Е Р Н Ы Е К О Н С Т А Н Т Ы

Выпуск № 15

Технический редактор Н.И.Герасимова Корректор Г.И.Семенова

ТВ-01760 от 21.7.74 г. Заказ № 437 . Тираж 350 экз.

Объем 7, I уч.изд.л. Цена 71 коп.

Отпечатано на роталрифте ФЭИ, август 1974 года.