

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

5 (54)

1983

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 5(54)

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Москва ЦНИИАтоминформ 1983

СОДЕРЖАНИЕ

Синица В.В. Расчет факторов самоэкранировки сечений в области неразрешенных резонансов в пакете прикладных программ ГРУКОН	3
Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Обзор результатов измерений среднего числа мгновенных нейтронов деления	19
Комаров А.В., Лукьянов А.А. Применение метода одинаковых эквидистантных резонансов для расчета пространственного распределения нейтронов в блоке в области неразрешенных уровней	56
Бондаренко И.М., Петров Э.Е. Оценка сечений взаимодействий нейтронов с ядрами ¹¹ B на основе экспериментальных данных для расчета керма-фактора	65
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	71
Содержание сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1983 г.	72

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор **О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ**

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Ф.Н.Беляев, П.П.Благоволин, В.П.Вертебный, В.Я.Головня, Ю.С.Замятнин, Ю.А.Казанский, С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.А.Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н.Манохин, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, В.Н.Нефедов, М.Н.Николаев, Ю.П.Попов, Г.Я.Труханов, В.А.Толстикова, О.А.Сальников, С.И.Сухоручкин, Г.Е.Шаталов, Г.Б.Яньков, Г.Б.Ярына, М.С.Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора **А.Г.ЗЕЛЕНКОВ**

Б.Я.Гужовский, П.П.Дмитриев, Н.Н.Жуковский, Б.С.Ишханов, Е.Г.Копанец, В.М.Кулаков, И.П.Селинов, Ю.В.Сергеенков, Ю.В.Хольнов, Н.П.Чижова, Ф.Е.Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора **М.Ф.ТРОЯНОВ**

И.А.Архангельский, П.П.Благоволин, А.И.Воропаев, А.Ю.Гагаринский, Т.В.Голашвили, Л.В.Диев, В.П.Жарков, С.М.Зарицкий, Ю.А.Казанский, Е.П.Кунегин, А.А.Лукьянов, В.Ф.Любченко, В.Г.Мадеев, В.И.Матвеев, В.А.Наумов, М.Н.Николаев, Р.В.Никольский, Э.Е.Петров, Г.Б.Померанцев, Л.В.Точный, В.В.Хромов, О.В.Шведов

Ответственный секретарь **Д.А.КАРДАШЕВ**

УДК 539.125.5.173.162.3

РАСЧЕТ ФАКТОРОВ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ПАКЕТЕ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ГРУКОН

В.В.С и н и ц а

CALCULATION OF CROSS-SECTION SELF-SHIELDING FACTORS IN UNRESOLVED RESONANCE REGION IN THE POCKET OF APPLIED PROGRAMS GRUCON. The scheme of self-shielding factor calculations in unresolved resonance region realized in the pocket of applied programs GRUCON is presented. Some typical calculation examples are considered and results are compared with that of others. Accuracy of self-shielding factor calculations exceed 2%.

Автоматизация процесса преобразования оцененных данных по нейтронным сечениям в мультигрупповые микроскопические константы является важной составной частью работ по созданию системы константно-го обеспечения нейтронно-физических расчетов ядерных реакторов и защиты от излучения [1]. С конца 70-х гг. в Физико-энергетическом институте (г.Обнинск) ведется разработка пакета прикладных программ ГРУКОН, предназначенного для решения этой задачи. Первая действующая версия пакета [2-4] обеспечила возможность автоматического расчета групповых микроскопических неблокированных сечений на основе машинных библиотек оцененных данных в формате ENDF/B [5]. С его помощью к концу 1982 г. было выполнено предварительное преобразование имевшихся в распоряжении автора зарубежных библиотек (американских библиотек ENDF-78 [6] и ENDF/B [7], отдельных файлов библиотеки ENDF/B [8], а также японской библиотеки JENDL-1 [9]) в 28-групповые неблокированные сечения, усредненные с весом стандартного спектра в групповом разбиении ЕНАВ [10].

Целью второго этапа работ по пакету ГРУКОН было обеспечение возможности получения на базе библиотек оцененных данных в формате ENDF/B значений мультигрупповых блокированных сечений, а также других функционалов сечений, представляющих практический интерес, например экспериментально измеряемых функций пропускания и самоиндикации. При расчете этих величин необходимо учитывать их зависимость от состава и температуры среды. Незначительное усложнение вида функционалов приводит к неадекватным вычислительным трудностям: объем вычислений возрастает в сотни раз, требуются гораздо более сложные методики и вычислительные схемы. В наибольшей степени вышеуказанное относится к области неразрешенных резонансов, рассматриваемой в настоящей работе.

При решении задачи автоматизации расчета групповых констант на основе библиотек оцененных данных к алгоритмам и вычислительным схемам предъявляются следующие требования:

- используемая расчетная модель должна соответствовать тем физическим концепциям, которые положены в основу исходной библиотеки оцененных данных;
- схема переработки данных должна обладать достаточной универсальностью, чтобы обеспечить возможность получения любых функционалов микросечений, представляющих практический интерес;
- точность вычислений должна быть выше точности данных, чтобы не допустить существенных искажений информации в процессе преобразований (реально точность вычислений составляет примерно 1%);
- время преобразования библиотечной единицы информации - материала - должно быть приемлемым с точки зрения существующей практики подготовки групповых констант, например, не превышать 1 ч на ЭВМ БЭСМ-6.

При ближайшем рассмотрении методик, рекомендованных для переработки параметров неразрешенных резонансов из библиотеки ENDF/B [11-13], выяснилось, что они либо имеют узкую область применения [11], либо не обеспечивают требуемой точности вычислений интересующих нас функционалов [12], либо обладают недостаточно высоким быстродействием (затраты машинного времени при использо-

вании десяти узловых квадрупольных формул [13] составляет более 10 ч на ЭВМ БЭСМ-6). В настоящей работе предложен комплект алгоритмов и вычислительных схем, который удовлетворяет всем перечисленным требованиям. Он реализован во второй версии пакета ГРУКОН [14], функционирующей на ЭВМ БЭСМ-6 с начала 1983 г., в модулях *U/D-F, *F/G-E и *F/C-F.

1. Постановка задачи

В области неразрешенных резонансов форматом библиотеки ENDF/V предусмотрено хранение следующих характеристик ядер-мишеней и параметров их взаимодействий с нейтронами: атомного веса A ; спина ядра-мишени I ; эффективного радиуса рассеяния $R_{эф}$, используемого для расчета фазы рассеяния Φ_p (см. также замечание в конце раздела 2); орбитального момента ℓ . При задании состояния компаунд-ядра и вероятности его распада по различным каналам для каждой системы уровней, определяемой значениями момента J и четности \mathcal{P} , приводятся средние резонансные параметры как функции энергии налетающего нейтрона: среднее расстояние между соседними резонансами D , приведенная нейтронная ширина Γ_n^0 ; ширина радиационного захвата Γ_γ ; делительная ширина Γ_f ; суммарная ширина процессов, конкурирующих с перечисленными ранее $\Gamma_{сум}$ (обычно это неупругое рассеяние). Энергетическая зависимость этих параметров задается в табличном виде.

Дополнительно к средним значениям резонансных параметров задаются законы их вероятностных распределений: распределение Портера-Томаса с параметром - числом степеней свободы ν для резонансных ширин и распределение Вигнера для расстояний между соседними резонансами. Для восстановления энергетической зависимости сечений рекомендуется формула Брейта-Вигнера (см. раздел 2).

Цель расчета - найти значения функционалов типа заблокированных сечений и функций пропускания в зависимости от параметров среды: температуры T , сечения разбавления σ_0 и толщины мишени t . Для расчета заблокированных сечений они имеют вид:

$$\langle 1/[\sigma(E, T) + \sigma_0]^n \rangle_g, \quad \langle \sigma_z(E, T)/[\sigma(E, T) + \sigma_0]^n \rangle_g, \quad (1)$$

а для функций пропускания и самоиндикации

$$T^g(t, T) = \langle \exp[-\sigma(E, T)t] \rangle_g, \quad T_z^g(t, T) = \langle \sigma_z(E, T) \exp[-\sigma(E, T)t] \rangle_g, \quad (2)$$

где $\sigma(E, T)$ - полное сечение; $\sigma_z(E, T)$ - сечение реакции типа z ; чертой обозначено усреднение по распределению резонансных параметров; $\langle \dots \rangle_g$ - усреднение по энергии с весом стандартного спектра в групповом интервале ΔE_g . Большинство встречающихся в практике величин связано с этими функционалами простыми соотношениями. Например, факторы резонансной самоэкранировки для полного сечения и сечения реакции типа z выражаются через них следующим образом:

$$f^g(\sigma_0, T) = \frac{\langle \sigma(E, T)/[\sigma(E, T) + \sigma_0]^2 \rangle_g}{\langle \sigma(E, T) \rangle_g \langle 1/[\sigma(E, T) + \sigma_0]^2 \rangle_g}, \quad f_z^g(\sigma_0, T) = \frac{\langle \sigma_z(E, T)/[\sigma(E, T) + \sigma_0] \rangle_g}{\langle \sigma_z(E, T) \rangle_g \langle 1/[\sigma(E, T) + \sigma_0] \rangle_g}.$$

2. Расчетная модель

Расчеты функционалов сечения (1) и (2) основаны на предположении об отсутствии корреляции в энергетической зависимости сечений структур, обусловленных различными системами уровней. В этом предположении можно провести расчеты функционалов независимо для каждой компоненты сечений, определяемой отдельной системой уровней, а искомые интегральные величины получить с помощью процедур свертки (см. раздел 6). Ограничиваясь рассмотрением одной системы уровней, будем полагать, что значения сечений $\sigma(E)$, $\sigma_z(E)$ в заданной энергетической точке E определяются следующими факторами:

- расстоянием от точки E до двух ближайших резонансов, расположенных ниже (L) и выше (H) по энергии: $E - E_L$ и $E_H - E$ (в дальнейшем будет использован также эквивалентный набор переменных: $S = E - E_L$ - положение L -резонанса и $D = E_H - E_L$ - расстояние между соседними резонансами);

- значением резонансных ширин двух ближайших резонансов: нейтронных Γ_{nL} и Γ_{nH} , радиационных $\Gamma_{\gamma L}$, $\Gamma_{\gamma H}$ и т.д.; полные наборы этих ширин для каждого резонанса будем обозначать в виде векторов $\vec{\Gamma}_L, \vec{\Gamma}_H$.

Вклады всех остальных резонансов в интервале энергий, ограниченном двумя выделенными резонансами, будем считать малыми. Формулу Брейта-Вигнера для J-системы резонансов при $T = 0$ с учетом принятых выше ограничений и данных работы [15] запишем в виде:

$$\begin{aligned} \sigma^J(E) &= \sigma_p^J + 4\pi\lambda^2 g_J \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{n\lambda}}{\Gamma_{\lambda}} \frac{G_{\lambda}^J + x_{\lambda} H_{\lambda}^J}{1+x_{\lambda}^2} + \delta\sigma^J; \\ \sigma_z^J(E) &= 4\pi\lambda^2 g_J \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{n\lambda} \Gamma_{z\lambda}}{\Gamma_{\lambda}^2} \frac{1}{1+x_{\lambda}^2} + \delta\sigma_z^J, \quad z \neq \ell; \\ \sigma_{\ell}^J(E) &= \sigma^J - \sum_{z \neq \ell} \sigma_z^J(E), \end{aligned} \quad (3)$$

где $x_{\lambda} = (E - E_{\lambda})/\Gamma_{\lambda}$; $\sigma^J(E)$, $\sigma_z^J(E)$, $\sigma_{\ell}^J(E)$ - сечения полного взаимодействия, реакции типа z и упругого рассеяния соответственно; $\sigma_p^J = 4\pi\lambda^2 g_J \sin^2 \Phi_J$ - сечение потенциального рассеяния; $\delta\sigma^J$, $\delta\sigma_z^J$ - вклады далеких резонансов в полное сечение и сечение реакции типа z ; λ - длина волны налетающего нейтрона; $g_J = (2J+1)/[2(2I+1)]$ - статистический множитель; $G_{\lambda}^J, H_{\lambda}^J$ - члены, учитывающие интерференцию выделенных резонансов:

$$\begin{aligned} G_{\lambda}^J &= \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{\Gamma_{n\lambda'}(\Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\lambda'})/2}{(E_{\lambda} - E_{\lambda'})^2 + (\Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\lambda'})^2/4} + \cos 2\Phi_J, \\ H_{\lambda}^J &= \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{\Gamma_{n\lambda'}(E_{\lambda} - E_{\lambda'})}{(E_{\lambda} - E_{\lambda'})^2 + (\Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\lambda'})^2/4} + \sin 2\Phi_J; \end{aligned}$$

индекс λ принимает значения L и H .

Фазу упругого рассеяния Φ_{ℓ} можно рассчитать по формулам: $\Phi_0 = \hat{\rho}$; $\Phi_1 = \hat{\rho} - \alpha z \text{ctg} \hat{\rho}$; $\Phi_2 = \hat{\rho} - \alpha z \text{ctg} [\hat{\rho}/(3 - \hat{\rho}^2)]$, где $\hat{\rho} = kR_{\text{эф}}$; $R_{\text{эф}}$ - эффективный радиус рассеяния, приводимый в библиотеке данных; k - волновое число. Нейтронные ширины Γ_n^{ℓ} связаны с приведенными нейтронными ширинами Γ_n^0 соотношением $\Gamma_n^{\ell} = \Gamma_n^0 \sqrt{E} v_{\ell} v$, где E - энергия налетающего нейтрона, эВ; v - число каналов упругого рассеяния; v_{ℓ} - фактор проникаемости для нейтрона с орбитальным моментом ℓ . Для расчета v_{ℓ} можно использовать приближение четного сферического ядра: $v_0 = 1$, $v_1 = \rho^2/(1 + \rho^2)$, $v_2 = \rho^4/(9 + 3\rho^2 + \rho^4)$. Здесь $\rho = kR$, R - радиус взаимодействия, вычисляемый по формуле $R = (1,23A^{1/3} + 0,8)10^{-13}$ см, где A - отношение массы ядра к массе нейтрона.

В дальнейшем будет рассмотрена только одна система уровней и индекс J будет опущен.

В области неразрешенных резонансов отсутствует информация о точном положении резонансов и их ширине, поэтому параметры $E_L, E_H, \vec{\Gamma}_L, \vec{\Gamma}_H$ считаются случайными величинами, подчиненными известным теоретическим вероятностным распределениям [16]. Для резонансных ширин Γ_z (компонент вектора $\vec{\Gamma}$) это распределение Портера-Томаса (рис.1,а):

$$P_{\text{ПТ}}(x) = \frac{v}{2\Gamma(v/2)} \left(\frac{xv}{2}\right)^{v/2-1} \exp\left(-\frac{xv}{2}\right), \quad x = \Gamma_z/\bar{\Gamma}_z, \quad x \in [0, \infty); \quad (4)$$

для расстояний между соседними резонансами D - распределение Вигнера (рис.1,б): $P_W(y) = (\pi/2)y \exp(-\pi y^2/4)$; $y = D/\bar{D}$, $y \in [0, \infty)$; для смещения резонансов S примем равновероятное распределение во всем интервале изменения от 0 до D : $\Phi_S(z) = 1$; $z = S/D$, $z \in [0, 1]$. Ожидаемое значение функционала сечения запишем в виде многократного интеграла

$$\overline{F(E, \vec{P})} = \int \dots \int \langle F(E, \vec{P}, S, \vec{R}) \rangle P(\vec{R}) d\vec{R}, \quad (5)$$

где вид функции F определяется соотношениями (1), (2); \vec{P} - совокупность параметров функционала; \vec{R} - совокупность резонансных параметров; $\langle \dots \rangle$ - усреднение по смещению резонанса S .

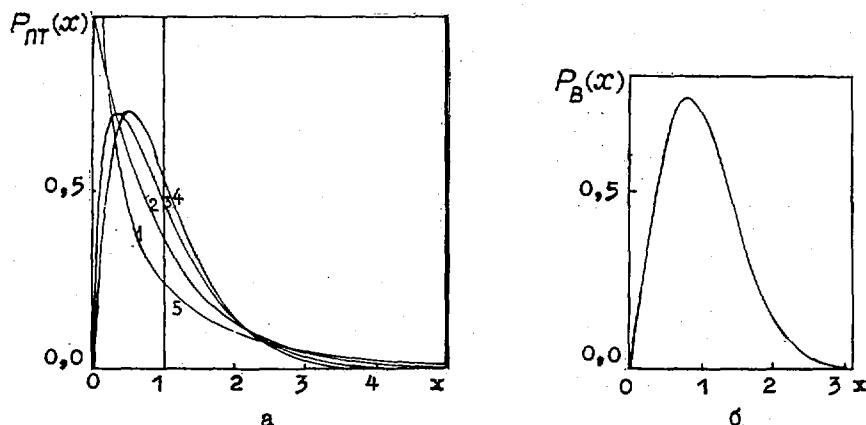


Рис.1. Виды распределений: а - Портера-Томаса в зависимости от числа степеней свободы ν , 1 - $\nu=1$; 2 - $\nu=2$; 3 - $\nu=3$; 4 - $\nu=4$; 5 - $\nu=\infty$; б - Вигнера.

Среднегрупповые значения функционалов можно получить путем усреднения с весом стандартного спектра $\varphi(E)$ по групповому интервалу ΔE_g

$$\langle F(E, \vec{P}) \rangle_g = \int_{\Delta E_g} F(E, \vec{P}) \varphi(E) dE / \int_{\Delta E_g} \varphi(E) dE.$$

3. Эффект флуктуаций резонансных параметров

Кратность интеграла в выражении (5) определяется числом флуктуирующих резонансных ширин N и равна $2N+1$. Форматом библиотеки ENDF/V допускается $N=4$. Вычисление подынтегрального выражения - трудоемкая операция, включающая вычисление сложных функций доплеровского уширения и интегрирование по резонансным параметрам. Естественно, что в этих условиях вычисление девятикратного интеграла возможно лишь при тщательном учете поведения подынтегральной функции. До сих пор в программах расчета констант при выборе системы узлов интегрирования руководствовались только видом весовой функции. Число узлов при этом оказывалось, как правило, равным десяти [17,18]. В работе [19] была предпринята попытка учесть при построении квадратурных формул специальный для данной задачи вид интегрируемой функции. Было показано, что для достижения точности приблизительно 1% при оценке средних значений сечений можно вместо десяти узлов использовать от двух до шести в зависимости от значения параметра ν при любых соотношениях средних резонансных параметров. В новой версии пакета ГРУКОН при определении параметров квадратурных формул учтены не только вид зависимости подынтегральной функции от параметров интегрирования, но и соотношения между средними резонансными параметрами. Например, рассмотрим зависимость ожидаемого значения сечения радиационного захвата от параметра $\alpha = \bar{\Gamma}_p / \bar{\Gamma}_n$, характеризующего соотношения между средними резонансными параметрами для упругого рассеяния и радиационного захвата. Примем, что Γ_p не флуктуирует ($\Gamma_p = \bar{\Gamma}_p$). Тогда ожидаемое значение сечения радиационного захвата можно представить в виде

$$\langle \bar{\sigma}_p \rangle_s = \sigma_{p0} \int_0^{\infty} \frac{x}{x+\alpha} P_{PT}(x) dx, \quad (6)$$

где $x = \Gamma_n / \bar{\Gamma}_n$, σ_{p0} - константа. На рис.2 показана зависимость значения сечения $\langle \bar{\sigma}_p \rangle_s$ от параметра α для числа степеней свободы $\nu=1$. Как видно из рисунка, флуктуационный эффект может достигать примерно 30%.

Интегрирование в правой части выражения (6) выполняется с помощью квадратурной формулы

$$\int_0^{\infty} \frac{x}{x+\alpha} P_{\text{ПТ}}(x) dx \approx \sum_i \alpha_i \frac{x_i}{x_i + \alpha}, \quad (7)$$

где α_i, x_i - веса и узлы квадратурной формулы (7), которые будем определять в соответствии со схемой Гаусса [20]. Учитывая вид интегрируемой функции в формуле (6), переопределим весовую функцию так:

$$P(x) = C_0 P_{\text{ПТ}}(x) / (x + \alpha_0)^L,$$

где α_0, L - оптимизационные параметры (выбор их значений обсуждается ниже);

$$C_0^{-1} = \int_0^{\infty} \frac{P_{\text{ПТ}}(x)}{(x + \alpha_0)} dx - \text{нормировочная константа.}$$

Моменты, полученные для весовой функции, выражаются через вырожденные гипергеометрические функции [21] и могут быть вычислены по формуле (см. раздел 9)

$$M_n = \int_0^{\infty} x^n P(x) dx.$$

Искомые параметры α_i, x_i определяются из системы нелинейных уравнений:

$$M_n = \sum_{i=1}^N \alpha_i x_i^n, \quad n = 0, 1, \dots, 2N-1; \quad (8)$$

где N - число узлов. Значения оптимизационных параметров естественно положить равными: $\alpha_0 = \bar{\Gamma}_n / \bar{\Gamma}_n, L = -1$, поскольку в этом случае сечение можно выразить через момент M_1 ($\langle \sigma_f \rangle = \sigma_{f0} C_0^{-1} M_1$) и точно вычислить по формуле (7) при $N = 1$.

Если имеется несколько флуктуирующих ширин, ожидаемое значение сечения можно представить в виде многократного интеграла по каждой из переменных $x_z = \Gamma_z / \bar{\Gamma}_z$. Пусть $x_{z'}$ - одна из переменных x_z . При рассмотрении зависимости сечения от резонансных параметров [см. формулу (3)] можно убедиться, что подынтегральное выражение в формуле (6) сохранит свой вид, если под параметром α понимать не просто отношение средних ширин, а линейную комбинацию всех, кроме выделенной, переменных интегрирования:

$$\alpha = \sum_{z \neq z'} \alpha_z x_z, \quad \alpha_z = \bar{\Gamma}_z / \bar{\Gamma}_{z'}. \quad (9)$$

Таким образом, при наличии нескольких флуктуирующих ширин параметр α в подынтегральном выражении будет уже не константой, а переменной, лежащей в интервале $[0, \infty)$, и точность вычисления ожидаемого значения сечения будет обусловлена точностью квадратурной аппроксимации зависимости (7) от параметра α в некотором диапазоне его изменения. Этот диапазон определяется шириной распределений случайных параметров x_z , входящих в α , и соотношением средних резонансных параметров α_z [см. формулу (9)]. Из вида распределений (см. рис. 1, а, б) следует, что распределение случайной величины α имеет ярко выраженный максимум, положение которого обозначим через x_{z0} (x_{z0} - наиболее вероятное значение x_z). Для распределений Портера-Томаса из формулы (4) получаем $x_{z0} = 1 - 2/\nu_z$ при $\nu_z > 2$, $x_{z0} = 0$ при $\nu_z \leq 2$ и $\alpha_0 = \sum_{z \neq z'} \alpha_z x_{z0}$ для наиболее вероятного значения α . Это значение и будем использовать при определении моментов и параметров квадратурных формул для выделенной переменной $x_{z'}$.

Возможность локальной аппроксимации в окрестности значения α_0 проиллюстрирована на рис. 2. Как видно из рисунка, число узлов $N = 3$ позволяет описать точную кривую с погрешностью до 1% при изменении параметра α примерно в 10 раз при любых значениях α_0 . Для компенсации ошибки интегрирования аппроксимация по α сделана знакопеременной с помощью соответствующего выбора значения параметра $L = -3$ (в общем случае $L = -N$).

До сих пор рассматривалось вычисление ожидаемых значений линейных функционалов сечений. Естественно задать вопрос, в какой мере применимы приведенные выше схемы интегрирования к оценке функционалов более сложного вида, определяющих значения факторов самоэкранировки [например, функ-

ционала (I)]. В работе [19] показано, что n -й момент сечений вида (I) для выделенной переменной интегрирования x представляется в виде линейной комбинации интегралов

$$C_{k,m}(\alpha, \beta) = \int_0^{\infty} \frac{x^k P_{\text{пт}}(x) dx}{[(x+\alpha)(x+\beta)]^{m/2}}, \quad m=2i+1, \quad i=0,1,\dots,n; \quad k=1,2,\dots,2n+1, \quad (10)$$

где α, β - линейные комбинации переменных интегрирования, не совпадающих с выделенной.

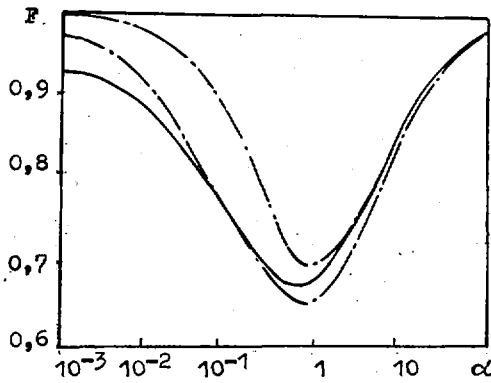


Рис.2. Зависимость флуктуационного фактора $F = (1+\alpha) \frac{\bar{x}}{x+\alpha}$ для сечения радиационного захвата от соотношения средних резонансных ширин $\alpha = \bar{\Gamma}_p / \bar{\Gamma}_n$

Вид подынтегрального выражения в уравнении (10) показывает, что найденные для линейных функционалов системы узлов и здесь окажутся достаточно эффективными. Проверка была проведена для наиболее критического случая (для нулевой температуры и неразбавленной среды) при соотношении резонансных ширин и виде распределения, соответствующих максимальному флуктуационному эффекту. Были посчитаны моменты $\langle 1/\sigma \rangle$ и $\langle \sigma_p/\sigma \rangle$ при различном числе узлов: $N = 2, 3, \dots, 10$. Результаты показаны на рис.3,а. В рассмотренном критическом случае точность около 1% достигается при $N = 5$.

Распределения с большими значениями ν , а также распределение Вигнера требуют меньшего числа узлов. В частности, для усреднения по распределению Портгера-Томаса с $\nu \geq 5$ и по распределению Вигнера всегда достаточно $N = 2$ (рис.3,б). В пакете ГРУКОН при расчете моментов до второго порядка включительно при требуемой точности приблизительно 1% использована следующая зависимость числа узлов от вида распределения:

$$N = \begin{cases} 5 - E(\nu/2) & \text{при } \nu < 5 \\ 2 & \text{при } \nu \geq 5 \\ 2 & \text{для распределения Вигнера} \end{cases}$$

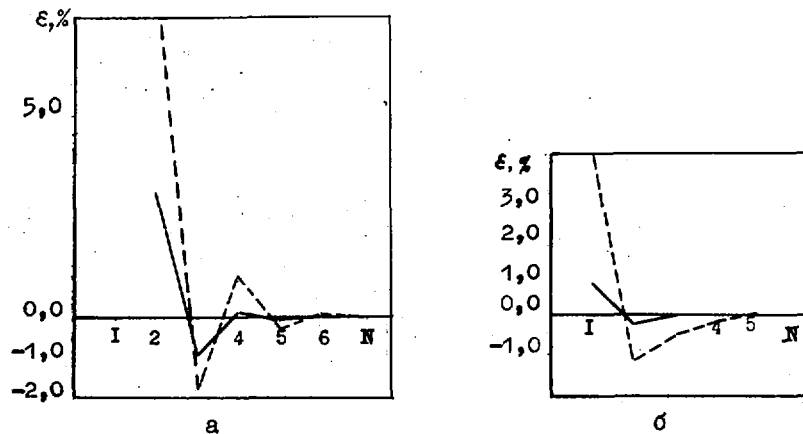


Рис.3. Зависимость точности интегрирования по распределениям резонансных ширин (а) и расстояний между уровнями (б) от числа узлов N : — моменты сечений $\langle 1/(\sigma + \sigma_0) \rangle$; --- моменты сечений $\langle \sigma_p/(\sigma + \sigma_0) \rangle$

4. Эффект Дошлера

Для того чтобы учесть зависимость сечения от температуры среды, необходимо проинтегрировать его энергетическую зависимость по распределениям энергий ядер мишени $\sigma(E, T) = \int \sigma(E') F(E-E', T) dE'$. В модели идеального газа это распределение имеет вид

$$F(E-E', T) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta} \exp \left[- \left(\frac{E-E'}{\Delta} \right)^2 \right], \quad (II)$$

где $\Delta = 2\sqrt{K_B T E/A}$; $K_B = 8,61735 \cdot 10^{-5}$ эВ - постоянная Больцмана; T - температура мишени, К; E - энергия падающего нейтрона, эВ; A - отношение массы ядра-мишени к массе нейтрона.

Для формулы Брейта-Вигнера (3) учет температуры мишени сводится к замене функций $1/(1+x_\lambda^2)$ и $x_\lambda/(1+x_\lambda^2)$, определяющих форму резонанса, функциями

$$\begin{aligned} \psi(x, \xi) &= \frac{\sqrt{\pi} \xi}{2} u \left(\frac{x\xi}{2} + i \frac{\xi}{2} \right), \\ X(x, \xi) &= \frac{\sqrt{\pi} \xi}{2} v \left(\frac{x\xi}{2} + i \frac{\xi}{2} \right), \end{aligned} \quad (I2)$$

где $\xi = \Gamma/\Delta$; $u(z)$ и $v(z)$ - вещественная и мнимая части комплексного интеграла вероятности:

$$w(z) = u(z) + i v(z) = e^{-z^2} \left[1 + (2i/\sqrt{\pi}) \int_0^z e^{t^2} dt \right].$$

Для вычисления функций $\psi(x, \xi)$ и $X(x, \xi)$ используется методика, предложенная в работе [22].

При учете температурной зависимости увеличивается объем вычислений из-за многократного вычисления функций $\psi(x, \xi)$ и $X(x, \xi)$, а также из-за перехода от явного выражения интеграла к численной схеме интегрирования при вычислении функционалов вида $\langle \sigma_z / (\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ (к функционалам вида $\langle \sigma_z \exp(-\sigma t) \rangle$ в любом случае применима только численная схема). Переход к численной схеме интегрирования сопряжен с увеличением объема вычислений в несколько десятков раз, что делает необходимой оптимизацию вычислительной схемы и на этом этапе расчета. В пакете ГРУКОН задача оптимизации решена путем выбора более или менее строгого приближения для вычислений сечений в зависимости от точности расчета той или иной компоненты сечений. Поскольку чувствительность результирующего функционала к различным компонентам сечений меняется на несколько порядков, спектр возможных приближений может быть весьма широк. Ниже приводятся лишь те, которые в настоящее время уже реализованы в программе.

Аппроксимация функцией Лоренца. В работе [23] предложен приближенный метод учета эффекта Дошлера, который позволяет в некоторых случаях избавиться от трудоемких вычислений функций $\psi(x, \xi)$ и $X(x, \xi)$. Суть его в следующем. Заменяем в интеграле (I2) распределение (II) на функцию Лоренца: $\tilde{F}(E-E') = \tilde{\Delta}/2\pi \{ 1/[(E-E')^2 + \tilde{\Delta}^2/4] \}$. Функции формы резонанса при этом примут вид: $\tilde{\psi}(x, \xi) = (1 + \tilde{\xi}^{-1}) / [x^2 + (1 + \tilde{\xi}^{-1})^2]$, $X(x, \xi) = x / [x^2 + (1 + \tilde{\xi}^{-1})^2]$, $\tilde{\xi} = \Gamma/\tilde{\Delta}$, что эквивалентно замене в формулах (3) полных резонансных ширин: $\Gamma \rightarrow \tilde{\Gamma} = \Gamma + \tilde{\Delta}$. Вопрос состоит лишь в том, как определить эффективную дошлеровскую ширину $\tilde{\Delta}$. Авторами методики предложено определять $\tilde{\xi}$ из равенства

$$\int \psi^2(x, \xi) dx = \int \tilde{\psi}^2(x, \tilde{\xi}) dx,$$

которое приводит к зависимости $\tilde{\xi}^{-1}(\xi) = \psi^{-1}(0, \xi/2) - 1$. Этот способ определения $\tilde{\xi}$ был проверен путем сравнения с результатами точных расчетов температурной зависимости моментов сечений, т.е. с использованием функций $\psi(x, \xi)$ и $X(x, \xi)$ (рис.4, а, б).

Характер отклонений аппроксиманты от точной кривой указал на возможность получения лучшего приближения путем введения подгоночного параметра β : $\tilde{\xi}^{-1}(\xi) = \psi^{-1}(0, \beta \xi) - 1$. При значении $\beta = 2,0$ отклонение аппроксиманты от точной кривой уменьшилось в несколько раз и составило не более 5%.

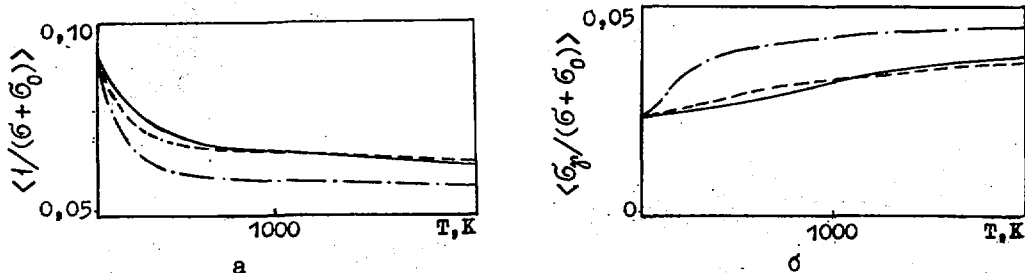


Рис.4. Зависимость значений функционалов $\langle 1/(\sigma + \sigma_0) \rangle$ (а), $\langle \sigma_z/(\sigma + \sigma_0) \rangle$ (б) от температуры среды T : — расчет с помощью функций Ψ и χ ; -.- расчет методом переопределения полной ширины; --- расчет методом переопределения полной ширины с подогнанным параметром γ

Приближение эквидистантных одинаковых резонансов. Учет эффекта Доплера через переопределение резонансных ширин сохраняет вид зависимости сечения от энергии при $T = 0$, что позволяет воспользоваться при вычислении функционалов $\langle 1/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ и $\langle \sigma_z/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ явными выражениями интегралов по энергии. Удобнее всего эти выражения получить в приближении эквидистантных одинаковых резонансов, предложенном в работах [16, 24]. Полагая в формуле (3) $\Gamma_\lambda = \tilde{\Gamma}$, $\Gamma_{z\lambda} = \Gamma_z$, $x_\lambda = 2(S - \lambda D)/\Gamma$, $\delta\sigma = \delta\sigma_z = 0$, проведем суммирование по всем резонансам. Функции формы резонанса с учетом эффекта Доплера имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}^\infty &= \sum_{\lambda=-\infty}^{\infty} \frac{1}{1+x_\lambda^2} = \frac{\pi\tilde{\Gamma}}{2D} \frac{\text{sh}(\pi\tilde{\Gamma}/D)}{\text{ch}(\pi\tilde{\Gamma}/D) - \cos(2\pi S/D)}, \\ \tilde{\chi}^\infty &= \sum_{\lambda=-\infty}^{\infty} \frac{x_\lambda}{1+x_\lambda^2} = \frac{\pi\tilde{\Gamma}}{2D} \frac{\sin(2\pi S/D)}{\text{ch}(\pi\tilde{\Gamma}/D) - \cos(2\pi S/D)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Интерференционные члены

$$G^\infty = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left[\frac{\pi\Gamma}{D} \text{cth}\left(\frac{\pi\Gamma}{D}\right) - 1 \right] + \cos 2\phi; \quad H^\infty = \sin 2\phi \quad (14)$$

после подстановки в формулы (3) позволяют записать их в виде

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_p + \sigma_m (G^\infty \tilde{\psi}^\infty + H^\infty \tilde{\chi}^\infty); \quad \sigma_z = \sigma_m (\Gamma_z/\Gamma) \tilde{\psi}^\infty, \quad z \neq \ell; \\ \sigma_\ell &= \sigma - \sum_{z \neq \ell} \sigma_z, \quad \text{где} \quad \sigma_m = 4\pi\lambda^2 q(\Gamma_n/\tilde{\Gamma}). \end{aligned}$$

Искомые функционалы сечений вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_0)^n} \right\rangle &= \frac{1}{\pi C^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} (1-B)^{n-k} (1+B)^k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^{2k} dx}{R^n (1+x^2)}, \\ \left\langle \frac{\sigma_z}{(\sigma + \sigma_0)^n} \right\rangle &= \frac{C_z}{\pi C^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k-1} (1-B)^{n-k-1} (1+B)^k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^{2k} dx}{R^n}, \quad z \neq \ell, \\ \left\langle \frac{\sigma_\ell}{(\sigma + \sigma_0)^n} \right\rangle &= \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_0)^{n-1}} \right\rangle - \sigma_0 \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_0)^n} \right\rangle - \sum_{z \neq \ell} \left\langle \frac{\sigma_z}{(\sigma + \sigma_0)^n} \right\rangle. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $C = \sigma_m(\pi\Gamma_n/2D)$; $C_z = C(\Gamma_z/\Gamma)\text{th}(\pi\tilde{\Gamma}/D)$; $B = 1/\text{ch}(\pi\tilde{\Gamma}/D)$; $R = \alpha x^2 + \beta x + \gamma$, где $\alpha = A + (\sigma_p + \sigma_0)(1+B)/C$, $\beta = -2BH^\infty$, $\gamma = A + (\sigma_p + \sigma_0)(1-B)/C$, $A = G^\infty \text{th}(\pi\tilde{\Gamma}/D)$.

[По поводу вычисления интегралов в правой части равенств (15) см. раздел 10]

Приближение флуктуационных факторов. Рассмотрим в качестве примера функционал $\langle 1/\sigma(E, T, S, \Gamma, D) \rangle$. Запишем для него тождество

$$\langle 1/\sigma(E, T, S, \Gamma, D) \rangle = \frac{\langle 1/\sigma(E, T, S, \Gamma, D) \rangle}{\langle 1/\sigma(E, T, S, \bar{\Gamma}, \bar{D}) \rangle} \langle 1/\sigma(E, T, S, \bar{\Gamma}, \bar{D}) \rangle,$$

где $\bar{\Gamma}, \bar{D}$ - средние значения резонансных ширин и расстояний между уровнями. Отношение функционалов

$$R(E, T) = \frac{\langle 1/\sigma(E, T, S, \Gamma, D) \rangle}{\langle 1/\sigma(E, T, S, \bar{\Gamma}, \bar{D}) \rangle}$$

есть флуктуационный фактор для момента сечения $\langle 1/\sigma(E, T, S, \bar{\Gamma}, \bar{D}) \rangle$. Аналогично определяются флуктуационные факторы для любого из интересующих нас функционалов. Есть основания предположить, что зависимость фактора $R(E, T)$ от температуры среды T слабее зависимости входящих в него функционалов сечений. Это означает, что для оценки его значения может оказаться вполне достаточно точности приведенных ранее приближенных методов. Пример, приведенный на рис. 5, а, б, подтверждает это предположение. Второй множитель $\langle 1/\sigma(E, T, S, \bar{\Gamma}, \bar{D}) \rangle$ можно вычислить по любому точному, пусть и трудоемкому алгоритму, поскольку он не требует многократного интегрирования по распределениям резонансных параметров.

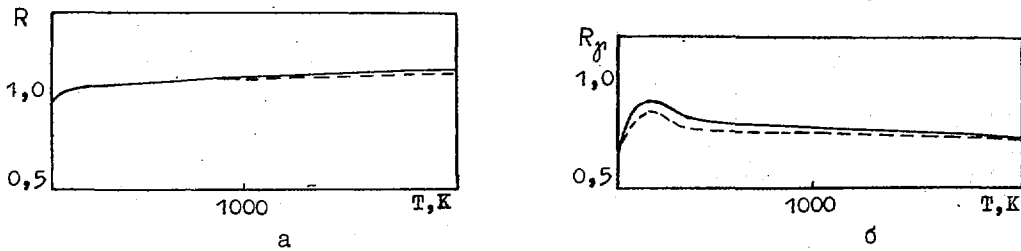


Рис. 5. Зависимость флуктуационных факторов R для функционалов $\langle 1/(\sigma + \sigma_0) \rangle$ (а) и функционалов $\langle \sigma_p/(\sigma + \sigma_0) \rangle$ (б) от температуры среды T : — расчет с помощью функций Ψ и X ; --- расчет методом переопределения резонансной ширины

5. Вклад далеких резонансов

Для расчета величин $\delta\sigma$ и $\delta\sigma_z$ в формулах (3) воспользуемся приближением одинаковых эквидистантных резонансов. Исключив из сумм (13) два слагаемых, соответствующих L -резонансу ($\lambda=0$) и H -резонансу ($\lambda=1$), для функции формы линии, обусловленной вкладом далеких резонансов в интервале $[E_L, E_H]$, получим

$$\delta\tilde{\psi}^\infty = \tilde{\psi}^\infty - 1/[1 + (2S/\tilde{\Gamma})^2] - 1/\left\{1 + [2(S-D)/\tilde{\Gamma}]^2\right\};$$

$$\delta\tilde{\chi}^\infty = \tilde{\chi}^\infty - (2S/\tilde{\Gamma})/[1 + (2S/\tilde{\Gamma})^2] - [2(S-D)/\tilde{\Gamma}]/\left\{1 + [2(S-D)/\tilde{\Gamma}]^2\right\},$$

и соответственно для вкладов далеких резонансов в сечения:

$$\delta\sigma \approx \delta\tilde{\sigma}^\infty = \sigma_m(\delta\tilde{\psi}^\infty \cos 2\phi + \delta\tilde{\chi}^\infty \sin 2\phi),$$

$$\delta\sigma_z \approx \delta\tilde{\sigma}_z^\infty = \sigma_m(\Gamma_z/\Gamma)\delta\tilde{\psi}^\infty.$$

При вычислении величин $\delta\sigma$ и $\delta\sigma_z$ эффект флуктуаций резонансных параметров не учитывается. Это вполне допустимо, так как отношение вклада далеких резонансов к вкладу двух ближайших составляет примерно Γ/D и, следовательно, мало в области применения формулы Брейта-Вигнера.

6. Свертка функционалов

Функционалы сечений, полученные для отдельных систем уравнений $\nu = J^{\nu}$, используются для вычисления искомых функционалов с помощью соответствующих их виду процедур свертки. Наиболее просто эта процедура выглядит для функций пропускания и самоиндукции. В предположении независимости распределений энергетических структур сечений, обусловленных независимыми системами уровней, запишем

$$\begin{aligned} T(t) &= \left\langle \exp\left(-\sum_{\nu} \sigma^{\nu} t\right) \right\rangle = \prod_{\nu} \left\langle \exp(-\sigma^{\nu} t) \right\rangle = \prod_{\nu} T^{\nu}(t); \\ T_z(t) &= \left\langle \sum_{\nu} \sigma_z^{\nu} \exp\left(-\sum_{\mu} \sigma^{\mu} t\right) \right\rangle = \sum_{\nu} \left\langle \sigma_z^{\nu} \exp(-\sigma^{\nu} t) \right\rangle \prod_{\mu \neq \nu} \left\langle \exp(-\sigma^{\mu} t) \right\rangle = T(t) \sum_{\nu} \frac{T_z^{\nu}(t)}{T^{\nu}(t)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для функционалов вида $\langle 1/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ и $\langle \sigma_z/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ процедура свертки основана на использовании промежуточного представления структуры сечений в виде подгрупповых параметров. Для получения подгрупповых долей a_i^{ν} и сечений σ_i^{ν} , σ_{zi}^{ν} удобно воспользоваться схемой, предложенной в работе [25], но модифицированной в соответствии с особенностью решаемой задачи: здесь в процедуре свертки параметры подгруппы могут определяться независимо для каждой реакции z , сечения разбавления σ_0 и температуры T . Зафиксировав их значения, рассмотрим в качестве исходной систему нелинейных уравнений

$$\left\langle \frac{\sigma_z^{\nu}}{(\sigma^{\nu} + \sigma_0)^n} \right\rangle = \sum_{i=1}^N \frac{C_{zi}}{x_i^n}, \quad n = N, N-1, \dots, -N+1.$$

Простыми преобразованиями она может быть приведена к виду (8) и решена с помощью тех же алгоритмов. Найденный набор значений x_i подставляется затем в систему линейных уравнений

$$\left\langle \frac{1}{(\sigma^{\nu} + \sigma_0)^n} \right\rangle = \sum_{i=1}^N \frac{C_i}{x_i^n}, \quad n = -1, 0, \dots, N-2, \quad (17)$$

из которой определяются значения c_i . Искомые подгрупповые параметры находят из соотношений $a_i^{\nu} = c_i$, $\sigma_i^{\nu} = x_i - \sigma_0$, $\sigma_{zi}^{\nu} = c_{zi}/c_i$.

Для функционалов, зависящих только от полного сечения, параметры a_i^{ν} , σ_i^{ν} определяют из нелинейной относительно c_i и x_i системы уравнений вида (17), но с границами изменения $n = N, N-1, \dots, -N+1$. Функционалы сечений вычисляются из подгрупповых долей и сечений, найденных в соответствии со значениями их параметров (типа реакции, сечения разбавления, температуры) по формулам

$$\langle 1/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle = \sum_{\vec{i}} a_{\vec{i}} / (\sigma_{\vec{i}} + \sigma_0)^n; \quad \langle \sigma_z/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle = \sum_{\vec{i}} a_{\vec{i}} \sigma_{z\vec{i}} / (\sigma_{\vec{i}} + \sigma_0)^n,$$

где $a_{\vec{i}} = \prod_{\nu} a_{i_{\nu}}^{\nu}$, $\sigma_{\vec{i}} = \sum_{\nu} \sigma_{i_{\nu}}^{\nu}$, $\sigma_{z\vec{i}} = \sum_{\nu} \sigma_{z i_{\nu}}^{\nu}$; суммирование ведется по всем возможным положениям вектора подгруппы $\vec{i} = \{i_1, i_2, \dots, i_M\}$, где i_{ν} - номер подгруппы для ν -й системы уровней, M - число систем уровней. Процедура свертки, использующая подгрупповое представление структуры сечений, не предполагает какого-либо определенного вида результирующего функционала и в этом смысле оказывается более универсальной, чем предыдущая. В частности, для функции пропускания и самоиндукции справедливы соотношения

$$\begin{aligned} T(t) &\approx \sum_{\vec{i}} a_{\vec{i}} \exp(-\sigma_{\vec{i}} t); \\ T_z(t) &\approx \sum_{\vec{i}} a_{\vec{i}} \sigma_{z\vec{i}} \exp(-\sigma_{\vec{i}} t). \end{aligned} \quad (18)$$

Вычисленные по формулам (18) зависимости этих функций от толщины мишени t можно рассматривать как подгрупповые аппроксимации точных кривых (16). Для того чтобы посмотреть, насколько хорошо подгрупповая аппроксимация описывает точные функции, на одном и том же наборе резонансных параметров были получены значения функций пропускания $T(t)$ и самоиндексации по захвату $T_p(t)$ по точным формулам (16) и приближенным (18) с числом подгрупп $N = 2$ и $N = 3$. Результаты расчетов показаны на рис. 6, а, б. Таким образом подгрупповая аппроксимация хорошо описывает точные зависимости при малой толщине мишени, является знакопеременной (поскольку в точности сохраняет значения интегралов от этих функций), но приводит к сколь угодно большим относительным погрешностям при больших значениях t . Это понятно, если учесть, что асимптотическое поведение функции пропускания не может быть представлено конечным числом подгрупп, поскольку имеет вид

$$T(t) \xrightarrow{t\sigma_{\max} \gg 1} \frac{C}{\sqrt{\sigma_{\max} t}} \exp(-\sigma_{\min} t),$$

где σ_{\min} , σ_{\max} - минимальное и максимальное значения сечений в интервале усреднения, C - константа по отношению к t [24].

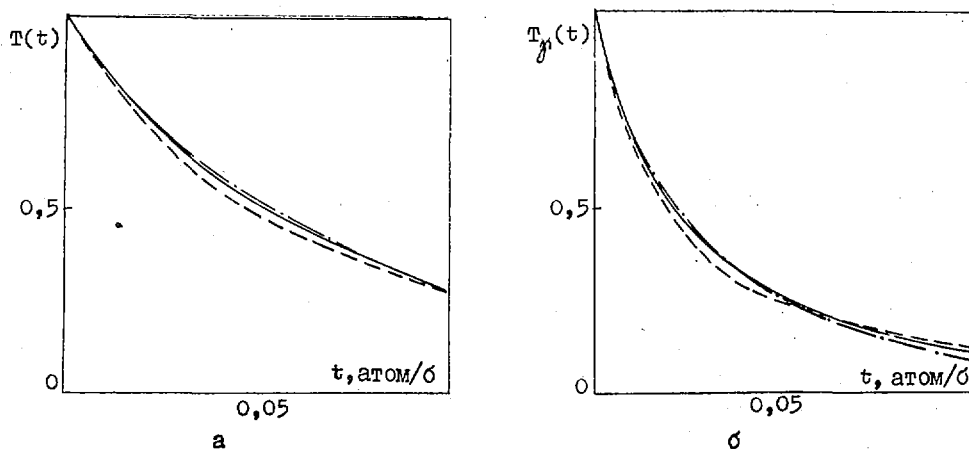


Рис. 6. Подгрупповая аппроксимация зависимости функций пропускания $T(t)$ (а) и самоиндексации по захвату $T_p(t)$ (б) от толщины мишени t ; — точная кривая; --- подгрупповая аппроксимация $N=2$; - · - подгрупповая аппроксимация $N=3$

7. Программная реализация

Расчет групповых функционалов сечений на основе параметров неразрешенных резонансов в пакете прикладных программ ГРУСОН выполняется с помощью трех модулей, реализующих следующие операции: расчет детальных ходов функционалов сечений по параметрам неразрешенных резонансов для отдельных систем уровней (модуль *U/D-F); расчет среднегрупповых значений функционалов сечений на основе детальных зависимостей для заданного группового разбиения и вида стандартного спектра (модуль *F/G-F); свертку функционалов сечений, полученных для отдельных систем уровней, в функционалы суммарных сечений (модуль *F/S-F). При использовании подгрупповой схемы свертки допускается возможность преобразования вида функционала.

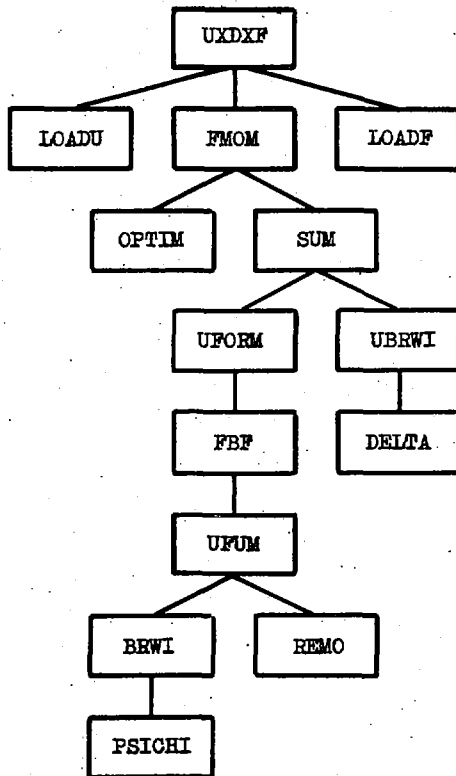
Основная доля расчетной работы выполняется с помощью модуля *U/D-F, поэтому его рассмотрения вполне достаточно для того, чтобы получить представление о реализации и взаимоотношении изложенных в предшествующих разделах приближений и вычислительных схем. На рис. 7 показана принципиальная схема функционального модуля *U/D-F. Отдельные программные модули имеют следующие назначения:

UXXF - общее управление расчетом; организация циклов по системам уровней и по энергетическим точкам;

LOADU - извлечение средних резонансных параметров из библиотеки данных GRUCON;

LOADF - запись результатов расчетов в библиотеку данных GRUCON;

- FMOM** - расчет моментов в заданной энергетической точке по одной из возможных схем (логику выбора см. в конце раздела 7);
- OPTIM** - вычисление параметров квадратурных формул для интегрирования по распределениям резонансных ширин и расстояний между уровнями;
- SUM** - вычисление сумм произвольной кратности с заданными границами изменения индексов суммирования;
- UBRWI** - вычисление функционалов сечений вида $\langle 1/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ и $\langle \sigma_z/(\sigma + \sigma_0)^n \rangle$ по аналитическим формулам в приближении одинаковых эквидистантных резонансов на заданных значениях резонансных параметров;
- DELTA** - вычисление эффективных значений полных ширин для заданной температуры среды T ;
- UFORM** - вычисление функционалов сечений любого из предусмотренных в задании вида $\langle F \rangle$, с использованием численной схемы интегрирования по энергии;
- FVF** - выбор энергетических точек в интервале интегрирования по заданной точности вычисления;
- UFUN** - вычисление функций от сечений в некоторой энергетической точке, указанной программой FVF, на заданном наборе параметров среды (вид зависимости F от сечений и параметров среды определяется видом вычисляемого функционала);
- BRWI** - вычисление значений сечений по формуле Брейта-Вигнера в установленной энергетической точке для заданного набора температур;
- PSICHI** - вычисление функций формы резонанса $\Psi(x, \xi)$ и $\chi(x, \xi)$;
- REMO** - вычисление значений сечений по формуле Райха-Мура для неделиющихся ядер.



В рамках этой структуры реализовано несколько расчетных схем, позволяющих вычислять функционалы с различной степенью точности за различное время (его вариации составляют от 0,1 с до 1 мин для одной системы уровней, одной энергетической точки и стандартного набора параметров среды, содержащего около 30 значений). Схему можно указать директивно в задании, называя один из трех возможных вариантов расчета, рассмотренных в разделе 4, а именно:

Вариант 1. Функционалы вычисляются с использованием численной схемы интегрирования по энергии; эффект Доплера учитывается с помощью функций $\Psi(x, \xi)$ и $\chi(x, \xi)$ (самый точный, но и самый трудоемкий вариант).

Рис.7. Структура функционального модуля *U/D-F

Вариант 2. Функционалы вычисляются по аналитическим формулам в приближении одинаковых эквидистантных резонансов с учетом эффекта Доплера через эффективные резонансные ширины. По быстродействию превосходит вариант 1 в десятки раз, но применим только для расчета функционалов типа заблокированных сечений. Погрешность учета эффекта Доплера составляет примерно 10%.

Вариант 3. Функционалы получаются путем перемножения флуктуационных факторов, полученных в приближении варианта 2, на значения, вычисленные без учета флуктуации резонансных параметров, по

схеме варианта 1. По быстродействию вариант 3 лишь в несколько раз уступает варианту 2, но применим только для функционалов типа блокированных сечений. Точность учета эффекта Дошера составляет примерно 5%.

Если схема расчета задана по умолчанию, выбор того или иного варианта осуществляется программой ФИОМ в зависимости от вклада системы уровней в результирующий функционал. Этот вклад оценивается приближенно по отношению коэффициента проницаемости рассматриваемой системы v_c к коэффициенту проницаемости S-волны $v_0 = kR$: если $z = v_c/kR > 0,05$, принимается вариант 1, если $z < 0,05$, - вариант 2. Кроме того, при $z < 0,1$ осуществляется переход к однорезонансной модели сечения, а число узлов для вычисления интегралов по систематическим распределениям принимается минимальным: $N = 2$ для резонансных ширин и $N = 1$ для расстояний между уровнями.

Благодаря этим мерам, временные требования, установленные по отношению к задаче преобразования оцененных данных в групповые константы, оказываются выполненными.

8. Возможности модели и вычислительные погрешности

Принятая модель расчета функционалов сечений в области неразрешенных резонансов позволяет учесть: статистические флуктуации резонансных ширин в одно- и двухуровневом приближении с использованием распределений Портера-Томаса; зависимость функционалов от температуры среды методами Ψ , X -функций и переопределения полной резонансной ширины; статистические флуктуации расстояний между соседними уровнями с использованием распределения Вигнера; эффект межуровневой интерференции в двухуровневом приближении формулы Брейта-Вигнера; вклад далеких резонансов в многоуровневом приближении одинаковых эквидистантных резонансов. Основными источниками вычислительных погрешностей в рамках принятой модели являются: интегрирование по распределениям резонансных параметров; учет температурной зависимости сечений; интегрирование по смещению резонанса; свертка функционалов с использованием подгруппового представления структуры сечений; интегрирование по групповому интервалу. Для количественной оценки физических эффектов и вычислительных погрешностей воспользуемся модельной задачей, предложенной в работе [26]. Авторы этой работы по другой методике, получив резонансные последовательности по методу Монте-Карло, на основе средних резонансных параметров ^{238}U из библиотеки ENDF/B-V (табл. I) получили значения факторов резонансной самоэкранировки полного сечения и сечения радиационного захвата в зависимости от температуры среды (табл. 2). Эта методика сводит задачу к расчету функционалов сечений в области разрешенных резонансов, поэтому она почти не требует специальных вычислительных схем и позволяет использовать предельно корректные модели. Таким образом, основным источником ее погрешности является погрешность интегрирования по распределениям резонансных параметров, которая для распределения Портера-Томаса зависит от числа разыгрываемых резонансов N . Эта зависимость имеет вид $\sqrt{N/2}$. При этом для достижения необходимой точности требуется гораздо большее число резонансов, чем в предлагаемой методике, и временные затраты заведомо превышают допустимые для массовых расчетов границы. Тем не менее этот подход может быть с успехом использован для калибровки приближенных методик.

В табл. 2 приведены значения факторов самоэкранировки для ^{238}U , полученные по нашей методике. Максимальное расхождение (около 3%) достигается в экстремальном случае четно-четного ядра ^{238}U , низкоэнергетической границы области неразрешенных резонансов (4 кэВ) и минимальных значений сечения разбавления ($\sigma_0 = 1$ б) и температуры среды ($T = 300$ К). Это согласуется с заявленной точностью результатов Де Сосюра 2% [26] и заданной точностью расчетов по нашей методике, составляющей примерно 1% для моментов сечений, входящих в факторы самоэкранировки (при этом погрешность самих факторов также оказывается равной примерно 2%).

В табл. 3 приведены относительные отклонения значений факторов самоэкранировки, полученные по "стандартной" и "нестандартной" расчетным схемам для ^{238}U . Под стандартной понимается схема, выбор которой осуществляется программой на основе значений резонансных параметров и расчетных условий. В качестве последних были приняты: температура $T = 300$ К, сечение разбавления $\sigma_0 = 1$ б, точность вычислений $\epsilon = 1\%$. С учетом значений средних резонансных параметров были выбраны следующие расчетные схемы.

Таблица 1

Значения средних резонансных параметров

Орби- тальный момент l	Полный момент J	Среднее расстоя- ние между уровнями D	Приведен- ная ней- тронная ширина $\bar{\Gamma}_n^0$	Радиа- ционная ширина $\bar{\Gamma}_r$
0	1/2	20,0	$0,0^{221}$	0,0235
1	1/2	20,0	$0,0^{21549}$	0,0235
	3/2	10,0	$0,0^{37745}$	0,0235
2	3/2	10,0	$0,0^{225}$	0,0235
	5/2	6,67	$0,0^{2167}$	0,0235

Примечание. Отношение массы ядра к массе нейтрона $A=236,006$; эффективный радиус рассеяния $R_{eff}=8,9 \cdot 10^{-13}$ см; значение сечения подложки для упругого рассеяния $\Delta\sigma_{el}=1,444$ б.

Таблица 2

Факторы резонансной самоэкранировки для полного сечения f_t и сечения радиационного захвата f_r

Сечение разбав- ления, σ	Температура окружающей среды, К					
	300		1000		2000	
	f_t	f_r	f_t	f_r	f_t	f_r
I	55±01	52±01	62±01	62±01	67±01	69±01
	57±01	51±01	63±01	61±01	67±01	68±01
10	64±01	60±001	69±01	70±01	72±01	76±01
	65±01	60±01	70±01	70±01	72±01	75±01
100	79±01	83±02	84±01	89±01	87±01	92±01
	79±01	83±01	84±01	89±01	87±01	92±01

Примечание. Приведены цифры после запятой; первое значение - данные из работы [26], второе - результаты расчетов по предложенной методике.

Для расчета s -волны использована формула Брейта-Вигнера с учетом межуровневой интерференции с поправкой на вклад далеких резонансов. Резонансные ширины соседних резонансов флуктуируют независимо друг от друга, учитывается флуктуация расстояния между резонансами; эффект Доплера учитывается с помощью Ψ - и X -функций; используется численная схема интегрирования по смещению резонанса; число узлов интегрирования по распределению нейтронных ширин $N_r = 5$; по распределению расстояний между уровнями $N_D = 2$; число подгрупп для представления структуры сечения $N = 2$.

Таблица 3

Анализ отклонений значений факторов самоэкранировки полного сечения и сечения радиационного захвата

Условия расчета	Отклонения, %		Время расчета, относи- тельные единицы ^x
	$\Delta f_t / f_{t ст}$	$\Delta f_r / f_{r ст}$	
Нейтронные ширины не флуктуируют	11,5	-9,8	0,1
Расстояние между резонансами не флуктуирует	-2,3	0,5	0,6
Эффект Доплера отсутствует ($T=0$)	-23,4	-46,3	1,3
Нейтронные ширины соседних резонансов скоррелированы	9,1	-1,8	0,2
Резонансы не интерферируют	1,1	-0,8	0,6
Вклад далеких резонансов отсутствует	0,1	0,0	0,9
Вклад p - и d -волн отсутствует	-6,8	-18,6	0,9
s -Волна рассчитана по схеме для p - и d -волн: $N_r=5$, $N_D=2$, $N=2$ (см. раздел 8)	12,2	1,1	0,03
Число узлов $N_r=6$	-0,3	0,2	2,0
Число узлов $N_D=3$	-0,7	-0,6	1,4
Точность интегрирования по энергии увеличена в десять раз	$0,0^{xx}$	0,0	2,8
p - и d -волны рассчитаны по схеме для s -волны (см. раздел 8)	0,0	0,8	2,0

^x По отношению ко времени расчета по стандартной схеме.

^{xx} Отклонения, не превышающие 0,1%, приняты равными нулю.

Для расчета p -волны использована формула Брейта-Витнера в приближении одинаковых эквидистантных резонансов. Температурную зависимость учитывает с помощью метода переопределения полной ширины; вычисление интегралов - по смещению с помощью аналитических формул; $N_r = 3, N_D = 2, N = 2$.

Для расчета d -волны использована формула Брейта-Витнера аналогично p -волне, по $N_r = 2, N_D = 1, N = 1$. На основании данных табл.3 для ^{238}U можно сделать следующие выводы:

- наиболее сильными эффектами, влияющими на значения факторов самоэкранировки, являются эффекты Доплера и флуктуаций нейтронных ширин;
- на значения факторов резонансной самоэкранировки полного сечения влияют корреляции ширин соседних резонансов и флуктуации расстояний между резонансами; по этой причине для расчета S -волновой компоненты не может быть использовано приближение одинаковых эквидистантных резонансов;
- переход к более точным вычислительным схемам (увеличению числа узлов интегрирования, числа подгрупп) и к численному интегрированию для расчета p - и d -волн не оказывает существенно влияния на значения функционалов, что подтверждает правильность выбора расчетной схемы;
- оптимизация расчетной схемы позволяет сократить время счета примерно в два раза.

9. Вычисление моментных последовательностей для распределений резонансных параметров

Общее выражение для моментов имеет вид

$$N_n = \int_0^{\infty} (x+x_0)^n P(x) dx, \quad n=0, \pm 1 \dots$$

Если $P(x)$ - распределение Портера-Томаса, моменты представляются через вырожденную гипергеометрическую функцию $M_n = x_0^n (x_0 \nu/2)^{\nu/2} U(\nu/2, \nu/2+n+1; x_0 \nu/2)$. Для вычисления $U(a, b, z)$ используется рекуррентная формула $(b-a-1)U(a, b-1; z) + (1-b-z)U(a, b; z) + zU(a, b+1; z) = 0$ с начальными значениями: $U(a, a+1; z) = z^{-a}$, $U(a, a; z) = e^z \Gamma(1-a, z)$, где $\Gamma(a, z)$ - неполная γ -функция. Параметр $a = \nu/2$ может принимать только целые и полуцелые значения. Функция $\Gamma(a, x)$ вычисляется по рекуррентной формуле $\Gamma(a+1; x) = \Gamma(a, x) + x^a e^{-x}$ с начальными значениями: $\Gamma(0,5, x) = \sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(\sqrt{x})$; $\Gamma(0, x) = E_1(x)$. Для вычисления $\operatorname{erfc}(x)$ при $x \leq 2$ используется рациональная аппроксимация: $e^{x^2} \operatorname{erfc}(x) = a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 + a_5 t^5$, где $t = 1/(1+\rho x)$, $a_1 = 0,254829592$, $a_2 = -0,284496736$, $a_3 = 1,42141374$, $a_4 = -1,45315203$, $a_5 = 1,06140543$, $\rho = 0,3275911$. При $x > 2$ используется разложение в цепную дробь

$$e^{x^2} \operatorname{erfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1/2}{x+} \frac{1/2}{x+} \frac{1}{x+} \frac{3/2}{x+} \dots$$

Для вычисления функции $E_1(x)$ используются рациональные аппроксимации:

$$x \leq 1, \quad E_1(x) + \ln(x) \approx a_1 + a_2 x + a_3 x^2 + a_4 x^3 + a_5 x^4 + a_6 x^5,$$

$$a_1 = -0,57721566; \quad a_2 = 0,99999193; \quad a_3 = -0,24991055; \quad a_4 = 0,05519968; \quad a_5 = -0,00976004; \\ a_6 = 0,00107857;$$

$$1 < x \leq 10, \quad x e^x E_1(x) \approx \frac{x^2 + b_1 x + b_2}{x^3 + b_3 x^2 + b_4 x},$$

$$b_1 = 2,334733; \quad b_2 = 0,250621; \quad b_3 = 3,330657; \quad b_4 = 1,681534;$$

$$10 < x, \quad x e^x E_1(x) \approx \frac{x^2 + b_1 x + b_2}{x^3 + b_3 x^2 + b_4 x}$$

$$b_1 = 4,03640; \quad b_2 = 1,15198; \quad b_3 = 5,03637; \quad b_4 = 4,19160.$$

Для вычисления моментов распределения Вигнера используются рекуррентные соотношения $M_n = (2z/\pi) M_{n-2}$, $n=1,2,\dots$ с начальными значениями $M_{-1} = \pi/2$, $M_0 = 1$.

Ю. Вычисление интегралов

Рассмотрим вычисление интегралов вида $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^{2m} dx}{R^n(1+x^2)}$ ($R = ax^2 + bx + c$, $\Delta = 4ac - b^2 > 0$).

С помощью рекуррентной формулы

$$\int \frac{x^{2m} dx}{R^n(1+x^2)} = \int \frac{x^{2m-2} dx}{R^n} - \int \frac{x^{2m-2} dx}{R^n(1+x^2)}$$

задача сводится к вычислению интегралов

$$\int \frac{dx}{R^n(1+x^2)} \quad \text{и} \quad \int \frac{x^m dx}{R^n}.$$

Для вычисления интеграла $\int \frac{dx}{R^n(1+x^2)}$ используются рекуррентные формулы

$$\int \frac{dx}{(1+x^2)R^n} = \frac{1}{(c-a)^2 + b^2} \left[\frac{b^2 - 2a(c-a)}{2} \int \frac{dx}{R^n} + (c-a) \int \frac{dx}{(1+x^2)R^{n-1}} - b \int \frac{dx}{(1+x^2)R^{n-1}} \right];$$

$$\int \frac{x dx}{(1+x^2)R^n} = \frac{1}{(c-a)^2 + b^2} \left[-\frac{b(c-a) + 2ab}{2} \int \frac{dx}{R^n} + b \int \frac{dx}{(1+x^2)R^{n-1}} + (c-a) \int \frac{x dx}{(1+x^2)R^{n-1}} \right].$$

Исходными интегралами для них служат $\int \frac{dx}{R(1+x^2)}$ и $\int \frac{x dx}{R(1+x^2)}$, которые вычисляются по формулам

$$\int \frac{dx}{R(1+x^2)} = \frac{1}{(c-a)^2 + b^2} \left[\frac{b^2 - 2a(c-a)}{2} \int \frac{dx}{R} + \pi(c-a) \right];$$

$$\int \frac{x dx}{R(1+x^2)} = \frac{1}{(c-a)^2 + b^2} \left[-\frac{b(c-a) + 2ab}{2} \int \frac{dx}{R} + \pi b \right].$$

Для вычисления интегралов $\int \frac{x^m dx}{R^n}$ используется рекуррентная формула

$$\int \frac{x^m dx}{R^n} = \frac{(m-1)c}{(2n-m-1)a} \int \frac{x^{m-2} dx}{R^n} - \frac{(n-m)b}{(2n-m-1)a} \int \frac{x^{m-1} dx}{R^n}$$

с исходными интегралами $\int \frac{dx}{R^n}$ и $\int \frac{x dx}{R^n}$, вычисляемыми по формулам

$$\int \frac{dx}{R^n} = 2 \left(2 - \frac{1}{n-1} \right) \frac{a}{\Delta} \int \frac{dx}{R^{n-1}}, \quad \int \frac{x dx}{R^n} = - \left(2 - \frac{1}{n-1} \right) \frac{b}{\Delta} \int \frac{dx}{R^{n-1}}.$$

При $n=1$ получаем: $\int \frac{dx}{R} = \frac{2\pi}{\sqrt{\Delta}}$; $\int \frac{x dx}{R} = -\frac{2\pi b}{2a\sqrt{\Delta}}$, где $\Delta = 4ac - b^2 > 0$.

Список литературы

1. Николаев М.Н. Обеспечение расчетов быстрых реакторов ядерными данными. - В кн.: Ядерные константы. Вып.8, ч.1. М.: Атомиздат, 6/г, с.3.
2. Сяница В.В. Пакет ГРУКОН. Часть 1. Препринт ФЭИ-1188. Обнинск, 1981.
3. Сяница В.В. Пакет ГРУКОН. Часть 2. Препринт ФЭИ-1189. Обнинск, 1981.

4. Сеница В.В. Пакет ГРУКОН. Часть 3. Препринт ФЭИ-1332. Обнинск, 1982.
5. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File: BM-NCS-50496 (ENDF-102). 2nd Ed. Upton, 1979.
6. Howerton R.J., Mac Gregor M.H. The ILL Evaluated Nuclear Data Library (ENDL): UCRL-50400, Livermore, 1978. V.15, part D., rev.1.
7. ENDF/B Summary Documentation. BNL-17541 (ENDF-201). 2nd Ed. Upton, 1975.
8. ENDF/B Summary Documentation. BNL-17541 (ENDF-201). 3rd Ed. Upton, 1979.
9. Japanese Evaluated Nuclear Data Library. Ver.1, JENDL-1, JEARI 1261: NEANDC (J) 59/1. Tokai-Mura, 1979.
10. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты: Справочник. М.: Энергоиздат, 1981.
11. Beer M. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, p.171.
12. Greebler P., Hutchins B. Physics of Fast and Intermediate Reactors. Vienna: IAEA, 1962.
13. Henryson H., Torpel B.J., Stenberg C.G. ANL-8144. Argonn, 1976.
14. Сеница В.В. Пакет ГРУКОН. Часть 4. Расчет факторов резонансной самоэкранировки сечений. Препринт ФЭИ-1429. Обнинск, 1983.
15. Saussure G. de, Olsen D.K., Perez R.V. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.61, p.496.
16. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
17. Panini G.C. FOUR ACES-A Programme for Producing Group Average Cross Sections from Different Files: PT/FI(73) 16. Nazipnala, 1973.
18. Cullen D.E. Lawrence Livermore Laboratory: UCRL-50 400. Livermore, 1980. V.17, pt.D.
19. Коцеев В.Н., Сеница В.В. Атомная энергия, 1979, т.47, вып.2, с.94.
20. Крылов В.И., Шульгина Л.Т. Справочная книга по численному интегрированию. М.: Наука, 1966.
21. Бейтман Г., Эрдели А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1972. Т.1; 1974. Т.2.
22. O'Shea D.M., Henry C., Thadger, J. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1963, v.6, N 1, p.36.
23. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Атомная энергия, 1979, т.47, вып.3, с.205.
24. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.3.
25. Сеница В.В., Николаев М.Н. Атомная энергия, 1973, т.35, вып.6, с.429.
26. Munoz J.L., Saussure G. de, Perez R.V. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.81, p.55.

Статья поступила в редакцию 5 августа 1983 г.

УДК 539.173

ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

В.В.М а л и н о в с к и й, В.Г.В о р о б ъ е в а, Б.Д.К у з њ м и н о в

REVIEW OF THE RESULTS OF MEASUREMENTS OF THE AVERAGE NUMBER OF PROMPT FISSION NEUTRONS. Measurements published since 1972 on the energy-dependent $\bar{\nu}_p$ -values for neutron-induced and spontaneous fission of heavy isotopes ($Z \geq 90$) has been reviewed. The review includes numerical data and essential physical information, related to measurements, i.e. method of measurements, type of detector and standard used, analysis and corrections out and errors considered. The experimental data have been renormalized to unified standards. Corrections of some results published earlier are presented. The set of weighted mean values of $\bar{\nu}_p$ for spontaneous and thermal neutron-induced fission are presented.

В обзоре Манеро и Коньшина [1] в наиболее полном объеме собраны и оценены опубликованные до 1972 г. данные измерений среднего числа мгновенных $\bar{\nu}_p$ и запаздывающих $\bar{\nu}_d$ нейтронов при спонтанном и вынужденном делении тяжелых ядер ($Z \geq 90$). Появление большого числа новых результатов, со-

вершенствование методов измерений и обработки экспериментальных данных делает необходимым пересмотр рекомендаций этого обзора. В настоящей работе рассмотрены опубликованные после 1972 г. результаты измерений $\bar{\nu}_p$ при спонтанном и вынужденном делении ядер нейтронами, а также проанализированы некоторые данные [2-116], вошедшие в обзор [1]. Это является первым этапом систематизации и оценки имеющихся экспериментальных данных о $\bar{\nu}_p$.

I. Стандарты

Общепринятым стандартом в измерениях среднего числа нейтронов деления является $\bar{\nu}$ при спонтанном делении ^{252}Cf . Результаты измерений $\bar{\nu}$ для ^{252}Cf , подробно рассмотренные в работах [2-4], приведены в табл. I. Цифры соответствуют полному числу нейтронов деления $\bar{\nu}_t = \bar{\nu}_p + \bar{\nu}_g$. Указанные средневзвешенные значения соответствуют рекомендованным версией библиотеки ядерных данных ENDF/B-V с оценкой неопределенности $\pm 0,015$ [4,5]. При современном требовании к точности стандарта 0,25% [11] принятый разброс данных в табл. I составляет 0,023 или 0,6%.

Таблица I
Результаты измерения $\bar{\nu}_t$ при спонтанном делении ^{252}Cf

Детектор, литература	Среднее число мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_t$
<u>Большой жидкий кристалл</u>	
Спенсер ^X [11]	3,782±0,007
Болдман ^X	3,755±0,016 ^{XX}
Асплунд-Нильссон ^X	3,792±0,040 ^{XX}
Хопкинс-Дайвен ^X	3,777±0,031 ^{XX}
Цанг, Лун [6]	3,752±0,018
Средневзвешенное	3,774±0,006
<u>Марганцевая ванна</u>	
Акстон ^X	3,743±0,019 ^{XX}
Де Вольпи ^X	3,747±0,019 ^{XX}
Бозоргманеш ^X	3,744±0,023 ^{XX}
Уайт, Акстон ^X	3,815±0,040 ^{XX}
Александров [7]	3,758±0,015
Смит [8]	3,764±0,014
Гиллиам ^X	3,789±0,037
Средневзвешенное	3,757±0,007
<u>Борный котел</u>	
Колвин ^X	3,739±0,037
<u>BF₃-счетчики в замедлителе</u>	
Эдвардс [9]	3,752±0,029
Средневзвешенное по всем измерениям	3,766±0,005

^XВ тех случаях, когда не приводится ссылка, данные цитируются по работе [4].

^{XX}Данные, использованные в оценке ENDF/B-V, где взяты также результаты Спенсера 3,792±0,010 [46] и Александрова (предварительные) 3,747±0,036 [10].

В рекомендованных значениях $\bar{\nu}$ при делении ядер тепловыми нейтронами учтены результаты прямых измерений $\bar{\nu}$ на тепловых или моноэнергетических нейтронах и данные интегральных экспериментов. Систематическое расхождение результатов этих групп измерений известно как ν - η -расхождение. Последним опубликованным многопараметровым анализом различных экспериментов является работа [12].

В табл.2 приведены полученные в работе [12] рекомендованные значения $\bar{\nu}$; некоторые пересмотренные значения $\bar{\nu}$ (при делении ядер тепловыми нейтронами и при спонтанном делении ^{252}Cf с учетом новых измерений и уточнением поправки на толщину слоя делящегося вещества [13]), а также значения $\bar{\nu}$, использованные в обзоре [1] для приведения данных к одному стандарту.

В дальнейшем в данной работе использован набор данных из работы [13] для приведения полученных значений $\bar{\nu}_p$ к одному стандарту.

Таблица 2

Значения $\bar{\nu}$ для деления ядер тепловыми нейтронами и при спонтанном делении ^{252}Cf					
Величина	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{252}Cf
<u>Стен и др. [12], 1982</u>					
$\bar{\nu}_t$	$2,492 \pm 0,004$	$2,430 \pm 0,004$	$2,881 \pm 0,006$	$2,943 \pm 0,009$	$3,767 \pm 0,004$
<u>Болдеман, Фрео [13], 1980</u>					
$\bar{\nu}_t$	2,484	2,424	2,882	2,938	3,764
$\bar{\nu}_p$	2,477	2,408	2,876	2,922	3,755
<u>Манеро, Коньшин [1], 1972</u>					
$\bar{\nu}_t$	2,4866	2,4229	2,8799	2,934	3,765
$\bar{\nu}_p$	2,480	2,407	2,874		3,756

2. Измерения $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ядер

В табл.3 приведены результаты измерений $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ядер. В тексте комментируются работы, вышедшие после 1972 г.

Подробности измерений Хуанга и др. [14] авторам неизвестны. Попеко и Тер-Акопян [15] использовали детектор из 28 ^3He -счетчиков в парафиновом замедлителе. Были проведены три серии измерений с камерой деления (около $4 \cdot 10^4$ делений) и одна серия с урановым блоком в шахте глубиной 1100 м для уменьшения фона. В последнем случае применялся такой режим, когда для идентификации событий деления использовали совпадение импульсов от двух и более нейтронов. Число фоновых случайных совпадений в шахте - менее одного в год [16]. Проведены измерения относительно $\bar{\nu}_p$ при делении ^{242}Pu , определено распределение нейтронов по множественности. Значение $\bar{\nu}_p$ приведено в табл.3. Указанная погрешность учитывает статистическую ошибку измерения, нестабильность аппаратуры и неточность использованных констант. С помощью аналогичного детектора из 56 ^3He -счетчиков в плексигласовом замедлителе было измерено $\bar{\nu}_p$ для ^{256}Fm [17]. Осколки деления регистрировались ионизационной камерой. Эффективность детектора для нейтронов деления ^{252}Cf составила 0,483. Было зарегистрировано 13382 события деления. Поправка на разницу энергетических спектров не вносилась, так как она в данном случае мала (0,1-0,2%). Приведена статистическая ошибка. С помощью аналогичной методики в той же лаборатории измерено $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{246}Cm , ^{246}Cf и ^{256}Fm [18-20]. Использован детектор нейтронов деления из 36 ^3He -счетчиков. События деления регистрировались полупроводниковым детектором. Измерения проводили относительно $\bar{\nu}_p$ (^{244}Cm). Около 20-30% событий деления из-за высокой α -активности слоев делящегося вещества терялось, но, по оценкам авторов, это влияло на результаты незначительно (не более 0,4%). Внесены поправки на просчеты импульсов детекторов нейтронов и на изотопный состав образца, различие спектров нейтронов деления изотопа и стандарта не учитывали. Приведена статистическая ошибка. Тот же детектор нейтронов использован в работе [21], в которой измерено $\bar{\nu}_p$ при делении $^{252}\text{IO2}$ элемента. Основная трудность в проведении эксперимента - малое время жизни исследуемого изотопа. Осколки регистрировались полупроводниковым поверхностно-барьерным детектором. Было зарегистрировано 178 событий деления. В результате вносилась только малая поправка на разрешающее время аппаратуры. Приведена статистическая погрешность.

Таблица 3

Значения ν_p при спонтанном делении ядер

Литература	Измеренное $\bar{\nu}_p$	Стандарт	Перенормированное ν_p^*
Барклай [74] ^{***}	²³² Th 1,07±0,10	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{238}\text{U})=1$	2,14±0,20
Конде, Холмберг [75] ^{***}	²³⁶ U 1,90±0,05	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,756$	1,90±0,05
Кузьмин [96] ^{***}	²³⁸ U 2,1 ±0,1	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{240}\text{Pu})=2,26$	2,0 ±0,1
Лерой [97] ^{***}	2,10±0,08	$\bar{\nu}_p^T(^{235}\text{U})=2,47$	2,05±0,08
Асплунд-Нильсон и др. [98] ^{***}	1,97±0,07	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,80$	1,95±0,07
Конде, Холмберг [75] ^{***}	2,00±0,05	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,756$	2,00±0,05
Хуанг Чень Нян [14]	1,96±0,05	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{242}\text{Pu})=2,109$	1,96±0,05
Попеко и др. [15]	1,99±0,03		2,02±0,03
	Средневзвешенное	2,00±0,02	
Крэйн [99] ^{***}	²³⁶ Pu 1,89±0,20	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,52$	2,02±0,21
Хикс [100] ^{***}	2,30±0,19	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{240}\text{Pu})=2,257$	2,18±0,18
	Средневзвешенное	2,12±0,14	
Крэйн [99] ^{***}	²³⁸ Pu 2,04±0,13	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,52$	2,18±0,14
Хикс [100] ^{***}	2,33±0,08	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{240}\text{Pu})=2,257$	2,21±0,07
	Средневзвешенное	2,21±0,06	
Моат [101] ^{***}	²⁴⁰ Pu 2,13±0,05	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,69$	2,16±0,05
Асплунд-Нильсон [98] ^{***}	2,154±0,028	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,80$	2,129±0,028
Хопкинс, Дайвен и др. [102] ^{***}	2,189±0,026	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,771$	2,180±0,026
Колвин, Соверби и др. [103] ^{***}	0,888±0,005	$\bar{\nu}_p^T(^{235}\text{U})=1$	2,138±0,012
Проخورова и др. [104] ^{***}	2,161±0,016	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,782$	2,146±0,016
Болдеман [23]	2,119±0,007	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,724$	2,137±0,007
Фрео [22]	2,148±0,015	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,732$	2,161±0,015
Цанг [26]	2,137±0,017	Абсолютное значение	2,137±0,017
Цанг [27]	2,141±0,017	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,743$	2,148±0,017
	Средневзвешенное	2,142±0,005	
Крэйн [99] ^{***}	²⁴² Pu 2,32±0,16	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,53$	2,47±0,17
Хикс [100] ^{***}	2,18±0,09	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{240}\text{Pu})=2,257$	2,08±0,09
Проخورова [105] ^{***}	2,157±0,009	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,784$	2,113±0,05
Болдеман [23]	2,109±0,007	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,724$	2,127±0,007

Продолжение табл. 3

Литература	Измеренное	Стандарт	Перенормированное
Эдвардс и др. [9]	2,153±0,019 0,5738±0,0033 Средневзвешенное	Абсолютное значение $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=1$ 2,134±0,006	2,153±0,019 2,155±0,012
Орт [106]	^{244}Pu 2,30±0,19	$\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,77$	2,29±0,19
Крайн [99] Хикс [100] Джаффи [107] Гальперин и др. [28] Цанг и др. [27]	^{242}Cm 2,33±0,11 2,65±0,09 0,933±0,043 2,532±0,013 2,573±0,019 Средневзвешенное	$\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,53$ $\bar{v}_p^{sp}(^{240}\text{Pu})=2,257$ $\bar{v}_p^{sp}(^{244}\text{Cm})=1$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,760$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,743$ 2,544±0,011	2,48±0,12 2,52±0,08 2,509±0,12 2,529±0,013 2,581±0,019
Хикс и др. [108] Хикс и др. [100] Крайн и др. [99] Лайвен и др. [109] Большов и др. [110] Джаффи и др. [107] Замятнин и др. [43] Прохорова и др. [104] Прохорова и др. [32] Голушко и др. [30] Хохлов и др. [31]	^{244}Cm 2,66±0,11 2,84±0,09 2,61±0,13 2,810±0,059 2,71±0,04 2,692±0,024 2,77±0,08 2,690±0,015 2,700±0,014 2,680±0,027 2,685±0,020 Средневзвешенное	$\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,53$ $\bar{v}_p^{sp}(^{240}\text{Pu})=2,257$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,53$ $\bar{v}_p^{sp}(^{240}\text{Pu})=2,257$ $\bar{v}_p^{sp}(^{240}\text{Pu})=2,17$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,764$; $\bar{v}_p^T(^{235}\text{U})=2,407$; $\bar{v}_p^T(^{239}\text{Pu})=2,884$; $\bar{v}_p^T(^{233}\text{U})=2,478$ $\bar{v}_p^T(^{235}\text{U})=2,426$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,782$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,756$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,756$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,724$ 2,690±0,008	2,83±0,12 2,70±0,08 2,67±0,14 2,668±0,056 2,68±0,04 2,693±0,024 2,75±0,08 2,671±0,015 2,699±0,014 2,679±0,027 2,707±0,020
Томпсон [111] Прохорова [32] Голушко [30] Журавлев [34] Диковский [18] Стоутон [29] Хохлов [31]	^{246}Cm 3,20±0,22 2,950±0,015 2,927±0,027 2,98±0,12 1,107±0,009 2,86±0,06 2,902±0,025 2,907±0,015 Средневзвешенное	$\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,79$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,756$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,756$ $\bar{v}_p^T(^{235}\text{U})=2,407$ $\bar{v}_p^{sp}(^{244}\text{Cm})=1$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,73$ $\bar{v}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})=3,724$ 2,941±0,008	3,17±0,22 2,949±0,015 2,926±0,027 2,98±0,12 2,977±0,024 2,879±0,06 2,926±0,025 2,931±0,015

Продолжение табл.3

Литература	Измеренное	Стандарт	Перенормированное
	248_{Om}		
Орт [106] ^{***}	$3,11 \pm 0,09$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,77$	$3,10 \pm 0,09$
Прокурова [32]	$3,157 \pm 0,015$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,756$	$3,156 \pm 0,015$
Журавлев [34]	$3,14 \pm 0,12$	$\bar{v}_p^{\text{T}}(235_{\text{U}}) = 2,407$	$3,14 \pm 0,12$
Болдеман [23]	$3,092 \pm 0,007$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,724$	$3,118 \pm 0,007$
Стоутон [29]	$3,14 \pm 0,06$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,73$	$3,161 \pm 0,06$
Хохлов [31]	$3,185 \pm 0,040$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,724$	$3,222 \pm 0,040$
	$3,173 \pm 0,025$		$3,199 \pm 0,025$
	Средневзвешенное	$3,134 \pm 0,006$	
	250_{Om}		
Орт [106] ^{***}	$3,31 \pm 0,08$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,77$	$3,30 \pm 0,08$
	249_{Bk}		
Пайл [112] ^{***}	$3,72 \pm 0,16$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(240_{\text{Pu}}) = 2,23$	$3,58 \pm 0,16$
Косяков [33]	$3,395 \pm 0,026$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,756$	$3,394 \pm 0,026$
	Средневзвешенное	$3,339 \pm 0,026$	
	246_{Of}		
Пайл [112] ^{***}	$2,92 \pm 0,19$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(240_{\text{Pu}}) = 2,23$	$2,806 \pm 0,19$
Даковский [20]	$3,14 \pm 0,09$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(244_{\text{Om}}) = 2,69$	$3,14 \pm 0,09$
	Средневзвешенное	$3,08 \pm 0,08$	
	249_{Of}		
Володин и др. [113] ^{***}	$3,4 \pm 0,4$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,756$	$3,4 \pm 0,4$
	250_{Of}		
Орт [106] ^{***}	$3,53 \pm 0,09$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,77$	$3,52 \pm 0,09$
Хофман и др. [35]	$3,49 \pm 0,04$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,735$	$3,51 \pm 0,04$
	Средневзвешенное	$3,511 \pm 0,037$	
	252_{Of}		
Принято в данной работе (см.табл.1) 3,755			
	254_{Of}		
Пайл [112] ^{***}	$3,90 \pm 0,14$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(240_{\text{Pu}}) = 2,23$	$3,75 \pm 0,14$
Орт [106] ^{***}	$3,93 \pm 0,05$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,77$	$3,91 \pm 0,05$
Хофман и др. [35]	$3,77 \pm 0,05$	$\bar{v}_p^{\text{SP}}(252_{\text{Of}}) = 3,735$	$3,79 \pm 0,05$
	Средневзвешенное	$3,844 \pm 0,034$	
	253_{Es}		
Юник и др. [40]	4,7	PM ^{***}	
Флинн и др. [114]	4,7	PM	

Литература	Измеренное	Стандарт	Перенормированное
	^{254}Pu		
Чоппин и др. [115]**	$4,05 \pm 0,19$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,82$	$3,98 \pm 0,19$
Юник и др. [40]	3,7	PM	
	^{256}Pu		
Даковский [19]	$1,387 \pm 0,006$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{244}\text{Cm})=1$	$3,73 \pm 0,18$
Юник [40]	3,2	PM	
Флинн [39]	3 ± 1	PM	
Тер-Акопян [17]	$3,59 \pm 0,06$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,735$	$3,61 \pm 0,06$
	Средневзвешенное	$3,621 \pm 0,057$	
	^{257}Pu		
Чейфец и др. [116]**	$3,97 \pm 0,13$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,72$	$4,01 \pm 0,13$
Баланья и др. [36]	$3,769 \pm 0,014$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,735$	$3,789 \pm 0,014$
Хофман [35]	$3,85 \pm 0,05$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf})=3,735$	$3,87 \pm 0,05$
	Средневзвешенное	$3,797 \pm 0,013$	
	^{252}Pu		
Лазарев и др. [21]	$4,15 \pm 0,30$	$\bar{\nu}_p^{SP}(^{244}\text{Cm})=2,69$	$4,15 \pm 0,30$

* В графе приведены значения $\bar{\nu}_p^{SP}$, перенормированные по стандарту, принятому в работе [13] (см. табл.2).

** Данные этой работы приведены в обзоре [1].

*** Измерения выполнены радиохимическим методом.

Для измерений $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{240}Pu Фрео и др. использовали метод, рассмотренный в разделе 5 [22]. Приведенная ошибка содержит систематические погрешности, составляющие около 0,45%. В работах Боллемана [23, 24] пересчитаны результаты выполненных ранее измерений $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{248}Cm [25]. Используются результаты энергетической калибровки большого жидкого сцинтиллятора и данные по запаздывающим β -квантам деления. В работе приведена оценка полной погрешности измерений и значения внесенных поправок: статистической (0,16%); поправки на различие спектров нейтронов деления ($0,91 \pm 0,14\%$; $0,87\%$ для ^{242}Pu); на мертвое время аппаратуры ($-0,40 \pm 0,08\%$); на вклад запаздывающих β -квантов деления ($\pm 0,1\%$). Два измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu выполнены группой авторов: Цанг и др. [26, 27]. В работе [26] эффективность большого жидкого сцинтиллятора измерялась с помощью рассеяния нейтронов на водороде. Полученное значение $\bar{\nu}_p$ является абсолютным. В работе [27] с тем же детектором проведены измерения относительно $\bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,743$, полученного той же группой [6]. Определены значения $\bar{\nu}_p$ и ширины распределения мгновенных нейтронов по множественности для ^{240}Pu и ^{242}Cm : $1,49 \pm 0,047$ и $1,159 \pm 0,074$ соответственно. Указана полная погрешность измерений без учета ошибки стандарта.

Эдвардс и др. [9] использовали детектор нейтронов, состоящий из 56 BF₃-счетчиков в водородсодержащем замедлителе. Одновременно было измерено $\bar{\nu}_p$ для ^{252}Cf и ^{242}Pu , эффективность детектора была определена с помощью нейтронных источников, калиброванных в марганцевой ванне, что дало возможность получить абсолютное значение $\bar{\nu}_p$. Подробно исследована зависимость измеренного значения $\bar{\nu}_p$ от эффективности камеры деления, так как для ^{242}Pu регистрировалось только 88% событий деления [9]. При обработке в результаты измерений $\bar{\nu}_p$ внесены поправки, учитывающие фон ($-0,011 \pm 0,000$), изменение эффективности детектора ($-0,017 \pm 0,001$), поглощение нейтронов в камере деления

(0,022±0,003). При вычислении ошибки учитывали также погрешности калибровки эффективности детектора (+0,012), средней энергии спектра нейтронов деления (+0,010), точности определения скорости делений в слое (0,001), положения камеры деления и ее ориентации относительно оси симметрии детектора нейтронов (0,001 и 0,008). Суммарная ошибка абсолютных измерений \bar{V}_p ^{242}Pu составила ±0,019; статистическая погрешность отношения \bar{V}_p (^{242}Pu) / \bar{V}_p (^{252}Cf) — около 0,15%.

В работе Гальперина и др. [28] использован детектор из 30 ^3He -счетчиков, расположенных в цилиндрической матрице из парафина и полиэтилена. Эффективность детектора при регистрации нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf составила 0,4394±0,0008. На три выпуклые поверхности камеры с полусферическими электродами нанесли около 500 мкг ^{242}Am . ^{242}Cm образуется после изомерного перехода и β -распада ^{242}Am . Поправка на деления ядер америция не вносилась. Измерены распределение и среднее число нейтронов деления. Эффективность регистрации нейтронов деления ^{252}Cf и ^{242}Am считали одинаковой. Приведена полная погрешность измерений, статистическая ошибка составила 0,2%.

Аналогичный детектор (из 20 ^3He -счетчиков) использован в работах Стоутона и др. [29]. Для счета осколков применялся полупроводниковый поверхностно-барьерный детектор. Были измерены распределения нейтронов деления по множественности для ^{246}Cm и ^{248}Cm относительно ^{252}Cf . Эффективность счета делений составила около 50%. В результате измерений внесены поправки на фоновые нейтроны, эффективность регистрации осколков, изотопный состав образцов. В приведенную погрешность определяющий вклад внесла статистическая ошибка. В работе Голушко и др. [30] использован детектор нейтронов из 18 ^3He -счетчиков в парафиновом замедлителе. Эффективность детектора для нейтронов деления ^{252}Cf составила 29%. Осколки деления регистрировались газовым сцинтилляционным детектором. Измерения проводили относительно ^{252}Cf . В результате измерений вносили поправки на фон случайных совпадений, изотопный состав, просчеты импульсов нейтронного детектора. Зависимость эффективности детектора от средней энергии нейтронов деления не учитывали, величины поправок не указаны. В работе измерено \bar{V}_p для $^{244,246,248}\text{Cm}$, приведена полная погрешность измерений.

В работе Хохлова и др. [31] использована методика, рассмотренная в разделе 5. Осколки деления регистрировались быстрой ионизационной камерой деления. Измерения \bar{V}_p для $^{244, 246, 248}\text{Cm}$ относительно \bar{V}_p^{sp} (^{252}Cf) проводились также на детекторе из В-счетчиков в полиэтиленовом замедлителе. Эффективность регистрации нейтронов деления большим жидким сцинтиллятором составила 54%, для другого детектора эффективность не сообщается. В результате измерений внесены поправки на фон, просчеты импульсов, различие спектров нейтронов деления, изотопный состав образцов. Приведенные ошибки получены из разброса результатов отдельных серий измерений. Для ^{244}Cm сообщены результаты измерений только на детекторе из В-счетчиков.

Методика работы Прохоровой и др. [32] описана в разделе 5. Получены значения \bar{V}_p для изотопов $^{244,246,248}\text{Cm}$. Приведена оценка полной погрешности измерений. Той же методикой измерено \bar{V}_p для ^{249}Bk в работе [33]. В работе Журавлева и др. [34] описаны измерения спектров мгновенных нейтронов деления (см. раздел 4), при интегрировании которых получено значение \bar{V}_p для ^{246}Cm и ^{248}Cm . Измерения проводили относительно спектра нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Результаты измерений множественности нейтронов при делении $^{250,252,254}\text{Cf}$ и ^{257}Fm приведены в работах [35,36]. Использовался большой жидкий сцинтиллятор [37,38] (см. раздел 5). События деления регистрировались двумя поверхностно-барьерными кремниевыми полупроводниковыми детекторами. Слой делящегося вещества, нанесенные на прозрачную для осколков пленку, располагались между детекторами. Эффективность одновременной регистрации пары осколков деления составляла 20%. В работах описаны измерения числа нейтронов для осколков с разной кинетической энергией. Эффективность регистрации нейтронов составила примерно 78%. Для ^{257}Fm делящийся слой помещали на край детектора, эффективность регистрации нейтронов составила 31%. Цель работы — получение распределения множественности нейтронов деления в зависимости от полной кинетической энергии и отношения масс осколков. В табл.3 приведены только значения \bar{V}_p . Погрешность \bar{V}_p для ^{250}Cf включает неопределенность поправки на примесь ^{252}Cf и ошибку определения эффективности детектора. Статистическая погрешность составила ±0,006. В погрешности для ^{254}Cf и ^{257}Fm [35] определяющую роль играла неопределенность эффективности детектора, так как одновременной калибровки по ^{252}Cf не проводили. В работе [36] эффективность измерялась непрерывно, однако было набрано значительно меньшее число событий деления и указана только статистическая погрешность. В табл.3 также приведены данные измерений радиохимическим методом, которые могут быть полезны для качественных суждений.

3. Средневзвешенные значения $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ядер

Средневзвешенное значение можно считать удовлетворительной оценкой $\bar{\nu}_p$. В качестве весов принимались обратные квадраты полных погрешностей. Хотя эта процедура справедлива для статистических и некоррелированных ошибок, в данном случае ее применение оправдано. В большинстве приведенных результатов определяющей явилась погрешность статистического характера. Измерения для каждого элемента проведены, как правило, разными авторами, и корреляция между результатами пренебрежимо мала. В табл.3 сведены как новые, так и приведенные в обзоре [1] данные по $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ядер, приведены средневзвешенные (в смысле наименьших квадратов) значения и соответствующие им оценки дисперсии. Следует иметь в виду, что неопределенность стандарта [обычно $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf})$] присутствует в большинстве полученных оценок. В случаях измерений относительно $\bar{\nu}_p$ для других изотопов данные нормировали на соответствующие средневзвешенные значения. Если результаты, приведенные в обзоре [1], пересмотрены авторами, в таблице указаны только новые значения. Данные, полученные радиохимическим методом в усреднении не учтены, они имеют иллюстративный характер. Полученные результаты усреднения изображены на рис.1.

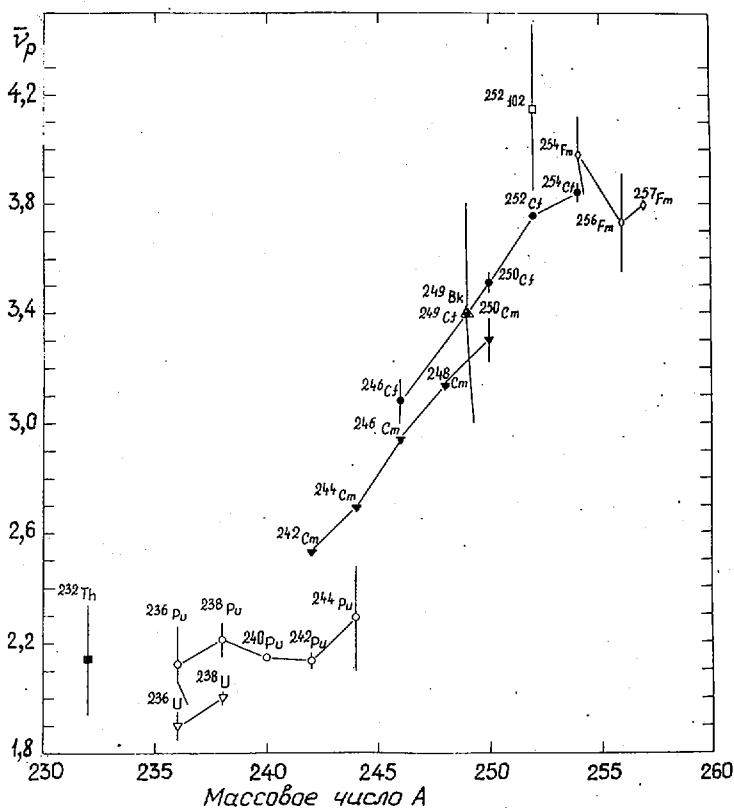


Рис.1. Значения $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ядер в зависимости от массового числа A

4. Измерения $\bar{\nu}_p$ при делении ядер тепловыми нейтронами

Появившиеся после выхода обзора [1] данные крайне скудны. Были проведены измерения для ^{235}U и ^{239}Pu на моноэнергетичных нейтронах [41] и для трех изотопов кюрия [34]. Для нескольких элементов данные получены радиохимическим методом [39,40,42]. Последние три работы здесь не обсуждаются, хотя данные из них приведены в табл.4.

В работе Журавлева и др. [34] измерены спектры нейтронов деления в диапазоне 0,4–6 МэВ по методике времени пролета [43]. События деления регистрировались газовой сцинтилляционной камерой, нейтроны деления — пластиковым сцинтиллятором диаметром 100 и длиной 30 мм. Измерения проводили относительно спектра нейтронов деления ^{235}U , значение $\bar{\nu}_p$ получали интегрированием измеренного спектра. Погрешность относительных измерений составила около 3%. Приведенная ошибка получена из разброса результатов нескольких серий измерений. В работе [44] приведен пример непрямого измерения $\bar{\nu}_p$ при делении ^{241}Pu тепловыми нейтронами: измеренные по методике времени пролета распреде-

ления энергий и масс осколков деления позволили оценить $\bar{\nu}_p$ (хотя и с невысокой точностью). В табл.5 приведены средневзвешенные значения $\bar{\nu}_p$, полученные в основном из данных, имевшихся в обзоре [1]. Для ^{243}Cm и ^{247}Cm сделаны необходимые исправления.

Таблица 4

Значения $\bar{\nu}_p$ при делении ядер тепловыми нейтронами

Литература	Ядро	Измеренное $\bar{\nu}_p$	Стандарт
Юник и др. [40]	^{229}Th	2,5	PM*
Тиренс и др. [42]	^{237}Np	$2,47 \pm 0,15$	PM
Алмаерт [44]	^{241}Pu	2,927	Значения получены из распределений осколков по массе
Журавлев [34]	^{243}Cm	$3,39 \pm 0,14$ ($3,39 \pm 0,14$)***	
Журавлев [34]	^{247}Cm	$3,79 \pm 0,15$ ($3,79 \pm 0,15$)	$\bar{\nu}_p^{\text{T}}(^{235}\text{U})=2,407$
Юник и др. [40]	^{249}Cf	4,4	PM
Юник и др. [40]	^{251}Cf	4,0	PM
Флинн и др. [39]		$4,1 \pm 0,5$	PM
Юник и др. [40]	^{254}Es	4,2	PM
Юник и др. [40]	^{255}Fm	4,0	PM
Флинн и др. [39]		$4,0 \pm 0,5$	PM

* Измерения выполнены радиохимическим методом.

*** В скобках приведены значения $\bar{\nu}_p$, перенормированные по стандарту, приведенному в табл.2

Таблица 5

Средневзвешенные значения $\bar{\nu}_p$ при делении ядер тепловыми нейтронами [1]

Ядро	Средневзвешенное значение $\bar{\nu}_p$
^{229}Th	$2,08 \pm 0,02$
^{232}U	$3,132 \pm 0,060$
^{238}Pu	$2,889 \pm 0,023$
^{241}Am	$3,121 \pm 0,023$
$^{242\text{m}}\text{Am}$	$3,257 \pm 0,023$
^{243}Cm	$3,426 \pm 0,047$
	$3,422 \pm 0,045^*$
^{245}Cm	$3,825 \pm 0,032$
^{247}Cm	$3,79 \pm 0,15^{***}$
^{249}Cf	$4,08 \pm 0,04$

* Значение, полученное с учетом результата работы [34].
*** Только одно значение из работы [34].

5. Значения $\bar{\nu}_p$ в зависимости от энергии

Для характеристики результатов, полученных до 1972 г., используют оценки, сделанные в обзоре [1]: с помощью метода наименьших квадратов все опубликованные экспериментальные значения описаны полиномами до 8-9-й степени. Полученные кривые хорошо представляют результаты измерений энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$ для 1972 г.

В данных табл.6-16 приведена статистическая погрешность измерений, когда ее можно извлечь из оригинальных работ. Характеристики систематической погрешности рассмотрены в тексте. В некоторых случаях даны указания на возможные изменения данных с учетом новых результатов. В таблицах указаны оригинальные значения, а также значения, приведенные к единому стандарту (см.раздел I).

Подавляющее большинство рассматриваемых измерений выполнено относительно $\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{252}Cf . Поэтому в тексте оговариваются только случаи использования другого стандарта.

5.1. $\bar{\nu}_p$ для ^{230}Th . Результаты измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{230}Th опубликованы только в работе Болдемана и Уолша [45]. Детектором нейтронов деления служил большой жидкий сцинтиллятор объемом 240 л. События деления регистрировались ионизационной камерой, содержащей 20 мг ^{230}Th 99,85%-ного обогащения в виде четырех односторонних слоев толщиной 1 мг/см². Моноэнергетичные нейтроны получали из реакций $^7\text{Li}(p,n)$ и $\text{T}(p,n)$ на ускорителе Ван-де-Граафа, работавшем в непрерывном режиме. Ранее была проведена калибровка эффективности данного детектора при абсолютном измерении $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf})$ [24]. В результате измерений внесены поправки на мертвое время (-0,3%), разницу спектров нейтронов деления ^{230}Th и ^{252}Cf , анизотропию вылета осколков деления (до 0,2%). Указана, по-видимому, статистическая погрешность. Данные приведены в табл.6 и на рис.2.

Таблица 6

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{230}Th [45] относительно стандарта $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,738$

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное
0,715±0,015	2,027±0,032	2,036±0,032
1,100±0,017	2,089±0,042	2,099±0,042
1,350±0,050	2,095±0,031	2,105±0,031
1,650±0,050	2,123±0,031	2,133±0,031
1,900±0,050	2,147±0,029	2,157±0,029

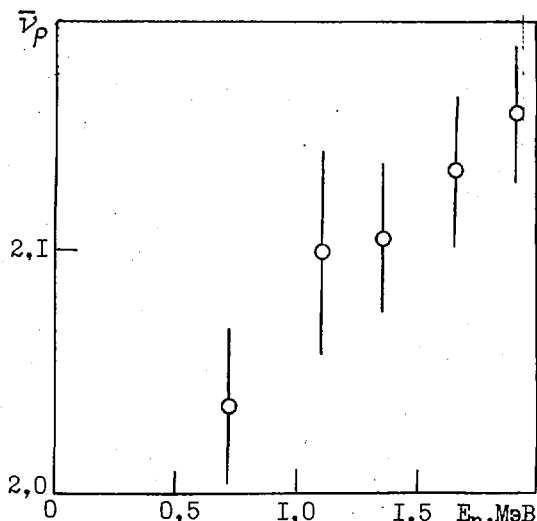


Рис.2. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{230}Th [45]

Таблица 7

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{232}Th

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
[47], $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,745$			[48], $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,733$		
1,350±0,050	2,126±0,058	2,132±0,058	2,900	2,232±0,027	2,245±0,027
1,500±0,050	2,141±0,031	2,147±0,031	3,000	2,233±0,025	2,246±0,025
1,625±0,050	2,174±0,026	2,180±0,026	3,100	2,274±0,021	2,287±0,021
1,700±0,050	2,116±0,026	2,122±0,026	3,200	2,276±0,019	2,289±0,019
1,800±0,050	2,113±0,027	2,119±0,027	3,300	2,270±0,030	2,283±0,030
1,913±0,050	2,171±0,030	2,177±0,030	3,400	2,328±0,022	2,342±0,022
2,100±0,050	2,208±0,034	2,214±0,034	3,500	2,316±0,027	2,330±0,027
16,000±0,050	4,045±0,077	4,056±0,077	3,600	2,310±0,026	2,324±0,026
			3,700	2,387±0,044	2,401±0,044
			5,600	2,683±0,030	2,699±0,030
			5,900	2,689±0,022	2,705±0,022
			6,350	2,887±0,026	2,904±0,026
[48], $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,733$			[64], $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,732$		
1,350	2,194±0,022	2,207±0,022	2,37±0,02	2,146±0,012	2,159±0,012
1,500	2,208±0,019	2,221±0,019	2,59±0,08	2,184±0,021	2,198±0,021
1,600	2,142±0,022	2,155±0,022	2,93±0,02	2,215±0,015	2,229±0,015
1,700	2,145±0,020	2,158±0,020	3,39±0,06	2,236±0,014	2,250±0,014
1,800	2,155±0,024	2,168±0,024	3,91±0,06	2,289±0,015	2,303±0,015
1,900	2,169±0,020	2,182±0,020	4,43±0,05	2,369±0,015	2,384±0,015
2,000	2,215±0,015	2,228±0,015	4,49±0,12	2,338±0,020	2,352±0,020
2,100	2,202±0,019	2,215±0,019	4,95±0,05	2,440±0,015	2,455±0,015
2,150	2,224±0,022	2,237±0,022	5,13±0,09	2,490±0,017	2,505±0,017
2,200	2,213±0,024	2,226±0,024	5,47±0,05	2,519±0,018	2,535±0,018
2,300	2,223±0,025	2,236±0,025	5,72±0,07	2,547±0,023	2,563±0,023
2,400	2,185±0,020	2,198±0,020	5,98±0,04	2,623±0,020	2,639±0,020
2,500	2,226±0,031	2,239±0,031			
2,600	2,232±0,026	2,245±0,026			
2,700	2,234±0,024	2,247±0,024			
2,800	2,200±0,027	2,213±0,027			

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[56]^{***}, \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 1$					
621,40-738,70	0,6849±0,0034	2,572±0,013	2164,0-3262,0	0,7477±0,0050	2,808±0,019
738,70-854,40	0,6970±0,0047	2,617±0,018	3262,0-4536,0	0,8044±0,0067	3,021±0,025
854,40-968,20	0,6978±0,0066	2,620±0,025	4536,0-6732,0	0,8847±0,0059	3,322±0,022
968,20-1054,0	0,6929±0,0091	2,602±0,034	6732,0-9625,0	1,0032±0,0064	3,767±0,024
1054,0-2164,0	0,7067±0,0030	2,654±0,011	9625,0-12731,0	1,1400±0,0100	4,281±0,038

* Данные для E=0 получены для нейтронов с энергией 0,3 МэВ, замедленных в полиэтиленовом блоке.

** Энергия протонов задавалась на 2 кэВ выше порога реакции T(p,n).

*** Данные даны как предварительные, энергия нейтронов приведена в килоэлектронвольтах.

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U

Таблица 9

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[57], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$					
0,198	2,469±0,027	2,468±0,027	0,856	2,477±0,031	2,476±0,031
0,212	2,435±0,026	2,434±0,026	0,880	2,479±0,031	2,478±0,031
0,235	2,422±0,026	2,421±0,026	0,917	2,484±0,031	2,483±0,031
0,262	2,392±0,026	2,391±0,026	0,957	2,520±0,032	2,519±0,032
0,282	2,468±0,027	2,467±0,027	0,985	2,484±0,031	2,483±0,031
0,305	2,475±0,027	2,474±0,027			
0,332	2,404±0,026	2,403±0,026	$[60,63], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,782$		
0,363	2,486±0,027	2,485±0,027	1,87 ± 0,150	2,666±0,030	2,647±0,030
0,385	2,471±0,027	2,470±0,027	2,45 ± 0,125	2,750±0,037	2,730±0,037
0,399	2,468±0,027	2,467±0,027	2,96 ± 0,105	2,772±0,037	2,752±0,037
0,414	2,494±0,027	2,493±0,027	3,50 ± 0,100	2,876±0,040	2,856±0,040
0,430	2,520±0,027	2,519±0,027	4,03 ± 0,090	2,957±0,037	2,936±0,037
0,447	2,442±0,026	2,441±0,026	4,54 ± 0,080	3,044±0,046	3,022±0,046
0,465	2,412±0,026	2,411±0,026	5,06 ± 0,070	3,146±0,048	3,124±0,048
0,484	2,454±0,026	2,453±0,026	5,81 ± 0,210	3,226±0,044	3,203±0,044
0,504	2,418±0,026	2,417±0,026	6,97 ± 0,170	3,487±0,030	3,462±0,030
0,525	2,492±0,027	2,491±0,027	7,48 ± 0,160	3,542±0,040	3,517±0,040
0,557	2,511±0,030	2,510±0,030	7,99 ± 0,145	3,637±0,040	3,611±0,040
0,579	2,513±0,032	2,512±0,032	8,49 ± 0,130	3,646±0,032	3,620±0,032
0,606	2,494±0,031	2,493±0,031	9,00 ± 0,120	3,766±0,031	3,739±0,031
0,620	2,475±0,031	2,474±0,031	9,49 ± 0,110	3,812±0,017	3,785±0,017
0,634	2,490±0,031	2,489±0,031	9,98 ± 0,100	3,880±0,012	3,852±0,012
0,649	2,436±0,031	2,435±0,031	10,47 ± 0,095	3,932±0,018	3,899±0,018
0,673	2,476±0,031	2,475±0,031	10,96 ± 0,090	3,974±0,018	3,946±0,018
0,706	2,476±0,031	2,475±0,031	11,44 ± 0,085	4,077±0,017	4,048±0,017
0,733	2,469±0,031	2,468±0,031	11,93 ± 0,080	4,139±0,021	4,110±0,021
0,771	2,477±0,031	2,476±0,031	12,88 ± 0,080	4,259±0,022	4,229±0,022
0,791	2,474±0,031	2,473±0,031	13,84 ± 0,075	4,407±0,020	4,376±0,020
0,823	2,501±0,031	2,500±0,031	14,79 ± 0,070	4,504±0,022	4,472±0,022

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[70], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,782$			$[62,63,67], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,745$		
22,79 ± 0,140	5,493±0,049	5,454±0,049	0,630±0,010	2,445±0,016	2,452±0,016
23,94 ± 0,115	5,634±0,054	5,594±0,054	0,650±0,010	2,463±0,017	2,470±0,017
25,05 ± 0,105	5,672±0,054	5,632±0,054	0,670±0,010	2,452±0,017	2,459±0,017
26,15 ± 0,090	5,766±0,042	5,725±0,042	0,690±0,010	2,445±0,020	2,452±0,020
27,22 ± 0,080	5,960±0,062	5,917±0,062	0,725±0,025	2,448±0,013	2,455±0,013
28,28 ± 0,075	6,080±0,090	6,037±0,090	0,775±0,025	2,474±0,014	2,481±0,014
$[66,68,69], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,745$			0,825±0,025	2,486±0,015	2,493±0,015
Тепловые	2,389±0,004	2,395±0,004	0,875±0,025	2,499±0,017	2,506±0,017
0,110±0,070	2,391±0,019	2,397±0,019	0,925±0,025	2,501±0,017	2,508±0,017
0,220±0,033	2,418±0,013	2,425±0,013	0,975±0,025	2,506±0,019	2,513±0,019
0,300±0,032	2,421±0,016	2,428±0,016	1,025±0,025	2,499±0,023	2,506±0,023
0,350±0,032	2,429±0,014	2,436±0,014	1,075±0,025	2,530±0,024	2,537±0,024
0,400±0,032	2,412±0,014	2,418±0,014	1,125±0,025	2,530±0,028	2,537±0,028
0,425±0,025	2,429±0,009	2,436±0,009	1,175±0,025	2,528±0,029	2,535±0,029
0,450±0,029	2,429±0,012	2,436±0,012	1,225±0,025	2,530±0,030	2,537±0,030
0,485±0,025	2,447±0,008	2,454±0,008	1,275±0,025	2,588±0,040	2,595±0,040
0,540±0,032	2,429±0,011	2,436±0,011	1,325±0,025	2,510±0,040	2,517±0,040
0,600±0,032	2,447±0,012	2,454±0,012	1,360±0,165	2,517±0,017	2,524±0,017
0,700±0,032	2,465±0,012	2,472±0,012	1,375±0,125	2,534±0,032	2,541±0,032
1,000±0,032	2,509±0,017	2,516±0,017	1,870±0,150	2,582±0,023	2,589±0,023
1,500±0,050	2,561±0,014	2,568±0,014	$[31], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$		
1,900±0,050	2,596±0,014	2,603±0,014	0,88	2,499±0,040	2,498±0,040
$[62,63,67], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,745$			0,95	2,481±0,040	2,480±0,040
0,210±0,010	2,384±0,054	2,390±0,054	0,99	2,478±0,040	2,477±0,040
0,230±0,010	2,400±0,041	2,406±0,041	1,06	2,510±0,040	2,509±0,040
0,250±0,010	2,417±0,037	2,424±0,037	1,19	2,555±0,040	2,554±0,040
0,270±0,010	2,445±0,031	2,452±0,031	1,41	2,611±0,040	2,610±0,040
0,290±0,010	2,414±0,029	2,420±0,029	1,73	2,637±0,040	2,636±0,040
0,310±0,010	2,423±0,026	2,430±0,026	1,81	2,631±0,040	2,630±0,040
0,330±0,010	2,399±0,024	2,405±0,024	2,05	2,659±0,038	2,658±0,038
0,350±0,010	2,469±0,024	2,476±0,024	2,24	2,683±0,035	2,682±0,035
0,370±0,010	2,426±0,023	2,433±0,023	2,42	2,716±0,035	2,715±0,035
0,390±0,010	2,431±0,023	2,438±0,023	3,00	2,817±0,035	2,816±0,035
0,410±0,010	2,485±0,021	2,492±0,021	4,40	2,984±0,060	2,983±0,060
0,430±0,010	2,449±0,021	2,456±0,021	4,68	3,021±0,065	3,020±0,065
0,450±0,010	2,429±0,018	2,436±0,018	5,73	3,256±0,080	3,255±0,080
0,470±0,010	2,410±0,018	2,416±0,018	$[65]^*, \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$		
0,490±0,010	2,453±0,016	2,460±0,016	0,225±0,010	2,476± 0,9	2,475±0,034
0,510±0,010	2,449±0,016	2,456±0,016	0,271±0,012	2,457± 1,0	2,456±0,038
0,530±0,010	2,467±0,016	2,474±0,016	0,323±0,018	2,469± 0,7	2,468±0,026
0,550±0,010	2,426±0,015	2,433±0,015	0,364±0,018	2,496± 1,2	2,495±0,045
0,570±0,010	2,441±0,014	2,448±0,014	0,429±0,017-	2,477±0,70	2,476±0,026
0,590±0,010	2,426±0,014	2,433±0,014	0,463±0,022	2,488±1,10	2,487±0,041
0,610±0,010	2,446±0,017	2,453±0,017	0,522±0,016	2,516±0,90	2,515±0,034
			0,616±0,022	2,456±0,70	2,455±0,026

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
2,250	2,611 \pm 0,016	2,626 \pm 0,016	3,200	2,727 \pm 0,016	2,743 \pm 0,016
2,300	2,604 \pm 0,015	2,619 \pm 0,015	3,300	2,732 \pm 0,021	2,748 \pm 0,021
2,400	2,588 \pm 0,015	2,603 \pm 0,015	3,400	2,780 \pm 0,022	2,796 \pm 0,022
2,500	2,626 \pm 0,029	2,641 \pm 0,029	3,500	2,772 \pm 0,015	2,788 \pm 0,015
2,600	2,684 \pm 0,028	2,700 \pm 0,028	3,600	2,775 \pm 0,022	2,791 \pm 0,022
2,700	2,667 \pm 0,023	2,683 \pm 0,023	3,700	2,819 \pm 0,019	2,836 \pm 0,019
2,800	2,669 \pm 0,032	2,685 \pm 0,032	5,050	3,007 \pm 0,016	3,025 \pm 0,016
2,900	2,678 \pm 0,024	2,694 \pm 0,024	5,600	3,167 \pm 0,026	3,186 \pm 0,026
3,000	2,690 \pm 0,013	2,706 \pm 0,013	5,900	3,154 \pm 0,042	3,173 \pm 0,042
3,100	2,704 \pm 0,023	2,720 \pm 0,023			

Таблица II

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{238}U

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное

[55], $\bar{\nu}_p^{\text{SP}}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$

1,200 \pm 0,060	2,545 \pm 0,032	2,544 \pm 0,032
1,300 \pm 0,056	2,450 \pm 0,032	2,449 \pm 0,032
1,400 \pm 0,061	2,481 \pm 0,027	2,480 \pm 0,027
1,500 \pm 0,059	2,533 \pm 0,012	2,532 \pm 0,012
1,600 \pm 0,060	2,557 \pm 0,010	2,556 \pm 0,010
1,700 \pm 0,057	2,555 \pm 0,009	2,554 \pm 0,009
1,800 \pm 0,060	2,591 \pm 0,016	2,590 \pm 0,016
1,900 \pm 0,054	2,610 \pm 0,014	2,609 \pm 0,014
2,000 \pm 0,053	2,601 \pm 0,023	2,600 \pm 0,023
2,100 \pm 0,053	2,625 \pm 0,015	2,624 \pm 0,015
2,200 \pm 0,055	2,606 \pm 0,016	2,605 \pm 0,016
2,300 \pm 0,050	2,639 \pm 0,012	2,638 \pm 0,012
2,400 \pm 0,051	2,651 \pm 0,012	2,650 \pm 0,012
2,500 \pm 0,048	2,652 \pm 0,016	2,651 \pm 0,016
2,600 \pm 0,046	2,696 \pm 0,013	2,695 \pm 0,013
2,700 \pm 0,047	2,699 \pm 0,012	2,698 \pm 0,012
2,900 \pm 0,059	2,738 \pm 0,014	2,737 \pm 0,014
3,100 \pm 0,057	2,766 \pm 0,009	2,765 \pm 0,009
3,300 \pm 0,055	2,774 \pm 0,016	2,773 \pm 0,016
3,720 \pm 0,250	2,828 \pm 0,025	2,827 \pm 0,025
4,170 \pm 0,200	2,921 \pm 0,026	2,920 \pm 0,026
4,610 \pm 0,160	2,984 \pm 0,026	2,983 \pm 0,026
4,890 \pm 0,140	3,063 \pm 0,023	3,062 \pm 0,023

[76,77], $\bar{\nu}_p^{\text{SP}}(^{252}\text{Cf}) = 3,733$

1,30 \pm 0,05	2,431 \pm 0,045	2,445 \pm 0,045
1,40 \pm 0,05	2,458 \pm 0,042	2,473 \pm 0,042
1,50 \pm 0,04	2,473 \pm 0,021	2,488 \pm 0,021

[76,77], $\bar{\nu}_p^{\text{SP}}(^{252}\text{Cf}) = 3,733$

1,60 \pm 0,04	2,533 \pm 0,019	2,548 \pm 0,019
1,70 \pm 0,04	2,510 \pm 0,030	2,525 \pm 0,030
1,75 \pm 0,06	2,610 \pm 0,014	2,625 \pm 0,014
1,80 \pm 0,04	2,537 \pm 0,019	2,552 \pm 0,019
1,90 \pm 0,04	2,547 \pm 0,019	2,562 \pm 0,019
2,00 \pm 0,04	2,565 \pm 0,015	2,580 \pm 0,015
2,10 \pm 0,04	2,613 \pm 0,026	2,628 \pm 0,026
2,20 \pm 0,03	2,625 \pm 0,019	2,641 \pm 0,019
2,30 \pm 0,03	2,655 \pm 0,015	2,671 \pm 0,015
2,40 \pm 0,03	2,587 \pm 0,015	2,602 \pm 0,015
2,50 \pm 0,03	2,632 \pm 0,015	2,648 \pm 0,015
2,60 \pm 0,03	2,638 \pm 0,019	2,654 \pm 0,019
2,70 \pm 0,03	2,661 \pm 0,023	2,677 \pm 0,023
2,80 \pm 0,03	2,687 \pm 0,011	2,703 \pm 0,011
2,90 \pm 0,04	2,693 \pm 0,015	2,709 \pm 0,015
3,00 \pm 0,04	2,683 \pm 0,015	2,699 \pm 0,015
3,10 \pm 0,04	2,693 \pm 0,023	2,709 \pm 0,023
3,20 \pm 0,04	2,735 \pm 0,015	2,751 \pm 0,015
3,30 \pm 0,04	2,765 \pm 0,015	2,781 \pm 0,015
3,40 \pm 0,03	2,745 \pm 0,019	2,761 \pm 0,019
3,50 \pm 0,03	2,735 \pm 0,015	2,751 \pm 0,015
3,60 \pm 0,03	2,803 \pm 0,023	2,820 \pm 0,023
3,70 \pm 0,03	2,790 \pm 0,019	2,806 \pm 0,019
5,58 \pm 0,08	3,151 \pm 0,054	3,170 \pm 0,054
5,89 \pm 0,07	3,219 \pm 0,022	3,238 \pm 0,022

[78], $\bar{\nu}_p^{\text{SP}}(^{252}\text{Cf}) = 3,732$

1,36 \pm 0,165	2,512 \pm 0,030	2,527 \pm 0,030
1,37 \pm 0,150	2,556 \pm 0,030	2,572 \pm 0,030

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[78], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 7,732$					
2,33±0,100	2,583±0,030	2,599±0,030	9,74±0,110	3,742±0,026	3,765±0,026
2,45±0,125	2,600±0,030	2,616±0,030	9,98±0,100	3,814±0,020	3,838±0,020
2,98±0,105	2,637±0,023	2,653±0,023	10,47±0,095	3,831±0,024	3,855±0,024
3,50±0,100	2,756±0,029	2,773±0,029	10,96±0,090	3,927±0,022	3,951±0,022
3,93±0,075	2,841±0,027	2,859±0,027	11,44±0,085	4,000±0,025	4,025±0,025
4,03±0,090	2,840±0,023	2,858±0,023	11,93±0,080	4,094±0,024	4,119±0,024
4,43±0,090	2,909±0,030	2,927±0,030	12,41±0,080	4,148±0,024	4,174±0,024
4,54±0,080	2,916±0,027	2,934±0,027	12,88±0,080	4,205±0,026	4,231±0,026
4,94±0,085	3,016±0,030	3,035±0,030	13,36±0,075	4,291±0,027	4,317±0,027
5,06±0,070	3,035±0,024	3,054±0,024	13,84±0,075	4,393±0,025	4,420±0,025
5,57±0,070	3,094±0,035	3,113±0,035	14,31±0,070	4,443±0,026	4,470±0,026
5,98±0,075	3,211±0,039	3,231±0,039	14,79±0,070	4,445±0,025	4,472±0,025
6,08±0,065	3,187±0,034	3,207±0,034			
6,97±0,170	3,355±0,025	3,376±0,025	$[70], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,782$		
7,09±0,065	3,353±0,032	3,374±0,032	22,79±0,140	5,513±0,043	5,474±0,043
7,48±0,165	3,392±0,022	3,413±0,022	23,94±0,115	5,702±0,045	5,661±0,045
7,99±0,145	3,476±0,021	3,497±0,021	25,05±0,105	5,755±0,046	5,714±0,046
8,49±0,130	3,547±0,022	3,569±0,022	26,15±0,090	5,823±0,038	5,781±0,038
9,00±0,120	3,645±0,022	3,667±0,022	27,22±0,080	6,099±0,051	6,055±0,051
9,49±0,110	3,698±0,024	3,721±0,024	28,28±0,075	6,137±0,067	6,093±0,067

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np

Таблица I2

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[37], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,733$					
1,000±0,110	2,718±0,063	2,734±0,063	6,502±0,080	3,536±0,028	3,558±0,028
2,000±0,080	2,934±0,064	2,951±0,064	6,030±0,335	3,451±0,023	3,472±0,023
3,000±0,060	3,037±0,064	3,055±0,064	6,612±0,285	3,560±0,022	3,582±0,022
6,000±0,130	3,495±0,063	3,516±0,063	7,167±0,250	3,621±0,021	3,643±0,021
7,500±0,090	3,856±0,067	3,879±0,067	7,706±0,225	3,708±0,022	3,731±0,021
14,700±0,150	4,785±0,085	4,813±0,085	8,233±0,205	3,785±0,023	3,808±0,023
$[85], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,732$					
1,143±0,240	2,706±0,021	2,723±0,021	8,750±0,185	3,882±0,025	3,906±0,025
1,734±0,194	2,759±0,020	2,776±0,020	9,259±0,170	3,988±0,025	4,013±0,025
2,299±0,163	2,842±0,022	2,860±0,022	9,766±0,160	4,029±0,032	4,054±0,032
2,846±0,143	2,932±0,022	2,950±0,022	10,265±0,150	4,121±0,029	4,146±0,029
3,382±0,128	3,015±0,025	3,034±0,025	10,762±0,140	4,179±0,028	4,205±0,028
3,912±0,115	3,084±0,024	3,103±0,024	11,257±0,135	4,287±0,032	4,313±0,032
4,435±0,106	3,193±0,025	3,213±0,025	11,748±0,125	4,364±0,039	4,391±0,039
4,952±0,102	3,272±0,025	3,293±0,025	12,237±0,120	4,418±0,032	4,446±0,032
5,472±0,093	3,368±0,025	3,389±0,025	12,724±0,115	4,469±0,034	4,497±0,034
5,990±0,085	3,437±0,025	3,458±0,025	13,208±0,110	4,524±0,031	4,552±0,031
			13,692±0,105	4,586±0,033	4,614±0,033
			14,175±0,100	4,655±0,037	4,684±0,037
			14,656±0,095	4,702±0,047	4,731±0,047

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[49,84], \bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,733$					
0,980±0,040	2,795±0,012	2,811±0,012	2,310±0,030	2,944±0,018	2,961±0,018
1,170±0,040	2,815±0,019	2,832±0,019	2,430±0,030	2,960±0,017	2,977±0,017
1,280±0,040	2,774±0,014	2,790±0,014	2,620±0,040	2,981±0,014	2,999±0,014
1,380±0,040	2,772±0,022	2,788±0,022	2,640±0,050	3,011±0,022*	3,029±0,022
1,460±0,040	2,824±0,016	2,841±0,016	2,710±0,030	2,990±0,017	3,008±0,017
1,620±0,040	2,817±0,017	2,834±0,017	2,790±0,050	3,003±0,018*	3,021±0,018
1,660±0,060	2,907±0,033*	2,924±0,033	2,920±0,030	3,006±0,017	3,024±0,017
1,680±0,040	2,882±0,015	2,899±0,015	3,070±0,050	3,051±0,020*	3,069±0,020
1,770±0,040	2,841±0,013	2,857±0,013	3,090±0,030	3,065±0,014	3,083±0,014
1,890±0,040	2,887±0,018	2,904±0,018	3,210±0,030	3,040±0,016	3,058±0,016
1,920±0,040	2,886±0,010	2,903±0,010	3,450±0,030	3,110±0,017	3,128±0,017
2,000±0,040	2,853±0,013	2,870±0,013	3,520±0,030	3,084±0,022	3,102±0,022
2,000±0,050	2,893±0,034**	2,910±0,034	3,710±0,020	3,166±0,018	3,185±0,018
2,090±0,040	2,880±0,017	2,897±0,017	5,580±0,080	3,445±0,025	3,465±0,025
2,130±0,040	2,878±0,010	2,895±0,010	5,900±0,080	3,493±0,024	3,514±0,024
2,230±0,030	2,944±0,012	2,961±0,012			

* Результаты измерения с камерой деления, содержащей один слой нептуния.

** Измерения со спиральной камерой деления.

Таблица I3

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{239}Pu

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
$[89], \bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,724$			$[87], \bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$		
0,200±0,025	2,849±0,013	2,897±0,013	1,150±0,035	3,018±0,023	3,017±0,023
0,350±0,052	2,869±0,017	2,918±0,017	1,200±0,035	3,001±0,020	3,000±0,020
0,550±0,036	2,893±0,017	2,942±0,017	1,250±0,035	3,120±0,020	3,119±0,020
0,700±0,036	2,915±0,017	2,965±0,017	1,300±0,043	3,085±0,029	3,084±0,029
0,900±0,048	2,938±0,014	2,988±0,014	1,400±0,042	3,116±0,028	3,115±0,028
1,300±0,050	2,976±0,020	3,026±0,020	1,500±0,042	3,116±0,029	3,115±0,029
1,600±0,050	3,029±0,021	3,080±0,021	1,600±0,042	3,118±0,033	3,117±0,033
1,900±0,050	3,102±0,019	3,155±0,019			
$[87], \bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$			$[55], \bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$		
0,000	2,884±0,015	2,883±0,015	0,000	2,884±0,007	2,883±0,007
0,080	2,888±0,026	2,887±0,026	0,700±0,055	2,969±0,034	2,968±0,034
0,400±0,057	2,914±0,017	2,913±0,017	0,900±0,059	2,963±0,023	2,962±0,023
0,550±0,058	2,955±0,029	2,954±0,029	1,000±0,064	2,970±0,027	2,969±0,027
0,700±0,058	2,961±0,023	2,960±0,023	1,200±0,060	3,006±0,023	3,005±0,023
0,800±0,049	2,991±0,024	2,990±0,024	1,300±0,056	3,048±0,015	3,047±0,015
0,900±0,045	2,977±0,020	2,976±0,020	1,400±0,061	3,065±0,014	3,064±0,014
1,000±0,043	3,015±0,029	3,014±0,029	1,500±0,059	3,058±0,017	3,057±0,017
1,100±0,035	3,041±0,019	3,040±0,019	1,600±0,060	3,085±0,015	3,084±0,015
			1,700±0,057	3,123±0,015	3,122±0,015

Энергия нейтронов, МэВ			Энергия нейтронов, МэВ		
$\bar{\nu}_p$			$\bar{\nu}_p$		
экспериментальное			экспериментальное		
нормированное			нормированное		
[55], $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$			[41]**		
1,800±0,060	3,165±0,024	3,164±0,024	1,000-2,000	0,812±0,005	3,049±0,019
1,900±0,054	3,146±0,016	3,145±0,016	2,000-3,000	0,856±0,008	3,214±0,030
2,000±0,053	3,169±0,025	3,168±0,025	3,000-4,100	0,887±0,012	3,331±0,045
2,100±0,053	3,165±0,017	3,164±0,017	4,100-5,200	0,922±0,016	3,462±0,060
2,200±0,055	3,174±0,025	3,173±0,025	5,200-6,100	0,968±0,020	3,635±0,075
2,300±0,050	3,188±0,020	3,187±0,020	6,100-7,200	1,011±0,021	3,796±0,079
2,400±0,051	3,170±0,023	3,169±0,023	7,200-8,200	1,060±0,023	3,980±0,086
2,500±0,048	3,234±0,015	3,233±0,015	8,200-9,200	1,112±0,027	4,176±0,101
2,600±0,046	3,287±0,021	3,286±0,021	9,200-10,00	1,154±0,026	4,333±0,098
2,700±0,047	3,302±0,017	3,301±0,017	0,050-0,100***	0,7701±0,0021	2,892±0,008
2,900±0,059	3,308±0,025	3,307±0,025	0,100-0,200	0,7750±0,0038	2,910±0,014
3,100±0,057	3,342±0,026	3,341±0,026	0,200-0,300	0,7716±0,0040	2,897±0,015
3,300±0,055	3,330±0,026	3,329±0,026	0,300-0,400	0,7650±0,0050	2,873±0,019
3,780±0,250	3,432±0,018	3,431±0,018	0,400-0,500	0,7668±0,0044	2,879±0,017
4,170±0,200	3,498±0,018	3,497±0,018	0,510-0,610	0,7631±0,0039	2,865±0,014
4,610±0,160	3,622±0,023	3,621±0,023	0,610-0,710	0,7585±0,0098	2,848±0,037
4,890±0,140	3,641±0,023	3,640±0,023	0,710-0,800	0,7841±0,0086	2,944±0,032
			0,800-0,900	0,7734±0,0078	2,904±0,029
			0,900-1,000	0,7662±0,0071	2,877±0,027
			1,000-2,000	0,7690±0,0035	2,888±0,013
			2,000-3,000	0,7848±0,0110	2,947±0,041
			3,000-4,000	0,7676±0,0080	2,882±0,030
			4,000-5,000	0,7661±0,0109	2,877±0,041
			5,000-6,000	0,7577±0,0131	2,845±0,049
			6,000-7,000	0,7490±0,0108	2,813±0,041
			7,000-8,000	0,7669±0,0055	2,880±0,021
			8,000-9,000	0,7582±0,0159	2,847±0,060
			9,000-10,00	0,7593±0,0167	2,851±0,063
			10,000-20,00	0,7711±0,0063	2,895±0,024
			20,000-30,00	0,7715±0,0082	2,897±0,031
			30,000-40,00	0,7598±0,0138	2,853±0,052
			40,000-50,00	0,7609±0,0081	2,857±0,030
			50,000-60,00	0,7675±0,0069	2,882±0,026
			60,000-74,00	0,7665±0,0070	2,878±0,026
			74,000-85,00	0,7522±0,0092	2,825±0,035
			85,000-94,00	0,7565±0,0101	2,841±0,072
			94,000-100,0	0,7654±0,0189	2,874±0,071
			100,000-200,0	0,7793±0,0045	2,926±0,017
			200,000-300,0	0,7746±0,0043	2,909±0,016
			300,000-400,0	0,7764±0,0042	2,915±0,016
			400,000-500,0	0,7870±0,0043	2,955±0,016
			500,000-600,0	0,7892±0,0046	2,963±0,017
			600,000-710,0	0,7903±0,0047	2,968±0,017
			710,000-800,0	0,7936±0,0048	2,980±0,018
			800,000-920,0	0,7944±0,0049	2,983±0,018
			920,000-1000,0	0,8012±0,0051	3,009±0,019
[31], $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,756$					
1,06	3,030±0,046	3,029±0,046			
1,81	3,177±0,048	3,176±0,048			
[41]**					
0,0005-0,001	0,774±0,010	2,906±0,038			
0,001-0,003	0,767±0,007	2,880±0,026			
0,003-0,005	0,761±0,009	2,858±0,034			
0,005-0,007	0,768±0,010	2,884±0,038			
0,007-0,010	0,756±0,009	2,839±0,034			
0,010-0,020	0,762±0,006	2,861±0,023			
0,020-0,030	0,782±0,008	2,936±0,030			
0,030-0,040	0,769±0,009	2,888±0,034			
0,040-0,050	0,779±0,010	2,925±0,038			
0,050-0,060	0,761±0,010	2,858±0,038			
0,060-0,070	0,772±0,011	2,899±0,041			
0,070-0,080	0,771±0,012	2,895±0,045			
0,080-0,090	0,761±0,013	2,858±0,048			
0,090-0,100	0,755±0,013	2,835±0,049			
0,100-0,200	0,764±0,004	2,869±0,015			
0,200-0,300	0,772±0,006	2,899±0,023			
0,300-0,400	0,776±0,006	2,914±0,023			
0,400-0,500	0,786±0,007	2,951±0,026			
0,500-0,600	0,782±0,007	2,936±0,026			
0,600-0,700	0,787±0,007	2,955±0,026			
0,700-0,800	0,806±0,008	3,027±0,030			
0,800-0,900	0,796±0,009	2,989±0,034			
0,900-1,000	0,796±0,009	2,989±0,034			

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
	$[41]^{**}$			$[62,90], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,782$	
1000,000-2100,0	0,8179±0,0024	3,071±0,009	0,31	2,925±0,032	2,904±0,032
2100,0 - 3100,0	0,8575±0,0041	3,220±0,015	0,33	2,952±0,031	2,931±0,031
3100,0 - 4100,0	0,8994±0,0054	3,377±0,020	0,35	2,941±0,030	2,920±0,030
4100,0 - 5100,0	0,9376±0,0070	3,521±0,026	0,37	2,931±0,030	2,910±0,030
5100,0 - 6400,0	0,9812±0,0077	3,684±0,029	0,39	2,954±0,027	2,933±0,027
6400,0-7200,0	1,0226±0,0080	3,840±0,030	0,41	2,929±0,028	2,908±0,028
0,005-0,010 ***	0,7653±0,0009	2,874±0,003	0,43	2,959±0,025	2,938±0,025
0,010-0,02	0,7646±0,0006	2,871±0,002	0,45	2,931±0,023	2,910±0,023
0,02- 0,03	0,7664±0,0006	2,893±0,002	0,47	2,952±0,022	2,931±0,022
0,03- 0,04	0,7651±0,0006	2,873±0,002	0,49	2,915±0,019	2,894±0,019
0,04- 0,05	0,7644±0,0006	2,870±0,002	0,51	2,963±0,018	2,942±0,018
0,05- 0,06	0,7628±0,0007	2,864±0,003	0,53	2,923±0,017	2,902±0,017
0,06- 0,07	0,7640±0,0008	2,869±0,003	0,55	2,955±0,017	2,934±0,017
0,07- 0,08	0,7644±0,0009	2,870±0,003	0,57	2,955±0,016	2,934±0,016
0,08- 0,09	0,7612±0,0009	2,858±0,003	0,59	2,930±0,018	2,909±0,018
0,09- 0,10	0,7633±0,0010	2,866±0,004	0,61	2,965±0,016	2,944±0,016
0,10- 0,12	0,7604±0,0008	2,855±0,003	0,63	2,963±0,018	2,942±0,018
0,12- 0,14	0,7615±0,0009	2,859±0,003	0,65	2,951±0,018	2,930±0,018
0,14- 0,16	0,7600±0,0010	2,854±0,004	0,67	2,967±0,019	2,946±0,019
0,16- 0,18	0,7591±0,0010	2,850±0,004	0,69	2,973±0,019	2,952±0,019
0,18- 0,20	0,7606±0,0010	2,856±0,004	0,725	2,966±0,015	2,945±0,015
0,20- 0,22	0,7598±0,0008	2,853±0,003	0,775	2,986±0,015	2,965±0,015
0,22- 0,24	0,7599±0,0008	2,853±0,003	0,825	2,962±0,018	2,941±0,018
0,24-0,26	0,7601±0,0008	2,854±0,003	0,875	2,998±0,018	2,977±0,018
0,26-0,28	0,7587±0,0006	2,849±0,002	0,925	2,981±0,021	2,960±0,021
0,28-0,30	0,7584±0,0006	2,848±0,002	0,975	2,983±0,021	2,962±0,021
0,30-0,35	0,7595±0,0005	2,852±0,002	1,025	3,013±0,026	2,991±0,026
0,35-0,40	0,7607±0,0008	2,856±0,003	1,075	3,041±0,031	3,019±0,031
0,40-0,50	0,7634±0,0011	2,867±0,004	1,125	3,057±0,029	3,035±0,029
0,50-0,70	0,7611±0,0015	2,858±0,006	1,175	3,026±0,034	3,004±0,034
0,70-1,00	0,7676±0,0023	2,882±0,009	1,225	3,079±0,041	3,057±0,041
1,00-1,80	0,7685±0,0025	2,886±0,009	1,275	3,098±0,038	3,076±0,038
1,80-7,40	0,7641±0,0024	2,869±0,009	1,325	3,139±0,047	3,116±0,047
7,40-10,0	0,7571±0,0019	2,843±0,007	1,360	3,066±0,010	3,044±0,010
10,0 -15,0	0,7610±0,0012	2,858±0,005	1,375	3,040±0,042	3,018±0,042
15,0 -20,5	0,7598±0,0024	2,853±0,009			
20,5 -33,0	0,7609±0,0023	2,867±0,009			
33,0 -41,0	0,7604±0,0065	2,855±0,024			
41,0 -60,0	0,7632±0,0021	2,866±0,006			
	$[62,90], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,782$			$[63,78], \bar{\nu}_p^{SP}(^{252}\text{Cf}) = 3,732$	
0,21	2,891±0,094	2,870±0,094	1,36±0,165	3,026±0,018	3,045±0,018
0,23	2,913±0,059	2,892±0,049	1,37±0,150	3,106±0,021	3,125±0,021
0,25	2,848±0,049	2,828±0,049	2,33±0,100	3,141±0,027	3,160±0,027
0,27	2,883±0,042	2,862±0,042	2,45±0,125	3,175±0,022	3,195±0,022
0,29	2,874±0,036	2,853±0,036	2,98±0,105	3,264±0,016	3,284±0,016
			3,50±0,100	3,324±0,022	3,344±0,022
			3,93±0,075	3,383±0,025	3,404±0,025
			4,03±0,090	3,419±0,017	3,440±0,017
			4,43±0,090	3,453±0,029	3,474±0,029

Таблица 15

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{241}Pu [$\bar{\nu}_p^{sp} (^{252}\text{Cf}) = 3,732$] [22]

Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$		Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	
	экспериментальное	нормированное		экспериментальное	нормированное
1,870±0,150	3,160±0,053	3,180±0,053	9,980±0,100	4,372±0,030	4,399±0,030
2,450±0,125	3,209±0,034	3,229±0,034	10,470±0,095	4,449±0,030	4,476±0,030
2,980±0,105	3,322±0,028	3,343±0,028	10,960±0,090	4,528±0,081	4,556±0,031
3,500±0,100	3,332±0,033	3,353±0,033	11,440±0,085	4,605±0,041	4,633±0,041
4,030±0,090	3,474±0,042	3,495±0,042	11,930±0,080	4,658±0,033	4,687±0,033
5,060±0,070	3,631±0,073	3,653±0,073	12,410±0,080	4,744±0,032	4,773±0,032
6,970±0,170	3,951±0,067	3,975±0,067	12,880±0,080	4,827±0,040	4,857±0,040
7,480±0,160	3,967±0,038	3,991±0,038	13,360±0,075	4,873±0,034	4,903±0,034
7,990±0,145	4,055±0,030	4,080±0,030	13,840±0,075	4,999±0,043	5,030±0,043
8,490±0,130	4,127±0,028	4,152±0,028	14,310±0,070	5,089±0,051	5,120±0,051
9,000±0,120	4,249±0,038	4,275±0,038	14,790±0,070	5,112±0,058	5,144±0,058
9,490±0,110	4,252±0,034	4,278±0,034			

Таблица 16

Результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{242m}Am [стандарт $\bar{\nu}_p (^{235}\text{U})$] [95]

Энергия нейтронов, МэВ	ΔE^* , МэВ	$\frac{\bar{\nu}_p (^{242m}\text{Am})}{\bar{\nu}_p (^{235}\text{U})}$	Энергия нейтронов, МэВ	E^* , МэВ	$\frac{\bar{\nu}_p (^{242m}\text{Am})}{\bar{\nu}_p (^{235}\text{U})}$
0,037	0,022	1,354±0,060	4,100	0,510	1,384±0,077
0,107	0,048	1,338±0,048	4,860	0,480	1,144±0,082
0,200	0,047	1,317±0,046	5,650	0,600	1,404±0,090
0,329	0,086	1,310±0,033	6,660	0,770	1,342±0,079
0,476	0,068	1,349±0,037	7,970	0,990	1,123±0,068
0,620	0,085	1,347±0,036	9,140	0,790	1,280±0,110
0,820	0,130	1,374±0,035	10,130	0,920	1,160±0,110
1,050	0,120	1,402±0,044	11,300	1,100	0,940±0,110
1,300	0,160	1,326±0,041	12,600	1,300	1,200±0,150
1,570	0,150	1,404±0,051	14,300	1,500	1,120±0,150
1,860	0,200	1,383±0,051	16,200	1,900	1,150±0,180
2,130	0,140	1,499±0,079	18,700	2,300	1,170±0,220
2,420	0,230	1,267±0,061	21,600	2,900	1,070±0,230
2,840	0,290	1,364±0,071	25,400	3,600	0,830±0,210
3,390	0,380	1,359±0,076	30,300	4,700	1,020±0,290

* Полуширина на полувысоте распределения энергии нейтронов.

5.2. $\bar{\nu}_p$ для ^{230}Th . В работе [47] измерено $\bar{\nu}_p$ для ^{232}Th . Внесенные поправки и характер погрешностей работ [46] и [47] одинаковы.

В работе Малиновского и др. [48] детектором нейтронов служил набор из 16 ^3He -счетчиков в полиэтиленовом замедлителе. События деления регистрировались ионизационной камерой, содержащей слой из двуокиси тория толщиной 1,0 мг/см². Измерения проводили на электростатическом ускорителе, работавшем в непрерывном режиме. Неопределенность энергии нейтронов составила 30–40 кэВ для реакции T (p,n) и около 80 кэВ для реакции D(d,n). В результате внесены поправки, учитывающие различие энергетических спектров нейтронов деления $[(-2,3-1,0)\pm 0,5\%]$; зависимость эффективности регистрации нейтронов от положения слоев ^{232}Th внутри детектора $(3,45\pm 0,05\%)$; различие диаметров слоев ^{232}Th и ^{252}Cf $(-0,3\pm 0,2\%)$; просчеты импульсов, создаваемых нейтронами $[(-2,3-1,4)\pm 0,2\%]$; зави-

симось числа регистрируемых нейтронов от эффективности регистрации осколков деления ($1,1 \pm 0,3\%$); потерю осколков в делящемся слое ($0,4 \pm 0,1\%$); угловую анизотропию осколков деления ($0,0 \pm 0\%$); наличие фоновых нейтронов при использовании реакции $D(d,n)$ ($1,4 \pm 0,8\%$). Подробное описание методики дано в работах [49,50], анализ погрешностей с оценкой ковариационной матрицы данных приведен в работе [51]. В табл.7 и на рис.3 указаны только статистические погрешности. Данные работ [52,53,64] получены при использовании большого жидкого сцинтиллятора (см.раздел 5.4). В распоряжении авторов настоящей работы не было цифровых данных работы [53].

На рис.3 видно, что результаты последних лет существенно уточняют энергетический ход $\bar{\nu}_p$. Заполнен пробел от 4 до 14 МэВ (до 1972 г. там была только одна точка). Между результатами работ [48] и [52,53] существует систематическое расхождение, что, возможно, обусловлено разными способами учета потерь событий деления. В то же время относительный ход энергетической зависимости в этих работах аналогичен и согласуется с отраженным в оценке [1] увеличением $\bar{\nu}_p$ при уменьшении энергии нейтронов вблизи барьера деления.

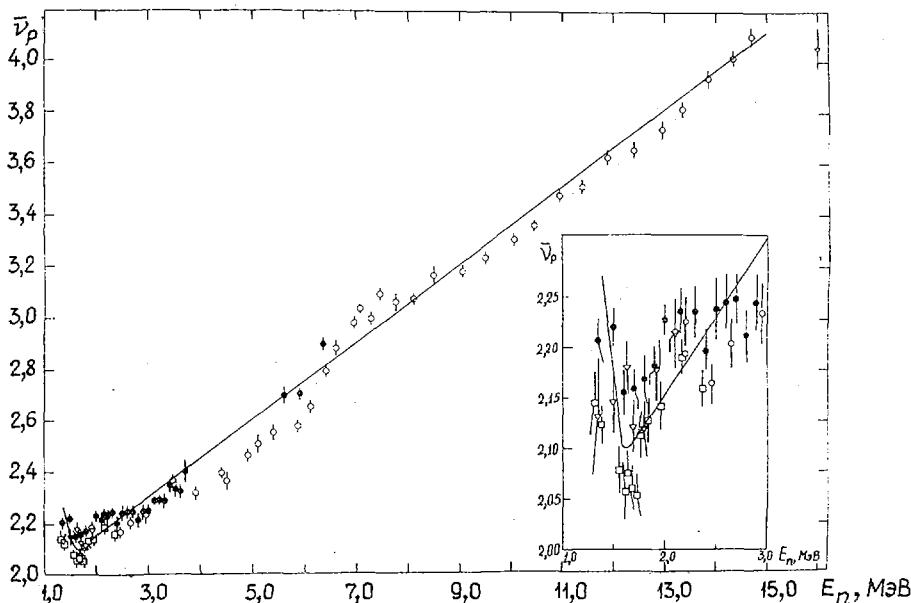


Рис.3. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{232}Th :
 ∇ - [47]; \bullet - [48]; \square - [53]; \diamond - [52, 64]; — - оценка [1]

5.3. $\bar{\nu}_p$ для ^{233}U . С 1972 г. опубликованы три работы с результатами измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{233}U [54-56]. В работе Нурпеисова и др. [54] использован детектор нейтронов из 24 ^3He -счетчиков в парафиновом замедлителе с эффективностью 21%. Многослойная ионизационная камера содержала слой ^{233}U толщиной около $3,5 \text{ мг/см}^2$ и общим количеством вещества 100 мг. В работе приведены результаты измерений $\bar{\nu}_p$ одновременно для ^{233}U , ^{238}U и ^{239}Pu [55]. Использован детектор из 21 ^3He -счетчика (большей длины, чем описанный в работе [54]) в полиэтиленовом блоке. В результаты измерений внесены поправки, учитывающие зависимость эффективности детектора от положения камеры деления на оси детектора ($2,59 \pm 0,25\%$); разницу диаметров делящихся слоев ^{233}U и ^{252}Cf ($0,29 \pm 0,10\%$), наложение импульсов ($-0,65 \pm 0,10\%$), зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов ($-0,89 \pm 0,25\%$), угловую анизотропию эффективности детектора ($0,09 \pm 0,02\%$), примесь медленных нейтронов ($0,28 \pm 0,09\%$), а также поправки на дискриминацию части импульсов камеры деления ($1,53 \pm 0,42\%$) (эффективность регистрации осколков деления составила около 83%) [55]. Приведенные значения поправок соответствуют энергии нейтронов 2,0 МэВ [22]. В сравнении с работой [54] уменьшена в 1,5 раза поправка на мертвое время детектора (см.табл.8). Суммарная неопределенность поправок составила для энергий нейтронов ниже 3,5 МэВ примерно 0,3-0,4%, выше 3,5 МэВ примерно 1%.

По методике, описанной в разделе 5.4 [41,71], измерены значения $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U с помощью большого жидкого сцинтиллятора для нейтронов с энергией 500 эВ – 10 МэВ и ниже 0,3 эВ [56]. На рис.4 представлены результаты работ [54,55] и оценка обзора [1], которая дает, по-видимому, несколько заниженные значения $\bar{\nu}_p$.

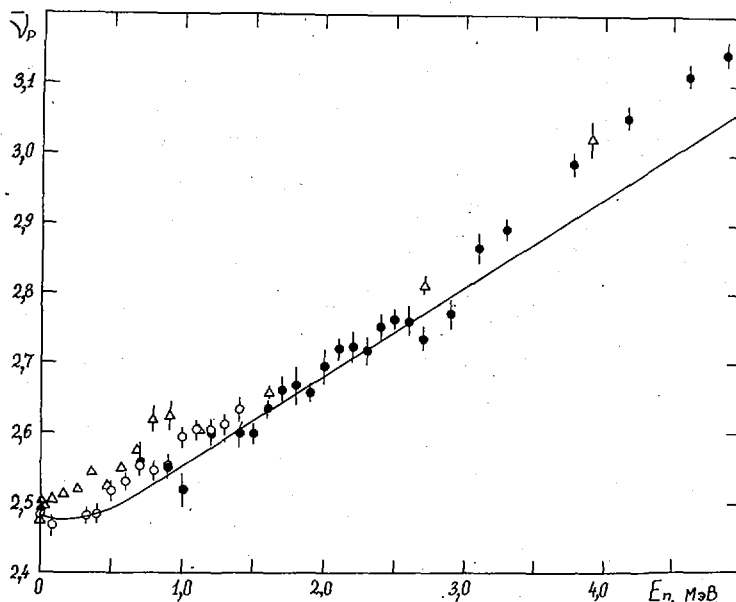


Рис.4. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{235}U по данным работ: ○ - [54]; ● - [55]; Δ - [56]; — - оценка [1]

5.4. $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U . В работах Савина и др. [31,57,58] использован большой жидкий сцинтиллятор объемом 400 л с добавкой кадмия. Источником нейтронов служил линейный ускоритель электронов. Энергия нейтронов определялась по времени пролета. Для регистрации акта деления служил импульс сцинтиллятора от мгновенных β -квантов деления [31,58] или импульс камеры деления [57]. В измерениях использовали образец ^{235}U в виде металлических дисков общей массой 17,4 г [31,58]. При вычислении $\bar{\nu}_p$ учитывали угловую анизотропию вылета осколков деления, разницу спектров нейтронов деления ^{235}U и ^{252}Cf , размножение нейтронов в образце. При оценке учитывали статистические флуктуации, нестабильность эффективности детектора (около 0,5%); погрешности определения фона (около 1%); ложные запуски временного канала (около 0,5% при энергиях нейтронов ниже 0,9 МэВ). Суммарная систематическая погрешность данных работ [31,58] составила примерно 1,2%. Вместо металлического образца ^{235}U применяли камеру деления с эффективностью регистрации осколков около 80%. Это позволило улучшить фоновые условия измерений при энергиях нейтронов ниже 1 МэВ. Цифровые данные были опубликованы в работе [59]. Указанные погрешности (табл.9) включают статистическую (полученную из разброса серий измерений) и систематическую (0,5%, учитывающую неопределенность эффективности детектора).

В работе Фрео и др. [60] приведены результаты измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U , исправляющие прежние данные тех же авторов [62,63]. Детектор нейтронов – большой жидкий сцинтиллятор объемом 240 л. События деления регистрировались многослойной быстрой ионизационной камерой, содержащей слой ^{235}U толщиной около 0,75 мг/см², общим количеством 50 мг. Нейтроны получали из реакций $\text{T}(p,n)$ и $\text{D}(d,n)$ на электростатическом ускорителе-тандеме в импульсном режиме. Для учета делений фоновыми нейтронами использовалась методика времени пролета. В результаты внесены поправки на разницу спектров нейтронов деления $[-(0,5-1)+(0,2-0,4)\%]$ и мертвое время $[-(0,8-1,5)+(0,1-0,2)\%]$. В работе [61] указано на исправление ошибки в процедуре вычитания фона, вследствие чего при энергии нейтронов до 8 МэВ результаты [60] превышают данные 1969 г. [63] на 1-3%, а выше 9,5 МэВ оба набора данных не различаются. Авторы [60] рекомендуют использовать усредненные результаты. Полученные

данные приведены в табл.9 и на рис.5,6. Приведена статистическая ошибка, систематическая погрешность составила 0,3-0,4%. В докладе [64] представлены очередные результаты измерений $\bar{\nu}_p$.

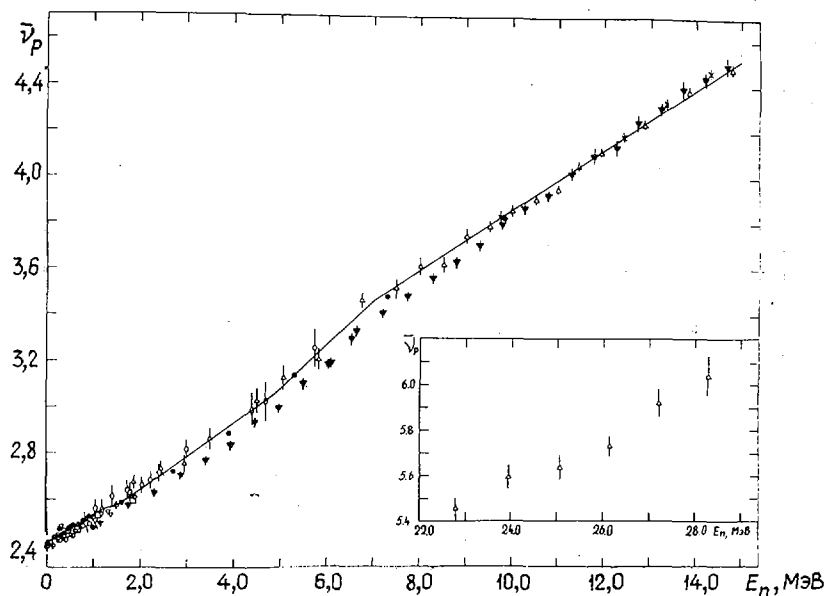


Рис.5. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{235}U по данным работ: \times - [63]; Δ - [60, 63]; на вставке - [70]; \square - [62, 67]; \bullet - [68, 69, 66]; ∇ - [65]; \diamond - [31]; \circ - [57]; \bullet - [71]; \blacktriangledown - [64]; — — оценка [1].

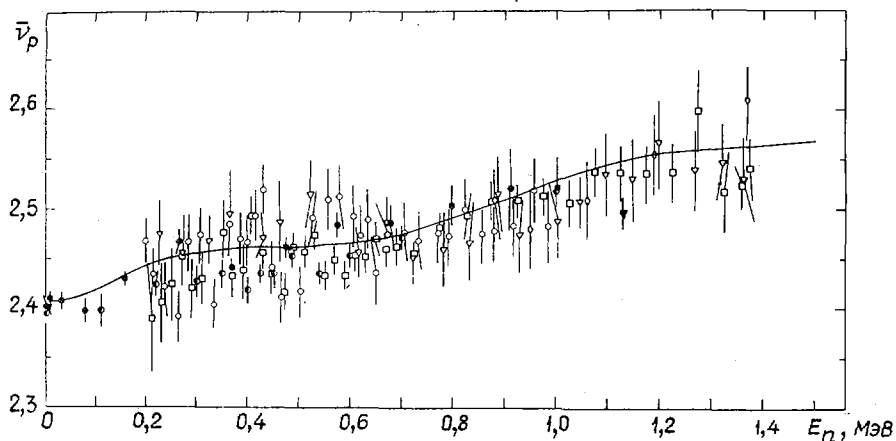


Рис.6. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{235}U в диапазоне 0-1,4 МэВ. Обозначения те же, что на рис.5

В работе Каппелера и Бандла [65] методом быстрых совпадений измерен энергетический ход зависимости $\bar{\nu}_p$. Нейтроны деления из металлического образца ^{235}U (диска диаметром 70 мм и толщиной 0,15 мм) регистрировались жидким сцинтилляционным детектором диаметром 11 и толщиной 3 см. Источником нейтронов служил ускоритель Ван-де-Граафа, работавший в импульсном режиме. Количество делений в образце определяли с помощью сцинтилляционной камеры с тонкими слоями ^{235}U . В результате измерений вносились поправки на изотопные примеси в образце ^{235}U $[-(0-3)\pm 0,2\%]$; анизотропию вылета нейтронов деления и самоблокировку в образце $[(0,5-0,1)\pm 0,2\%]$; многократное рассеяние $[-(2-0)\pm 0,2\%]$; нестабильность эффективности детектора нейтронов (систематическая погрешность 0,3% и статистическая - 0,3%); изменение спектра нейтронов деления 0,2%. Суммарная погрешность поправок составила 0,6%. В табл.9 приведены статистические ошибки в абсолютных значениях, а не в

процентах, как в оригинале [65]. Поскольку данный метод измерений дал только относительный ход $\bar{\nu}_p$, авторы [65] нормировали свои данные на значение интеграла $\int_{E_1}^{E_2} \nu_p dE$ при $E_1 = 225$ кэВ, $E_2 = 1363$ кэВ, где для $\bar{\nu}_p$ использована оценка из обзора [1]. В табл. 9 данные работы [65] приведены в той же нормировке.

В работах [66, 67] авторы сделали небольшой пересчет своих результатов измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U при энергиях нейтронов ниже 2 МэВ. Была уточнена поправка на запаздывающие γ -кванты деления, существенная для измерений с помощью жидкого сцинтиллятора [46]. В работе [66] рассчитаны соответствующие значения поправки для измерений этих же авторов [62, 63, 68, 69]. Во всех этих работах использован одинаковый сцинтилляционный детектор. Данные работ [68, 69] были исправлены на $-0,16\%$, а работ [62, 63] — на $-0,67\%$. Авторы также изменили на $0,05\%$ данные работ [68, 69] и на $-0,3\%$ данные работ [62, 63] с учетом новых расчетов поправки на разницу энергетических спектров нейтронов деления, после чего последняя поправка стала одинаковой у обоих авторов. В табл. 9 приведены исправленные данные из работ [66, 67], указаны статистические погрешности, систематическая ошибка (около $0,3\%$). Авторы указали, что если описывать энергетический спектр нейтронов деления формулой Ватта вместо использованной формулы Максвелла, то все приведенные результаты следует увеличить на $0,21\%$. Так было сделано при получении оценки ENDF/B-V. Необходимость такого исправления, впрочем, спорна.

В сообщении Фрео приведены результаты измерений $\bar{\nu}_p$ при делении ^{235}U нейтронами с энергиями 22–28 МэВ [70]. Указана статистическая погрешность.

В работах Гвина и др. [41, 71] использованы большой жидкий сцинтиллятор объемом 910 л, имеющий высокую эффективность регистрации нейтронов и очень тонкие (около $0,1$ мг/см²) слои ^{235}U , что позволило достигнуть эффективности камеры деления около 95%. Источником нейтронов служил линейный ускоритель электронов. Энергии нейтронов определялись по времени пролета нейтронов на базах 21,6 [41] и 83,4 м [71]. Запуск счета нейтронов через 2 мкс после импульса камеры деления позволил практически исключить поправку на запаздывающие γ -кванты. В результате измерений внесены поправки на неопределенность калибровки эффективности детектора источником ^{252}Cf $0,25\%$ (использование разных камер деления со слоем ^{252}Cf), положение камер деления с ^{235}U и ^{252}Cf внутри детектора $-0,3 \pm 0,06\%$; ложные запуски $2,5 \pm 0,25\%$ при энергии нейтронов около 500 эВ и $0,3 \pm 0,03\%$ при 2,5 МэВ; фон сцинтиллятора $-0,1 \pm 0,05\%$; просчеты $0,3 \pm 0,09\%$ при мертвом времени детектора всего $0,095$ мкс; разницу спектров нейтронов деления $-0,13 \pm 0,04\%$. В табл. 9 приведены все данные работ [41, 71], однако авторами предложено не использовать в оценках результаты для ^{235}U в диапазоне $0,05$ кэВ — $6,4$ МэВ из-за невыясненных экспериментальных трудностей с определением фона. Следует учитывать результаты более поздней работы [71]. В данных работы [41] указана полная погрешность измерений, а работы [71] — статистическая (при систематической около $0,3\%$). При измерениях $\bar{\nu}_p$ со слоями ^{235}U толщиной 2 мг/см² получены значения на 3% ниже, чем для слоев $0,1$ мг/см². Такая зависимость от толщины слоя примерно втрое превышает полученную в работах [13, 72, 73]. По-видимому, измеренная в работе [71] разница учитывает как эффект неравномерного поглощения осколков в слое, так и изменение эффективности регистрации камеры деления, в то время как в работах [13, 72, 73] изменение эффективности камеры менее существенно. При использовании слоев толщиной $0,75$ мг/см² результаты увеличились по сравнению с данными работ [63, 68] на $0,8\%$ [71]. Полученные значения $\bar{\nu}_p$ для тепловых энергий в работах [41] и [68] также различались на $0,8\%$. Однако после уточнения поправки на толщину слоя [13] расхождение было уменьшено только до $0,59\%$ [68]. Увеличение этой поправки в одностороннем порядке втрое едва ли обоснованно. В работе [56] показано, что данные работ [41, 71], возможно, завышены на $0,25\%$.

На рис. 5, 6 приводятся оригинальные данные. В результаты работ [66, 67], видимо, следует внести поправку около $0,25\%$. В данных работы [71] энергия нейтронов задается интервалами. Некоторые данные для ясности представлены на графике в сгруппированном виде. В целом согласующиеся между собой результаты не подтверждают сложную энергетическую зависимость оценки значений $\bar{\nu}_p(E_n)$ по обзору [1]. Позднее обычно использовали более простые модели оценки $\bar{\nu}_p$ [5].

5.5. $\bar{\nu}_p$ для ^{236}U . Результаты измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{236}U в зависимости от энергии нейтронов опубликованы в работах [50, 75]. Данные Конде и Хольмберга [75] вошли в обзор [1]. В работе Малиновского и др. [50] измерения проведены по методике, рассмотренной выше (см. раздел 5.2). Отличаются от указанных для ^{235}U только поправки на протяженность камеры деления вдоль оси детектора

($4,8 \pm 0,2\%$) и на толщину делящихся слоев ($0,3\%$ — та же, что в работе [50], так как использованы слои толщиной 1 мг/см^2), на дискриминацию импульсов камеры деления ($1,5 \pm 0,3\%$). В табл.10 приведены данные и статистическая погрешность измерений. Различия результатов не превышают ошибок измерений, за исключением области энергий 4–6 МэВ. На рис.7 двумя прямыми указано полученное в работе [50] описание обоих наборов данных.

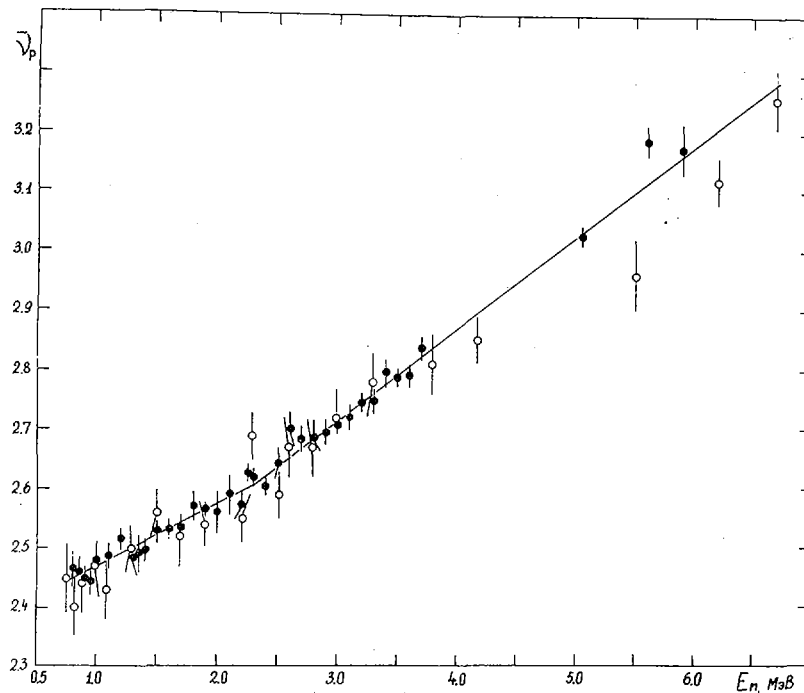


Рис.7. Зависимость V_p от энергии нейтронов E_n при делении ^{236}U по данным работ: \circ — [75]; \bullet — [50]; — — — зависимость из работы [50]

5.6. \bar{V}_p для ^{238}U . Работа Нурпейсова и др. [55] описана выше (см. раздел 5.3.). Отличались только поправки на положение делящихся слоев на оси детектора ($4,95 \pm 0,30\%$), дискриминацию импульсов камеры деления ($0,9 \pm 0,3\%$), угловую анизотропию эффективности детектора ($0,18 \pm 0,04\%$); остальные поправки те же, что для ^{235}U . Используются слои значительной толщины (около 4 мг/см^2).

Методика работы Малюновского и др. [76,77] описана в разделе 5.2. В отличие от работы той же группы [48] была использована ионизационная камера деления с быстрыми усилителями тока и более высокой эффективностью регистрации осколков деления. Отличались поправки на протяженность камеры деления ($4,6 \pm 0,3\%$), дискриминацию событий деления ($0,2 \pm 0,1\%$), спонтанные деления и ложные запуски [$0,2-0,5 \pm 0,2\%$]. В табл.11 и на рис.8 указаны статистические погрешности.

Фрео и др. в сообщении [78] пересматривают результаты измерений \bar{V}_p для ^{238}U и ^{239}Pu , опубликованные в 1969 г. [63]. Авторы уже вторично изменяют свои данные (см. [60,61] и раздел 5.4.). В табл.11 приведены результаты измерений той же группы в диапазоне энергий нейтронов 22–28 МэВ [70]. На рис.8, а, б представлены результаты рассмотренных работ и оценка обзора [1], которая лежит несколько выше новых данных. Причина этого расхождения — включение в оценку [1] данных работы [64], которые в настоящее время изменены в сообщении [78].

5.7. \bar{V}_p для ^{237}Np . К моменту выхода обзора [1] были измерены \bar{V}_p при делении ^{237}Np нейтронами непрерывного спектра энергий с использованием пучков нейтронов из реактора [79,80], а также \bar{V}_t для ^{237}Np были определены в интегральных экспериментах на критических сборках [81,82].

Результаты измерения на моноэнергетичных нейтронах опубликованы впервые Визером [37]. Детектор нейтронов — большой жидкий спинтилятор объемом 240 л с эффективностью 66–69%. Использована спиральная камера деления с толщиной слоя ^{237}Np 1 мг/см^2 . Нейтроны получались из реакций

$T(p,n)$, $D(d,n)$ и $T(d,n)$ на электростатическом ускорителе. В результаты вносились поправки на мертвое время (0,4%), изотопные примеси (менее 0,2%), разность спектров нейтронов деления (до 0,9%); приведены статистическая и систематическая (около 1%, обусловленная в основном неопределенностью эффективности нейтронного детектора) погрешности измерений.

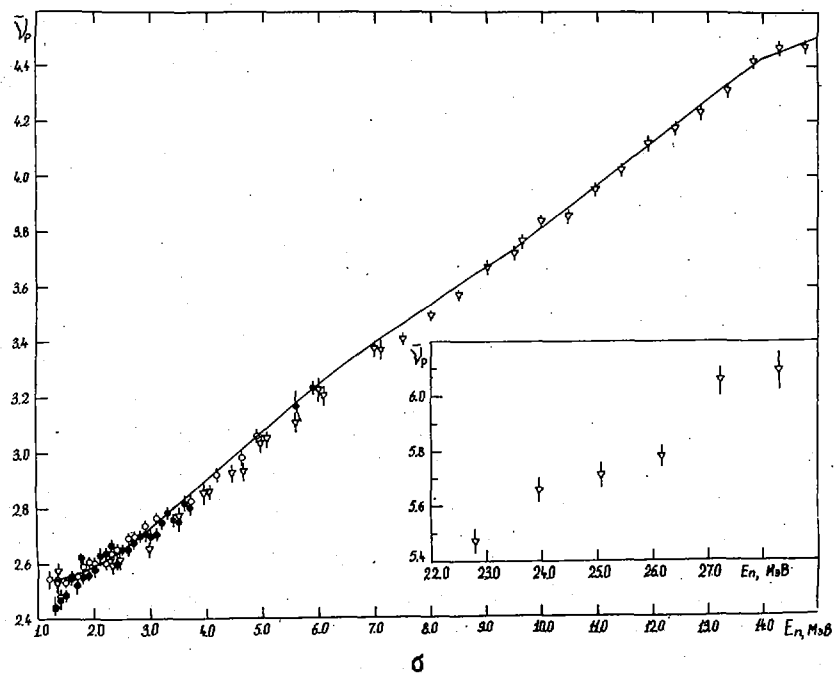
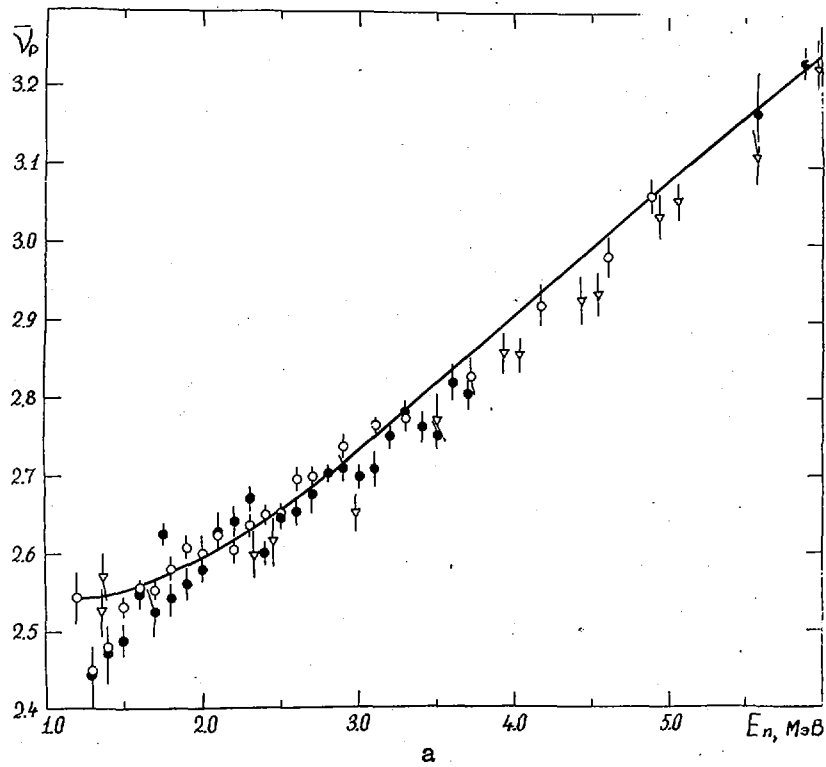


Рис.8. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{238}U по данным работ: \circ - [55]; \bullet - [77]; ∇ - [78]; — — оценка $\bar{\nu}$ в диапазонах 1-5 МэВ (а) и 1-9 МэВ (б) (на вставке ∇ - по работе [70]).

В работах [49,83,84] описаны измерения по рассмотренной уже методике. Сделано уточнение поправки на дискриминацию импульсов камеры деления и проведено дополнительное измерение с помощью спиральной камеры деления со слоем ^{237}Np толщиной 1 мг/см² [84]. Окончательно внесенные поправки на дискриминацию составили $3,7 \pm 0,5$; $1,2 \pm 0,2$ и $2,0 \pm 0,4\%$ для трех вариантов использованных камер деления с разным количеством ^{237}Np . Полученные значения $\bar{\nu}_p$ представлены в табл.12 с указанием статистической погрешности. Изменение результатов по сравнению с данными работ [49,83] составило $-0,8\%$.

В работе Фрео и др. [85] использована методика измерений, описанная выше [54]. Камера деления содержала 100 мг ^{237}Np при толщине слоев 1 мг/см². Одновременно измерялась средняя энергия мгновенных γ -квантов деления.

На рис.9 и в табл.12 указаны только статистические погрешности. Результаты работ [37,84] согласуются между собой, а работы [85] лежат на 2-3% ниже. Фрео [86] объясняет расхождение тем, что в работе [37] недооценен фон, а в измерениях работы [49] завышена поправка на дискриминацию импульсов камеры деления. Однако в работе [84] отмечено, что уточнение поправки на дискриминацию и измерения со спиральной камерой деления привели к малому изменению данных работы [49], а вопрос о неверном определении фона в работе [37] спорен. Возможно, авторы работы [85] недооценивают влияние потерь актов деления. Таким образом, причины расхождения окончательно не выяснены.

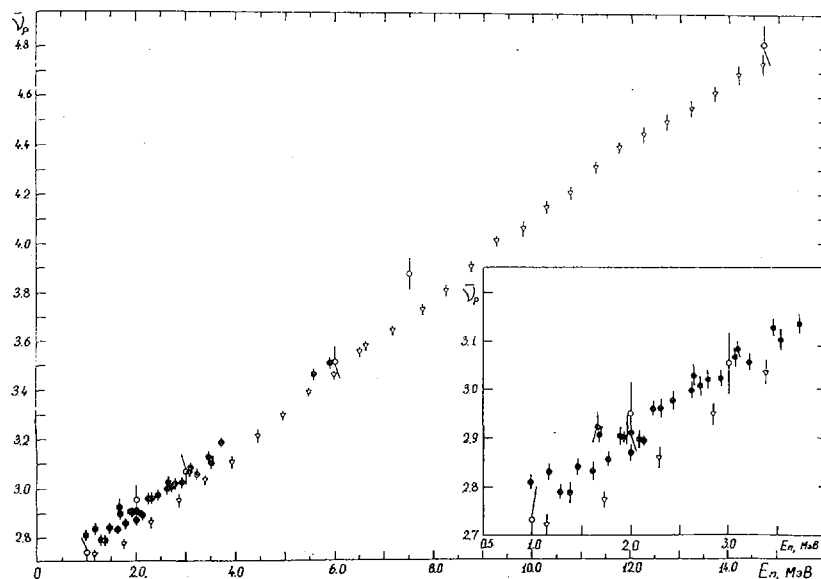


Рис.9. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{237}Np по данным работ: o - [37]; ● - [49, 84]; ▽ - [85]

5.8. $\bar{\nu}_p$ для ^{239}Pu . В работе [87] $\bar{\nu}_p$ измеряли двумя методами. Первый аналогичен рассмотренному выше [55] (см. раздел 5.3). Камера деления содержала 16 двусторонних слоев из двуокиси плутония (7 мг в слое) толщиной 0,5 мг/см². Оцененная систематическая погрешность измерений составила $-0,4 \dots +0,5\%$. В результатах приведена полная погрешность. Во втором методе измерений нейтроны регистрировались многослойной камерой деления, содержащей 4 г двуокиси тория. Использовался плутониевый металлический диск массой 30 г. Число делений в образце определялось с помощью камеры с тонким слоем двуокиси плутония. В результаты измерений внесены поправки на зависимость числа делений в образце от энергии нейтронов, угловую корреляцию осколков и нейтронов деления, изменение энергетического спектра нейтронов деления, многократное рассеяние и размножение нейтронов в образце. Использование непрерывного режима ускорителя в этом методе дало возможность измерить относительный ход $\bar{\nu}_t$. Приведенные в табл.13 данные представляют результаты, полученные тем и другим методами. Авторы отвергают предыдущие результаты своей группы [88], где недостаточно аккуратно учтен вклад нейтронов спонтанного деления ^{240}Pu . Указаны полные погрешности.

Данные работы [89] приведены в обзоре [1] как предварительные. Методика ее описана в разделе 5.1. Приведена, очевидно, статистическая погрешность. Работа [55] описана в разделе 5.3. Камера деления содержала 80 г ^{239}Pu в виде слоев толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$. В табл.13 приведена статистическая погрешность. В работе [31] приведены два значения $\bar{\nu}_p$ для ^{239}Pu . В сообщениях [70,78,90] представлены исправленные значения $\bar{\nu}_p$ для ^{239}Pu , опубликованные ранее [62,63], и результаты измерений в диапазоне энергий нейтронов 22–28 МэВ.

В работе [41] получены результаты для диапазонов энергий нейтронов 0,005–41 эВ, 0,05–6400 кэВ и 0,5 кэВ – 10 МэВ. Первые два диапазона были измерены на пролетной базе 21,6 м и последний – 83,4 м. Описание эксперимента и структура погрешностей приведены в разделе 5.4.

В работе [26] использована методика абсолютных измерений $\bar{\nu}_p$. Детектор нейтронов – большой жидкий скнтиллятор в сферическом алюминиевом баке диаметром 60 см – содержал 0,33 мас.% гадолиния. Эффективность детектора измеряли с помощью упругого рассеяния нейтронов на водороде с регистрацией протонов отдачи в стильбеновом кристалле. Слой ^{239}Pu толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$ изготовлен электролитическим осаждением на подложке из нержавеющей стали. Источником нейтронов служил ускоритель Ван-де-Граафа с максимальной энергией 2,5 МэВ, работавший в непрерывном режиме. Использовались твердые ^7Li - и Tl -Т-мишени толщиной $0,5\text{--}1 \text{ мг/см}^2$. Эффективность детектора для нейтронов деления ^{239}Pu составила 0,595–0,596. Внесенные в результаты измерений поправки при определении эффективности детектора учитывали: статистическую точность $\pm 0,16\%$; просчеты $0,28 \pm 0,06\%$; краевой эффект в кристалле стильбена $-0,02 \pm 0,00\%$; рассеяние протонов на углероде $-0,75 \pm 0,15\%$ и водороде $-0,64 \pm 0,13\%$; неопределенность спектра нейтронов деления $\pm 0,3\%$; эффект группировки данных по каналам $-1,95 \pm 0,29\%$; анизотропию нейтронов деления $-0,05 \pm 0,01\%$. В оценке погрешности числа нейтронов деления учитывали статистическую точность $\pm 0,3\text{--}0,5\%$; ложные запуски $0,3 \pm 0,06\%$; мертвое время $0,57 \pm 0,0\%$; вклад деления быстрыми нейтронами 3,6% примесей ^{238}U $0,77 \pm 0,07\%$ и 0,9% примесей ^{240}Pu $0,00 \pm 0,02\%$ при энергии нейтронов 1,44 МэВ; вклад запаздывающих β -квантов $-0,64 \pm 0,16\%$ при энергии нейтронов 1,44 МэВ; вклад делений замедленными нейтронами $0,0 \pm 0,5\%$. Суммарная поправка составляла $4,03 \pm (0,8\text{--}0,9)\%$, статистическая компонента погрешности $0,3\text{--}0,5\%$. В табл.13 приведена полная погрешность.

На рис.10–12 указаны все обсуждавшиеся результаты и оценка [1]. Очевидна необходимость включения в оценку новых данных и учета исправлений некоторых опубликованных ранее результатов измерений.

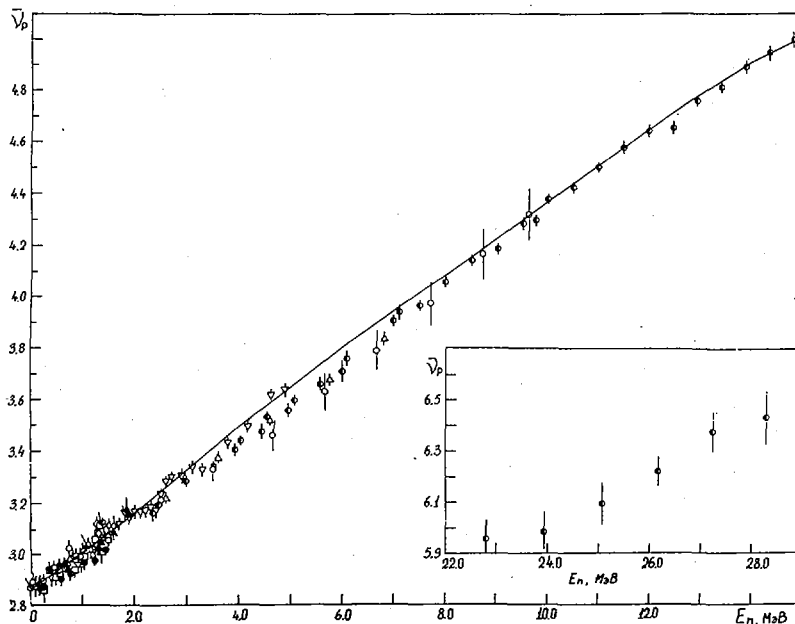


Рис.10. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{239}Pu в диапазоне 0–29 МэВ по данным работ: \diamond – [87]; \blacktriangle – [89]; \blacklozenge – [31]; ∇ – [55]; \square – [90]; \circ – [41]; \bullet – [78]; на вставке [70]; \bullet – [26]; \triangle – [41] (диапазон 0,050–7200 кэВ). Данные [90, 41] при энергиях ниже 1 МэВ сгруппированы. — — оценка [1]

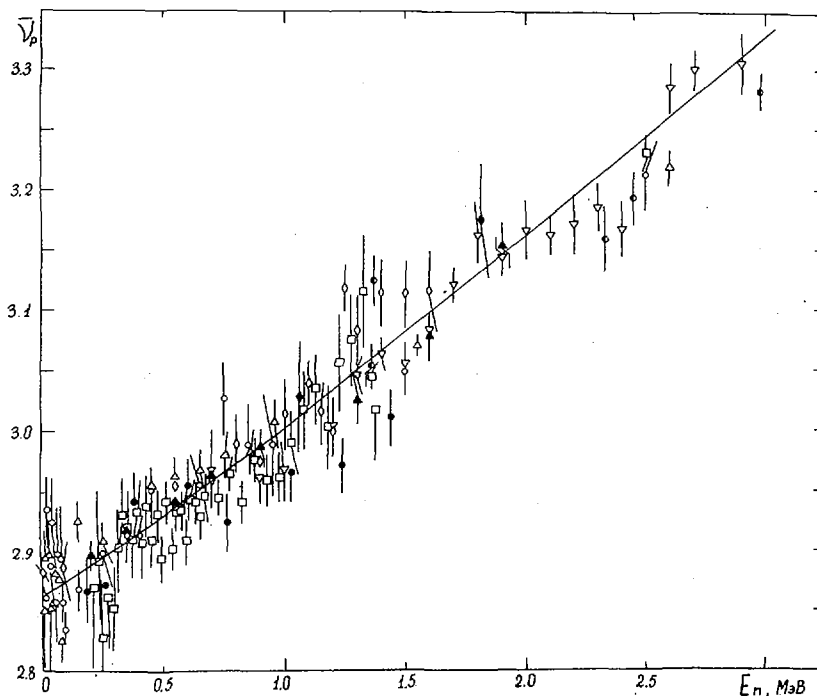


Рис.11. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{239}Pu в диапазоне 0-3 МэВ. Обозначения те же, что на рис.10

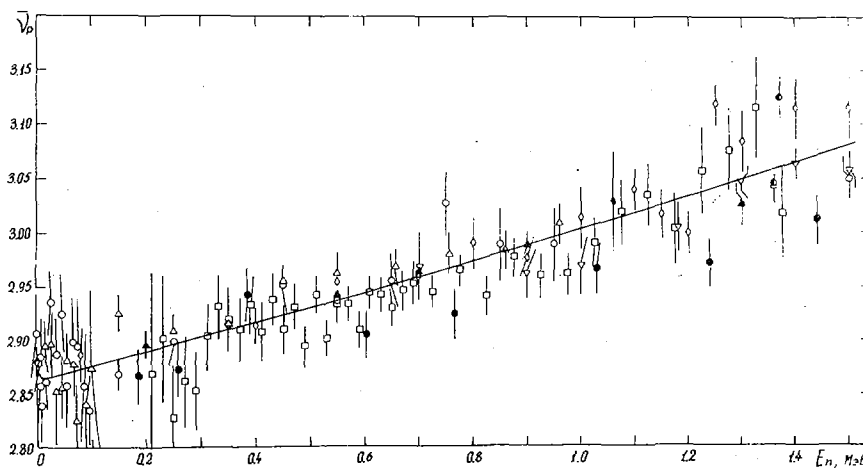


Рис.12. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{239}Pu в диапазоне 0-1,5 МэВ. Обозначения те же, что на рис.10

5.9. $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu и ^{241}Pu . После 1972 г. опубликована только одна работа с результатами измерений $\bar{\nu}_p$ для этих изотопов [22]. Данные для ^{240}Pu опубликованы в работе [60] как предварительные. Методика измерений рассмотрена в разделе 5.4. Использовались слои ^{240}Pu толщиной $0,15 \text{ мг/см}^2$ и ^{241}Pu толщиной $1,0 \text{ мг/см}^2$. От указанных в работе [60] немного отличалась поправка на разницу энергетических спектров нейтронов деления плутония и калифорния, которая внесена на основании расчетов работы [91]. В табл.14, 15 приведены результаты с указанием статистической погрешности 0,5-0,6% [22]. Результаты измерения энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu приведены также на рис.13,14 [92,93]. Не приведены данные работы [94], так как они получены непрямыми измерениями.

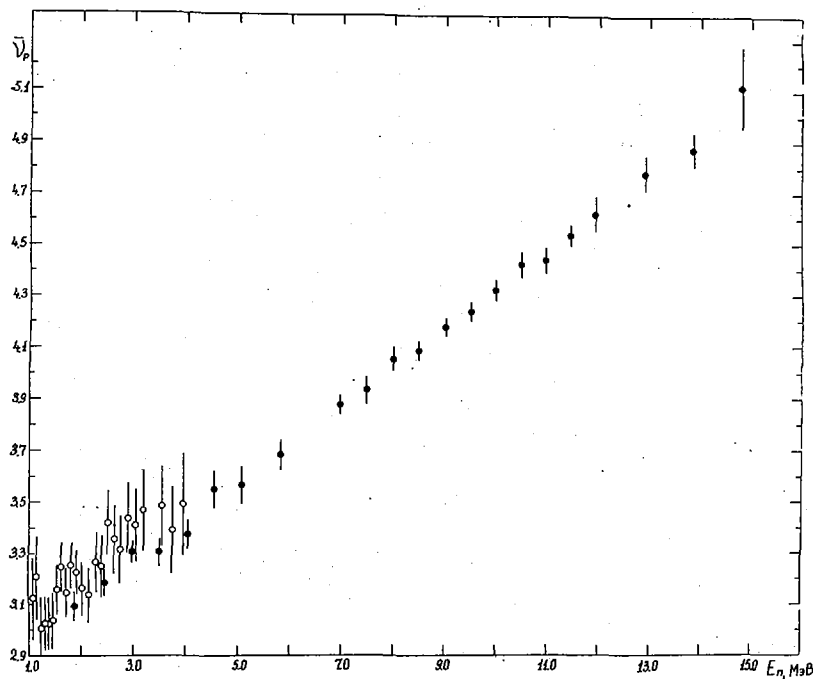


Рис. 13. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{240}Pu по данным работ: \circ - [92]; \bullet - [22]

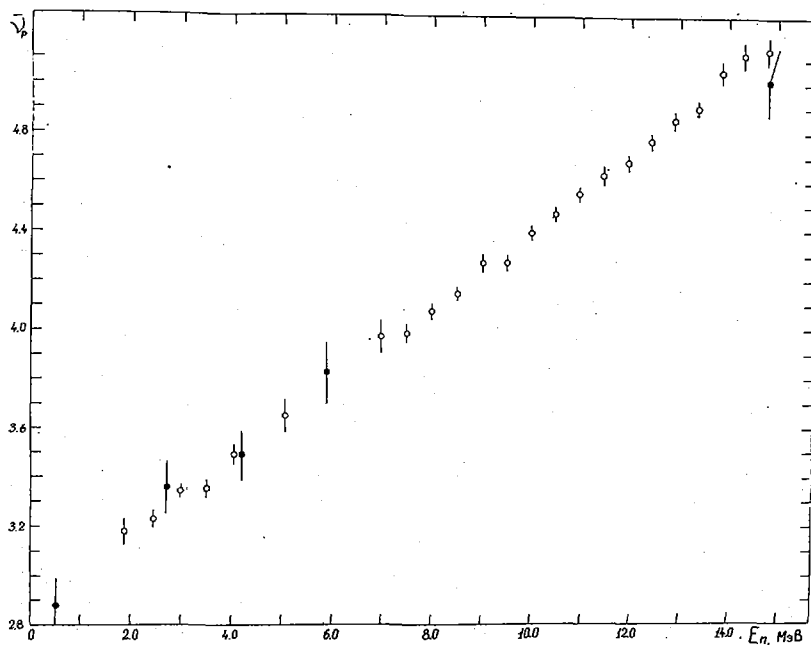


Рис. 14. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении ^{241}Pu по данным работ: \bullet - [93]; \circ - [22]

5.10. $\bar{\nu}_p$ при делении ^{242m}Am измерено в работе [95]. Детектор нейтронов деления - жидкий скintиллятор диаметром 12,5 см и длиной 7,5 см. Источником нейтронов служил линейный ускоритель электронов с энергией 100 МэВ. Энергия нейтронов определялась временем пролета на базе 13,4 м. Использовалась камера деления, в которой на полусферические электроды наносили слой ^{242m}Am (200 мкг/см²), а на плоскопараллельные электроды - слой ^{235}U (500 мкг/см²). Измерения проводи-

лись относительно $\bar{\nu}_p$ при делении ^{235}U . В результаты вносились поправки на фон случайных совпадений, спонтанные деления ^{242}Cm , мертвое время детектора, геометрическую эффективность (0,6%), разницу спектров нейтронов деления (0,3%). Поправка на анизотропию вылета нейтронов деления не вносилась из-за отсутствия данных для $^{242\text{m}}\text{Am}$ (оценка величины этой поправки 1-2%). В табл.16 приведены данные измеренного отношения $\bar{\nu}_p (^{242\text{m}}\text{Am}) / \bar{\nu}_p (^{235}\text{U})$ и статистическая погрешность измерений. В отличие от работы [95] на рис.15 данные нормированы на значения оценки $\text{KINDF}/\text{B-V}$ [5].

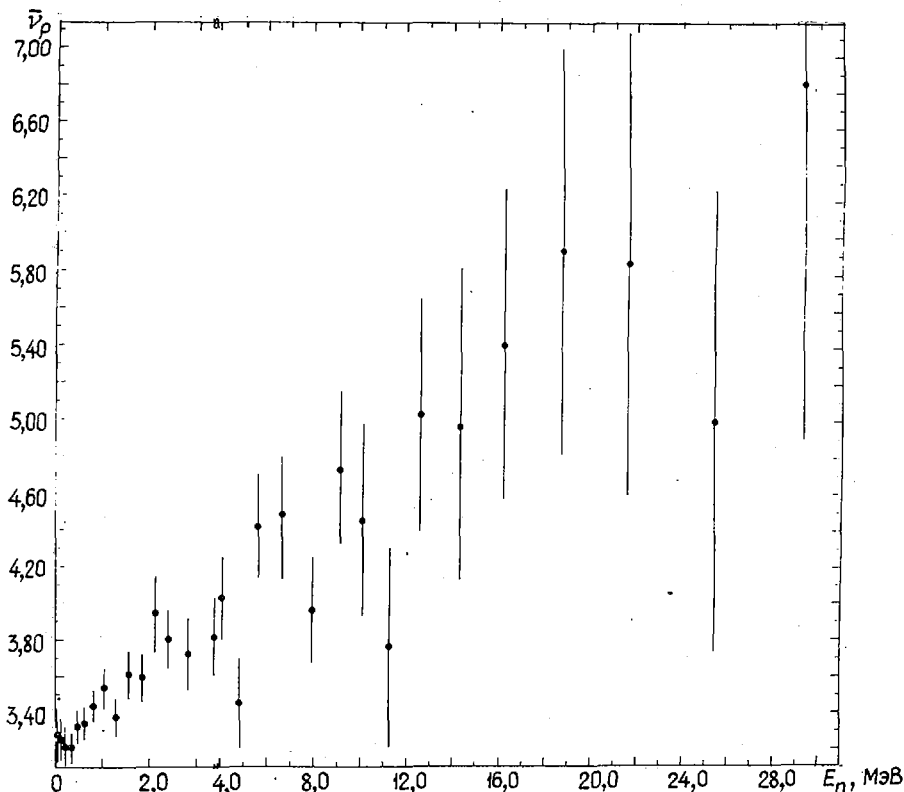


Рис.15. Зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов E_n при делении $^{242\text{m}}\text{Am}$ по данным работы [95]

* * *

Если сравнить современное состояние результатов измерений $\bar{\nu}_p$ с 1972 г. [1], можно отметить следующее:

- существенно уточнена энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ для ^{232}Th , ^{233}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{241}Pu , получены результаты для деления ^{237}Np и $^{242\text{m}}\text{Am}$. По-видимому, в настоящее время достигнутая точность измерений $\bar{\nu}_p$ для изотопов $^{233}, ^{235}, ^{236}, ^{238}\text{U}$ и ^{239}Pu соответствует практическим потребностям;

- уменьшено расхождение между результатами измерения стандарта ($\bar{\nu}_p$ при спонтанном делении ^{252}Cf), а также между результатами дифференциальных и интегральных измерений $\bar{\nu}_p$ на тепловых нейтронах.

Как отмечено, например, в работе [95], точность существующих систематик пока недостаточна для удовлетворительного предсказания значения $\bar{\nu}_p$. Поэтому требуется дальнейшее расширение диапазона исследуемых делящихся ядер.

Необходимы поиски физических объяснений таких особенностей энергетического хода $\bar{\nu}_p$, как изменение наклона $\bar{\nu}_p$ вблизи энергий 2,5-3 МэВ [63,77,88], а также увеличение $\bar{\nu}_p$ с понижением энергии возбуждения вблизи барьера деления для ^{232}Th [48,52]. В связи с этим представляют интерес работы [53,85], в которых измерены одновременно и среднее число мгновенных нейтронов, и средняя энергия мгновенных γ -квантов деления.

Список литературы

1. Manero F., Konshin V.A. Atomic Energy Rev., 1972, v.10, p.637.
2. Smith J.R. Proceedings of the Intern. Conf. on Nucl. Cross Section for Technology, Knoxville, oct. 1979: NBS special publication 594. Washington, 1980, p.738.
3. Spencer R.R., Gwin R., Ingle R. e.a. Ibid., p.728.
4. INDC/NEANDC nuclear standards file 1980 version: INDC-36/LN. Vienna, 1981, B-44.
5. Bhat M.R. Report BNL-NCS-51184, ENDF-248, Brookhaven, 1980.
6. Zhang-Huan-Qiao, Liu-Zu-Hua. J.Chinese Nucl. Phys., 1979, v.1, p.1.
7. Александров Е.М., Королев Е.В., Крамаровский Я.М. и др. Нейтронная физика (Материалы 5-й конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.), М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. Ч.4, с. II9.
8. Smith J.R. Trans Amer. Nucl. Soc., 1980, v.35, p.549.
9. Edwards G., Findlay D.J.S., Lees E.W. Ann. Nucl. Energy, 1982, v.9, p.127.
10. Александров Е.М., Белов Л.М., Драпчинский Л.В. и др. Нейтронная физика (Материалы 3-й конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.), М.: ЦНИИАтоминформ, 1976. Ч.5, с. I66.
11. Spencer R.R., Gwin R., Ingle R. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.80, p.603.
12. Stehn J.R., Divadeenam M., Holden N.E. Evaluation of the thermal neutron constants for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu . - In: Nuclear data for science and technology, Proceedings of the International Conference, Antwerp 6-10 September, 1982. D.Reidel Publishing Company 1983, p.685-688.
13. Boldeman J.W., Frehaut J. Nucl. Sci. and Engng, 1980, v.76, p.49.
14. Hwang Sheng-Nian, Chen Tzin-Kui, Han Hong-Jin. Acta Phys. Sinica, 1974, v.24, p.46.
15. Попеко А.Г., Тер-Акопян Г.М. - См. [10], с.180.
16. Попеко А.Г., Тер-Акопян Г.М. Препринт ОИЯИ Р7-И1779. Дубна, 1978.
17. Тер-Акопян Г.М., Попеко А.Г., Сорол Е.А. e.a. Nucl. Instrum. Meth., 1981, v.190, p.119.
18. Даковский М., Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц. Ядерная физика, 1973, т.18, вып.4, с.724.
19. Даковский М., Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц. Там же, 1972, т.16, вып.6, с.1167.
20. Даковский М., Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц., Букланов Г.В. Там же, 1973, т.17, вып.4, с.692.
21. Lazarev Yu.A., Nefediev O.K., Oganessian Yu.Ye., Dakowski M. Phys. Letters, 1974, v.52B, p.321.
22. Frehaut J., Mosinski G., Bois R., Scleilhac M. Rapport CEA-R-4626. Bruyères-le-Châtel, 1974.
23. Boldeman J.W. Нейтронная физика (Материалы 2-й конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.). Обнинск, 1974. Ч.4, с.114.
24. Boldeman J.W. Nucl. Sci. and Engng, 1974, v.55, p.188.
25. Boldeman J.W. J.Nucl. Energy, 1968, v.22, p.63.
26. Zhang Huan-Qiao, Xu Jin-Cheng, Liu Zu-Hua e.a. J.Chinese Nucl. Phys., 1980, v.2(1), p.29.
27. Zhang Huan-Qiao, Liu Zu-Hua, Ding Sheng-Yao, Liu Shao-Ming. J.Chinese Nucl. Phys., 1981, v.3(2), p. 149.
28. Halperin J., Bemis C.E., Dabbs Jr. J.W.T. e.a. Nucl.Sci. and Engng, 1980, v.75, p.56.
29. Stoughton R.W., Halperin J., Bemis C.E., Schmitt H.W. Ibid., 1973, v.50, p.169.
30. Голушко В.В., Журавлев К.Д., Замятнин Ю.С. и др. Атомная энергия, 1973, т.34, вып.2, с.135.
31. Хохлов Ю.А., Савин М.В., Лудин В.Н. - См. [10], с.186.
32. Прохорова Л.И., Нестеров В.Г., Смирненкин Г.Н. и др. Атомная энергия, 1972, т.33, вып.3, с.767.
33. Косяков В.Н., Нестеров В.Г., Нурпеисов Б. и др. Там же, с.788.
34. Журавлев К.Д., Замятнин Ю.С., Крошкин Н.И. - См. [23], с.57.
35. Hoffman D.C., Ford J.P., Balagna J.P., Veesser L.R. Phys. Rev., 1980, C21, p.637.
36. Balagna J.P., Farrell J.A., Ford J.P. e.a. In: Proceedings of the 3-rd IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, New York, Aug. 13-17, 1973. Vienna: IAEA, 1973. V.2, p.191.
37. Veesser L.R. Phys. Rev., 1978, C17, p.385.
38. Veesser L.R., Arthur E.D., Young P.G. Ibid., 1977, C16, p.1792.
39. Flynn K.F., Gindler J.E., Sjoblom R.K., Glendenin L.E. - Ibid., 1975, C11, p.1676.
40. Unik J.P., Gindler J.E., Glendenin L.E. e.a. In: [36], p.19.
41. Gwin R., Spencer R.R., Ingle R.W. e.a. Report ORNL/TM-6246. Oak-Ridge, 1978.

42. Thierens H., Jacobs E., D'Hondt P. e.a. Nucl. Phys., 1980, v.A342, p.229.
43. Замятнин Ю.С., Крошкин Н.И., Мельников А.К., Нефедов В.Н. In: Proc. Conf. Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 15-19 June 1970. Vienna: IAEA, 1970. V.2, p.183.
44. Allaert E., Wagemans G., Wegener-Penning G. e.a. Nucl. Phys., 1982, v.A380, p.61.
45. Boldeman J.W., Walsh R.L. Phys. Letters, 1976, v.62B, p.149.
46. Spencer R.R., Gwin R., Ingle R., Weaver H. Report ORNL/TM-6805. Oak-Ridge, 1979.
47. Caruana J., Boldeman J.W., Walsh R.L. Nucl. Phys., 1977, v.A285, p.217.
48. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1983, т.54, вып.3, с.209.
49. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.44.
50. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1982, т.53, вып.2, с.83.
51. Малиновский В.В., Кузьминов Б.Д., Воробьева В.Г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с. 4.
52. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Note CEA-N-2284. Bruyères-le-Châtel, 1982, p.71.
53. Trochon J., Frehaut J., Boldeman J.W. Report on the 10-th European Conference on Physics and Chemistry of Complex Nuclear Reactions, Lillehammer, Norway, 1981.
54. Нурпейсов Б., Нестеров В.Г., Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. Атомная энергия, 1973, т.34, вып. 6, с. 491.
55. Нурпейсов Б., Володин К.Е., Нестеров В.Г. и др. Там же, 1975, т.39, вып.3, с.199.
56. Gwin R., Spencer R.R., Ingle R.W. Report ORNL/TM-7988, ENDF-315. Oak-Ridge, 1981.
57. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Лудин В.Н. - См./23/, с.63.
58. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Савельев А.Е., Парамонова И.Н. Ядерная физика, 1972, т. 16, вып. 6, с. 1161.
59. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Лудин В.Н. Ядерно-физические исследования в СССР. М.: ЦНИИатоминформ, 1979, вып.27, с.4.
60. Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M. См./23/, ч.3, с.155.
61. Frehaut J. - Там же, с. 165.
62. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J., Mosinski G. - In: Proc. Conf. Nucl. Data for Reactors, Helsinki 15-19 June 1970. Vienna: IAEA, 1970. V.2, p.145.
63. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J. J. Nucl. Energy, 1969, v.23, p.257.
64. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Mesure de $\bar{\nu}_p$ et E pour la fission de ^{232}Th , ^{235}U et ^{237}Np induite par de neutrons d'energie comprise entre 1 et 15 MeV. - In: Contribution to Internat. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, 6-10 Sept. ber 1982, Antwerp. D.Reidel Publishing Company, 1983, p.78.
65. Kappeler K., Bandl R.-E. Ann. of Nucl. Energy, 1976, v.3, p.31.
66. Boldeman J.W., Frehaut J. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.63, p.430.
67. Frehaut J., Boldeman J.W. Mesure de $\bar{\nu}_p$ pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons d'energie inferieure a 2 MeV. Rapport sur Conference Internationale sur la physics neutronique et les donnees nucleaires pouree les reacteurs et autres applications. - In: Proceedings of an International Conference on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and other Applied Purpose, Harwell, United Kingdom, Sept. 1978. OECD Nuclear Energy Agency, 1979, p.421-425.
68. Boldeman J.W., Dalton A.W. Prompt nubar measurements for thermal neutron fission: Report AAEC/E172. Lucas Height, 1967.
69. Boldeman J.W., Walsh R.L. J. Nucl. Energy, 1970, v.24, p.191.
70. Frehaut J. Nu-bar results at Bruyères-le-Châtel. Paris, 1980.
71. Gwin R., Spencer R.R., Ingle R.W. e.a. Report ORNL/TM-7148, ENDF-289. Oak-Ridge. 1980.
72. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1983, т.55, вып.1, с. 51.
73. Conde H., Holmberg M. Arkiv for fysik, 1965, v.29, p.33.
74. Barclay F.R., Galbraith W., Whitehouse W.S. The Proceedings of the Physical Society. London, 1952, A65, p.73.
75. Conde H., Holmberg M. J. Nucl. Energy, 1971, v.25, p.331.

76. Zhuravlev B.V., Kazakov L.E., Kononov V.N. e.a. Investigation of the interactions of neutrons with ^{238}U nuclei: INDC(CCF)-154/L. Vienna, 1980.
77. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.62.
78. Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M. Recent results on nu-prompt measurements between 1,5 and 15 MeV. Paris, 1980.
79. Кузьминов Б.Д., Купаева Л.С., Бондаренко И.И. Атомная энергия, 1958, т. 4, № 2, с.187.
80. Лебедев В.И., Калашникова В.И. Там же, 1961, т.10, № 4, с.371.
81. Hansen G.E. - In: Proc. of the Second United Nations International Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations. Geneva, 1958. V.15, p.331.
82. Engle L.B., Hansen G.E., Paxton H.C. Nucl. Sci. and Engng, 1960, v.8, p.543.
83. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 3, с. 188.
84. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Там же, 1983, т.54, вып.3, с.208.
85. Frehaut J., Bois R., Bertin A. Note CEA-N-2196, 1981.
86. Frehaut J. Some comments on ν_p for ^{237}Np . Report on the Fifth Research Coordination Meeting for the Coordinated Research Project on the Intercomparison of Evaluations of Actinide Neutron Nuclear Data, Antwerp, Belgium, September, 1982. No P2N-683/82 S.l., e.a.
87. Володин К.Е., Кузнецов В.Ф., Нестеров В.Г. и др. Атомная энергия, 1972, т. 33, вып. 5, с. 901.
88. Нестеров В.Г., Нурнецов Б., Прохорова Л.И. и др. In: Proc. Intern. Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki 15-19 June, 1970. Vienna: IAEA, 1970. V.2, p.167.
89. Walsh B.L., Boldeman J.W. Ann. Nucl. Sci. Engng, 1974, v.1, p.353.
90. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J., Mosinski G. Average number of prompt neutrons and relative fission cross-sections of ^{235}U and ^{239}Pu in the 0.3 to 1.4 MeV Range. Paris, 1980.
91. Poitou J., Signarbieux C. Nucl. Instrum. Meth., 1974, v.114, p.113.
92. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Замятин Ю.С., Парамонова И.Н. Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Reactors, Helsinki 15-19 June, 1970. Vienna: IAEA, 1970, V.2, p.157.
93. Conde H., Hansen J., Holmberg M. J. Nucl. Energy, 1968, v.22, p.53.
94. Дьяченко Н.П., Колосов Н.П., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 4, с. 321.
95. Howe R.E., Browne J.C., Dougan R.J. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.77, p.454.
96. Кузьминов Б.Д., Купаева Л.С., Нестеров В.Г. и др. Ж. эксперим. и теор. физ., 1959, т. 37, вып. 2(8), с. 406.
97. Leroy J. J.Phys. Radium, 1960, v.21, p.45.
98. Asplund-Nillson J., Conde H., Starfelt N. Nucl. Sci. and Engng, 1963, v.15, p.213.
99. Crane W.W.T., Higgins G.H., Bowman H.R. Phys. Rev., 1956, v.101, p.1804.
100. Hicks D.A., Ise J., Pyle R.V. Ibid., p.1016.
101. Moat A., Mather D.S., McTaggart M.H. J.Nucl. Energy, 1961, A/B15, p.102.
102. Hopkins J.C., Diven B.C. Nucl. Phys., 1963, v.48, p.433.
103. Colvin D.W., Sowerby H.G. Physics and chemistry of fission (Proc. Symp. Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965. V.2, p.25.
104. Прохорова Л.И., Багдасаров Р.Е., Котухов И.И. и др. Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 3, с. 250.
105. Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н., Турчин Ю.М. Там же, 1968, т.25, вып.6, с.530.
106. Orth C.J. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v.43, p.54.
107. Jaffey A.H., Lerner J.L. Nucl. Phys., 1970, A145, p.1.
108. Hicks D.A., Ise J., Pyle R.V. Phys. Rev., 1955, v.98, p.1521.
109. Diven B.C., Martin H.C., Taschek R.F., Terrell J. Ibid., 1956, v.101, p.1012.
110. Большов В.И., Прохорова Л.И., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. I, с. 28.
111. Thompson C. Phys. Rev., 1970, v.62, p.763.
112. Pyle R.V. In: Proc. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, 1958. New York: United Nations, 1958. V.15, p.353.

113. Володин К.Е., Нестеров В.Г., Нурпейсов Б. и др. Ядерная физика, 1972, т.15, вып.1, с.29.
 114. Flynn K.F., Gindler J.E., Glendenin L.E., Sjoblom R.K. J. Inorg. Nucl. Chem., 1976, v.38, p.661.
 115. Choppin G.R., Harvey B.G., Hicks D.A. e.a. Phys. Rev., 1956, v.102, p.776.
 116. Cheifetz E., Bowman H.R., Hunter J.B., Thompson S.G. Ibid., 1971, G3, p.2017.

Статья поступила в редакцию 22 июня 1983 г.

УДК 539.125.5.523:43

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ОДИНАКОВЫХ ЭКВИДИСТАНТНЫХ РЕЗОНАНСОВ
 ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В БЛОКЕ
 В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ УРОВНЕЙ

А.В.Комаров, А.А.Лукьянов

USING OF IDENTICAL EQUIDISTANT RESONANCE METHOD FOR THE NEUTRON SPATIAL DISTRIBUTION CALCULATION IN UNRESOLVED REGION. On the basis of Peierls integral equation using the NR approximation and the theoretical model of identical equidistant resonances for the cross sections in unresolved resonance region, spatal dependence of flux and absorption in the cell is calculated. Simple geometrics are analised, and approximate formulaes for energetic and space integrating have been got.

Задача о пространственном распределении потока резонансных нейтронов в гетерогенной реакторной ячейке является одной из наиболее сложных как по своей постановке, так и по реализации в расчетных схемах теории ядерных реакторов. В то же время решение данной задачи представляет практический интерес в исследованиях резонансного потока нейтронов в гетерогенных средах — это пространственное распределение резонансного поглощения нейтронов в урановых блоках (распределение накопления плутония), анализ депрессии потока резонансных нейтронов вблизи поглощающего стержня (с депрессией можно связать соответствующий коэффициент использования резонансных нейтронов), изучение особенностей резонансного поглощения в твэлах с дисперсионным топливом (с неоднородным распределением топлива и технологических материалов внутри твэла). Сложность решения подобных задач связана с необходимостью учета помимо пространственных переменных для конкретных гетерогенных ячеек и энергетической переменной, определяющей структуру спектра замедляющихся нейтронов. Известные примеры расчетов пространственного распределения нейтронов в гетерогенных ячейках для отдельных резонансов дают сложную и качественно различную картину при близких энергиях в пределах одного резонанса [1-3]. Поэтому в некоторых случаях трудно количественно и качественно оценить возможные эффекты, сказывающиеся на резонансном поглощении нейтронов в реальных гетерогенных системах. Следует отметить, что во многих задачах подробная информация о пространственном распределении резонансных нейтронов по ячейке при детальном разбиении энергетической шкалы (в том числе и внутри отдельных резонансов) практически не используется, а необходимы лишь конкретные, интегральные по данному распределению характеристики [1-5].

Одним из таких направлений является построение расчетной схемы для определения энергетической структуры спектра резонансных нейтронов для средних по объему зон ячейки потоков. В основе подобных схем лежит метод вероятностей столкновений, для гетерогенных сред подробно представленный в работах [6-9]. Другой подход, являющийся органичной частью метода многих групп, предложен В.В.Орловым, сформулировавшим уравнения для пространственной зависимости средних по группам потоков и определяемых ими интегральных по энергиям в группе функционалов [1,10]. Развитие этого подхода и конкретные рекомендации к его практическому использованию рассматриваются в данной работе. Если в области разрешенных резонансов предпочтительны численные расчеты с использованием имеющейся к настоящему времени детальной информации о резонансной структуре сечений, то для области неразрешенных резонансов предлагается схема, в которой применяется теоретическая модель

для описания резонансной структуры сечений. Приведенные ниже результаты относятся к простейшим геометриям ячейки и ограничиваются приближением "узких" резонансов, которые, как правило, выполняются на практике в области неразрешенных уровней [1, II].

Распределение потока нейтронов по ячейке

Рассмотрим простейший вариант описания пространственной зависимости среднего по резонансам (группе) потока нейтронов в гетерогенной ячейке. В качестве исходного выберем интегральное уравнение переноса (уравнение Пайерлса) для интегрального по углам потока $F_j(\vec{z}, E)$ в j -й зоне ячейки при изотропном рассеянии и изотропных источниках [1]:

$$E_j(\vec{z}, E) = \int_V d\vec{z}' q_i(\vec{z}', E) K(|\vec{z} - \vec{z}'|, E) = \sum_i \int_{V_i} d\vec{z}' q_i(\vec{z}', E) K(|\vec{z} - \vec{z}'|, E), \quad (1)$$

где

$$q_i(\vec{z}, E) = Q_i(\vec{z}, E) + \int dE' F_i(\vec{z}', E') \sum_{S_i} \sigma_{S_i}(E') W_0(E' \rightarrow E) - \quad (2)$$

плотность замедления в i -й зоне ячейки (объем V_i); Q_i - распределение источников, в качестве которых возьмем потоки на внешней границе ячейки (блока); $K(|\vec{z} - \vec{z}'|, E)$ - ядро уравнения Пайерлса, определяемое в данном случае как

$$K(|\vec{z} - \vec{z}'|, E) = \frac{1}{4\pi |\vec{z} - \vec{z}'|^2} \exp\left[-\sum_k n_k(\vec{z} - \vec{z}') \sigma_k(E)\right], \quad (3)$$

где сумма берется по всем элементам в ячейке; $n_k(\vec{z} - \vec{z}')$ - число ядер K -го элемента в цилиндрическом канале единичного сечения в направлении $\vec{z} - \vec{z}'$ длиной $|\vec{z} - \vec{z}'|$. Уравнение (1) дает полное (с точностью до эффектов анизотропии рассеяния) описание пространственно-энергетического распределения нейтронов по ячейке.

Дальнейшие упрощения уравнения (1) отвечают обычным приближениям теории резонансного поглощения относительно структуры интегрального члена в q_i (2). Считая равномерным распределение потока замедляющихся в объеме зоны V_i нейтронов, проведем замену в уравнении (2): $F_i(\vec{z}', E')$ заменим на средний по объему V_i поток $\bar{F}_i(E')$. Если к тому же резонансы считать "узкими" по отношению к величине средней потери энергии нейтроном при упругом рассеянии, то

$$\int_{V_i} dE' F_i(\vec{z}', E') \sum_{S_i} \sigma_{S_i}(E') W_0(E' \rightarrow E) \approx \varphi_0 \sum p_i, \quad (4)$$

где φ_0 - поток надрезонансных нейтронов, равномерно распределенных по ячейке, а $\sum p_i$ - потенциальное (нерезонансное) сечение рассеяния [1].

В качестве источника $Q_i(\vec{z}, E)$ выберем изотропный поток на внешней границе ячейки, равный также φ_0 . Считая, что поглощение невелико, эффектом депрессии потока вблизи поверхности блока пренебрежем. Тогда для $F_j(\vec{z}, E)$ при сделанных предположениях получим

$$F_j(\vec{z}, E) = \varphi_0 \left[\sum_i \sum p_i \int_V K(|\vec{z} - \vec{z}'|, E) d\vec{z}' + \int_S K(|\vec{z} - \vec{z}_s|, E) d\vec{z}_s \left| \frac{\vec{z} - \vec{z}_s}{|\vec{z} - \vec{z}_s|} n \right| \right], \quad (5)$$

где последний интеграл вычисляется по внешней поверхности ячейки; n - нормаль к поверхности в точке \vec{z}_s . Выражение (5) примем в качестве исходного для анализа пространственного распределения нейтронов с энергией E . Это характерное моноэнергетическое соотношение, где особенности резонансной структуры сечений проявляются лишь в выборе значений $\sigma_k(E)$ в $K(|\vec{z} - \vec{z}'|, E)$ из формулы (3).

Рассмотрим простейшую задачу о распределении нейтронов в отдельном блоке, помещенном в "бесконечную" замедляющую среду (редкая решетка блоков). Тогда, считая блок однокомпонентным для этого распределения, получим простое выражение [1]

$$F(\vec{z}, E) = \varphi_0 [\sigma_p J_V(\vec{z}, E) + J_S(\vec{z}, E)], \quad (6)$$

где выделены объемный J_V и поверхностный J_S интегралы ядра уравнения Пайерлса (3):

$$J_V(\vec{z}, E) = \int_V d\vec{z}' K(\vec{z}' \rightarrow \vec{z}); \quad (7)$$

$$J_S(\vec{z}, E) = \int_S d\vec{z}_s \left| \frac{\vec{z} - \vec{z}_s}{|\vec{z} - \vec{z}_s|} n \right| K(\vec{z}_s \rightarrow \vec{z}). \quad (8)$$

Между интегралами существует простая связь, следующая из принципа взаимности: $J_S(\vec{z}, E) = 1 - \Sigma(E)J_V(\vec{z}, E)$.

Для энергетического усреднения в группе воспользуемся моделью одинаковых эквидистантных резонансов для энергетической зависимости сечения в области неразрешенных уровней (полагая, что помимо упругого рассеяния возможен только радиационный захват) [12-14]:

$$\sigma(E) = \sigma_m + \sigma_0 \frac{(s \cos \varphi - tg z \sin \varphi)^2}{s^2 + tg^2 z}; \quad (9)$$

$$\sigma_c(E) = \sigma_{oc} s^2 \frac{tg^2 z + 1}{s^2 + tg^2 z}, \quad (10)$$

где $\sigma_m = \sigma_p - \sigma_0 \sin^2 \varphi$ - сечение в минимуме резонанса; $s = \mathcal{H}\Gamma/2D$ - силовая функция; φ - фаза интерференции резонансного и потенциального рассеяний; $z = \mathcal{H}E/D$, D - расстояние между резонансами; $\sigma_m = \sigma_p - \sigma_0$, σ_{oc} - значения сечений в максимуме. Использование сечений (9), (10) дает простые аналитические выражения для определения интегральных по энергии функционалов $\langle \sigma^n \rangle$, $\langle \frac{1}{\sigma} \rangle$, $\langle \exp(-n\sigma) \rangle$, $\langle \sigma_c \exp(-n\sigma) \rangle$, $\langle \sigma_c / \sigma \rangle$. Для их вычисления необходимо в данной модели знать четыре параметра σ_m , φ , s , σ_0 и среднего сечения захвата в группе $\langle \sigma_c \rangle = \sigma_{oc} s$ [13, 14].

Вычисление среднего по энергии в группе потока $\langle F(\vec{z}, E) \rangle$ (6) сводится к вычислению средних по энергии поверхностных и объемных интегралов (7), (8):

$$\langle J_V(\vec{z}, E) \rangle = \int_V d\vec{z}' \langle K(\vec{z}' \rightarrow \vec{z}) \rangle; \quad (11)$$

$$\langle J_S(\vec{z}, E) \rangle = \int_S d\vec{z}_s \left| \frac{\vec{z} - \vec{z}_s}{|\vec{z} - \vec{z}_s|} n \right| \langle K(\vec{z}_s \rightarrow \vec{z}) \rangle, \quad (12)$$

так что

$$\langle F(\vec{z}, E) \rangle = \varphi_0 \left[\sigma_p \langle J_V(\vec{z}, E) \rangle + \langle J_S(\vec{z}, E) \rangle \right]. \quad (13)$$

Для пространственного распределения резонансного поглощения в группе определяемого функционала $\langle \sigma_c(E) F_S(\vec{z}, E) \rangle$ схема усреднения аналогична и в приближении "узких" резонансов (4) получим

$$\langle \sigma_c(E) F(\vec{z}, E) \rangle = \varphi_0 \sigma_p \langle \sigma_c(E) J_V(\vec{z}, E) \rangle + \varphi_0 \langle \sigma_c(E) J_S(\vec{z}, E) \rangle, \quad (14)$$

где

$$\langle \sigma_c(E) J_V(\vec{z}, E) \rangle = \int_V d\vec{z}' \langle \sigma_c(E) K(\vec{z}' \rightarrow \vec{z}, E) \rangle; \quad (15)$$

$$\langle \sigma_c(E) J_S(\vec{z}, E) \rangle = \int_S d\vec{z}_s (\vec{\omega}, \vec{n}) \langle \sigma_c(E) K(\vec{z}_s \rightarrow \vec{z}, E) \rangle. \quad (16)$$

При несущественной резонансной структуре сечений усреднение по энергии в выражениях (12)-(15) может быть проведено как $\langle J_V(\vec{z}, \sigma(E)) \rangle \approx J_V(\vec{z}, \langle \sigma \rangle)$; $\langle \sigma_c(E) J_V(\vec{z}, \sigma(E)) \rangle \approx \langle \sigma_c \rangle J_V(\vec{z}, \langle \sigma \rangle)$ и аналогично для поверхностных интегралов. При существенной резонансной структуре сечений погрешность такой замены может быть достаточно велика, особенно для поверхностного интеграла J_S . Более корректный путь заключается в использовании для сечений выражений (9), (10) и соответствующем усреднении по энергии в уравнениях (11)-(16) [13].

Рассмотрим вычисление интегралов (11)-(15) в простейших геометриях.

Плоскопараллельная геометрия

В случае плоскопараллельной геометрии с толщиной плоского слоя H (переменная z меняется от 0 до H , от переменных x и y поток нейтронов не зависит) интегралы (II), (I2) имеют вид [15-17]

$$\langle J_V(z) \rangle = \frac{z}{2} \left\langle \frac{1 - E_2(\sigma z)}{\sigma z} \right\rangle + \frac{H-z}{2} \left\langle \frac{1 - E_2[\sigma(H-z)]}{\sigma(H-z)} \right\rangle; \quad (17)$$

$$J_S(z) = \frac{1}{2} \left\{ \langle E_2(\sigma z) \rangle + \langle E_2[\sigma(H-z)] \rangle \right\}, \quad (18)$$

где σ - полное сечение; $E_2(x)$ - интегральная показательная функция $[E_n(x) = \int_0^\infty \exp(-xt)/t^n dt, n = 1, 2, \dots]$ [18]. Используя свойство интегральных показательных функций $E_{n+1}(x) = \frac{1}{n} [\exp(-x) - x E_n(x)]$, можно преобразовать выражения (17, 18) к различным эквивалентным формам

$$\langle J_V(z) \rangle = \frac{z}{2} \left\{ \left\langle \frac{1 - \exp(-\sigma z)}{\sigma z} \right\rangle + \langle E_1(\sigma z) \rangle \right\} + \\ + (H-z) \left\{ \left\langle \frac{1 - \exp[-\sigma(H-z)]}{\sigma(H-z)} \right\rangle + \langle E_1[\sigma(H-z)] \rangle \right\}.$$

Для поглощения соответствующие результаты имеют вид

$$\langle \sigma_c J_V(z) \rangle = \frac{z}{2} \langle \sigma_c \frac{1 - E_2(\sigma z)}{\sigma z} \rangle + \frac{H-z}{2} \langle \sigma_c \frac{1 - E_2[\sigma(H-z)]}{\sigma(H-z)} \rangle; \quad (19)$$

$$\langle \sigma_c J_S(z) \rangle = \frac{1}{2} \left\{ \langle \sigma_c E_2(\sigma z) \rangle + \langle \sigma_c E_2[\sigma(H-z)] \rangle \right\}. \quad (20)$$

При $H = 0$ для $\langle J \rangle$ имеем $\langle J_V(z) \rangle = 0$, $\langle J_S(z) \rangle = 1$; при $H \rightarrow \infty$ $\langle J_V(z) \rangle = \frac{z}{2} \left\langle \frac{1 - E_2(\sigma z)}{\sigma z} \right\rangle \approx \frac{1}{2} \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle$ при $\sigma z \gg 1$; $\langle J_S(z) \rangle = \frac{1}{2} \langle E_2(\sigma z) \rangle \rightarrow 0$ при больших σz .

Сферическая геометрия

Для сферической геометрии с радиусом сферы R (переменная z меняется от 0 до R , от остальных пространственных переменных поток нейтронов не зависит), интегралы (II), (I2) можно записать в виде [16, 17]

$$\langle J_V(z) \rangle = \left\langle \frac{1}{2\sigma} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{4z\sigma^2} \left\{ \exp[-\sigma(R+z)] - \exp[-\sigma(R-z)] \right\} \right\rangle + \\ + \frac{R^2 - z^2}{4z} \left\{ \left\langle \frac{1 - E_2[\sigma(R-z)]}{\sigma(R-z)} \right\rangle - \left\langle \frac{1 - E_2[\sigma(R+z)]}{\sigma(R+z)} \right\rangle \right\}; \quad (21)$$

$$\langle J_S(z) \rangle = \frac{R+z}{4z} \left\langle \frac{1 - \exp[-\sigma(R+z)]}{\sigma(R+z)} \right\rangle - \frac{R-z}{4z} \left\langle \frac{1 - \exp[-\sigma(R-z)]}{\sigma(R-z)} \right\rangle + \\ + \frac{R+z}{4z} \langle E_2[\sigma(R-z)] \rangle - \frac{R-z}{4z} \langle E_2[\sigma(R+z)] \rangle, \quad (22)$$

соответственно для поглощения

$$\langle \sigma_c J_V(z) \rangle = \left\langle \frac{\sigma_c}{2\sigma} \right\rangle + \left\langle \frac{\sigma_c}{4z\sigma^2} \left\{ \exp[-\sigma(R+z)] - \exp[-\sigma(R-z)] \right\} \right\rangle + \\ + \frac{R^2 - z^2}{4z} \left\{ \left\langle \sigma_c \frac{1 - E_2[\sigma(R-z)]}{\sigma(R-z)} \right\rangle - \left\langle \sigma_c \frac{1 - E_2[\sigma(R+z)]}{\sigma(R+z)} \right\rangle \right\}; \quad (23)$$

$$\langle \sigma_c J_S(z) \rangle = \frac{R+z}{4z} \left\langle \sigma_c \frac{1 - \exp[-\sigma(R+z)]}{\sigma(R+z)} \right\rangle - \frac{R-z}{4z} \left\langle \sigma_c \frac{1 - \exp[-\sigma(R-z)]}{\sigma(R-z)} \right\rangle + \\ + \frac{R+z}{4z} \langle \sigma_c E_2[\sigma(R-z)] \rangle + \frac{R-z}{4z} \langle \sigma_c E_2[\sigma(R+z)] \rangle. \quad (24)$$

Как и в случае плоской геометрии, для сферы существуют несколько альтернативных форм записи выражений (21)–(24); приведенные выражения представляются наиболее удобными для практических вычислений. В предельных случаях $R = 0$, $\ell \rightarrow \infty$ поведение интегралов (21)–(24) аналогично соответствующим результатам для плоского слоя. При $z = 0$ имеем $\langle J_V(0) \rangle = R \langle [1 - \exp(-\sigma z)] / \sigma z \rangle$; $\langle J_S(0) \rangle = \langle \exp(-\sigma R) \rangle$; при $z = R$ $J_V(R) = \frac{1}{2} \langle \frac{1}{\sigma} \rangle + \frac{1}{4R} \langle \frac{1}{\sigma^2} \exp(-2\sigma R) \rangle$, $J_S(R) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \langle [1 - \exp(-2\sigma R)] / 2\sigma R \rangle$.

Цилиндрическая геометрия

Для цилиндрической геометрии (бесконечный цилиндр, переменная z меняется от 0 до R , от других пространственных переменных поток нейтронов не зависит) интегралы (II), (I2) можно записать в виде [16, 17]

$$\langle J_V(z) \rangle = \frac{R}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_{-\infty}^{\infty} dz (R - z \cos \psi) \left\langle \frac{1 - \exp(-\sigma \sqrt{R^2 + z^2 + z^2 - 2Rz \cos \psi})}{\sigma \sqrt{R^2 + z^2 + z^2 - 2Rz \cos \psi}} \right\rangle \frac{1}{R^2 + z^2 + z^2 - 2Rz \cos \psi}; \quad (25)$$

$$\langle J_S(z) \rangle = \frac{R}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_{-\infty}^{\infty} dz (R - z \cos \psi) \left\langle \frac{\exp(-\sigma \sqrt{R^2 + z^2 + z^2 - 2Rz \cos \psi})}{R^2 + z^2 + z^2 - 2Rz \cos \psi} \right\rangle. \quad (26)$$

Интегралы (25), (26) могут быть упрощены заменой переменных и приведением к интегралам от функций Бякля, для которых существуют различные аппроксимационные выражения [16–20]. Аналогично формулам (25) и (26) записываются интегралы поглощения.

Численные расчеты среднегрупповых потоков для слоя и сферы

Пространственное распределение среднегрупповых потоков в блоке существенно зависит от эффектов резонансной структуры сечений и от геометрии. Для оценки этих эффектов удобно взять плоскопараллельную и сферическую геометрии, так как, с одной стороны, выражения для потоков в этих геометриях более просты и могут быть записаны единым уравнением [16, 21], с другой стороны, из трех простейших геометрий сравнение сферы и слоя выявляет геометрические эффекты наиболее ярко, так как отношение объема к поверхности $4V/s = \bar{\ell}$, где $\bar{\ell}$ – длина средней хорды [1], максимально различается именно для указанных геометрий.

Расчет поверхностных и объемных интегралов для плоского слоя и сферы (17)–(24) проводился на ЭВМ БЭСМ-6, время вычисления одного интеграла составило 5–10 с. Для осуществления двойного интегрирования в формулах (17)–(24) использовались программы GPINSP и GAUSS из библиотеки ЭВМ БЭСМ-6.

На рис. 1 представлены результаты расчета средних по энергии потоков (I3) для $\varphi_0 = 1$ для плоского слоя и сферы, где поверхностные и объемные интегралы вычисляли соответственно по формулам (17), (18), (21), (22). Кроме того, на рис. 1 представлено распределение поглощения по блоку (I4) при $\varphi_0 = 1$, поверхностную и объемную часть которого вычисляли соответственно по формулам (19), (20) и (23), (24). В качестве параметров σ_m , φ , s , σ_0 использовали значения, полученные при обработке экспериментальных данных по пропусканию нейтронов восьмой группы железа системы констант БНАБ-78 [13, 22]. В отсутствие резонансов, т.е. при $\sigma_p = \sigma$, как это следует из принципа взаимности, поток нейтронов в блоке (I3) должен быть постоянным и равным 1, а $\langle \sigma_c F(\vec{z}, E) \rangle = \langle \sigma_c \rangle$ (I4) (пунктир на рис. 1, а–г). В предельном случае больших толщин поток (I3) на достаточном удалении от границы стремится к величине $\sigma_p \langle 1/\sigma \rangle$, (I4) – к величине $\sigma_p \langle \sigma_c/\sigma \rangle$ (значениям $\sigma_p \langle 1/\sigma \rangle$ и $\sigma_p \langle \sigma_c/\sigma \rangle$ соответствуют на рис. 1 штрихпунктирные линии).

На рис. 2, а–г представлены результаты расчетов для параметров σ_m , φ , s , σ_0 и среднего сечения захвата $\langle \sigma_c \rangle$, соответствующих 16-й группе ^{238}U [23]. Из рис. 1, 2 видно, что полный поток для слоя и сферы мало изменяется в случае учета резонансной структуры сечений, особенно для ^{238}U , так как величина $\sigma_p \langle 1/\sigma \rangle$ близка к единице, в то же время поглощение сильно зависит от резонансных эффектов.

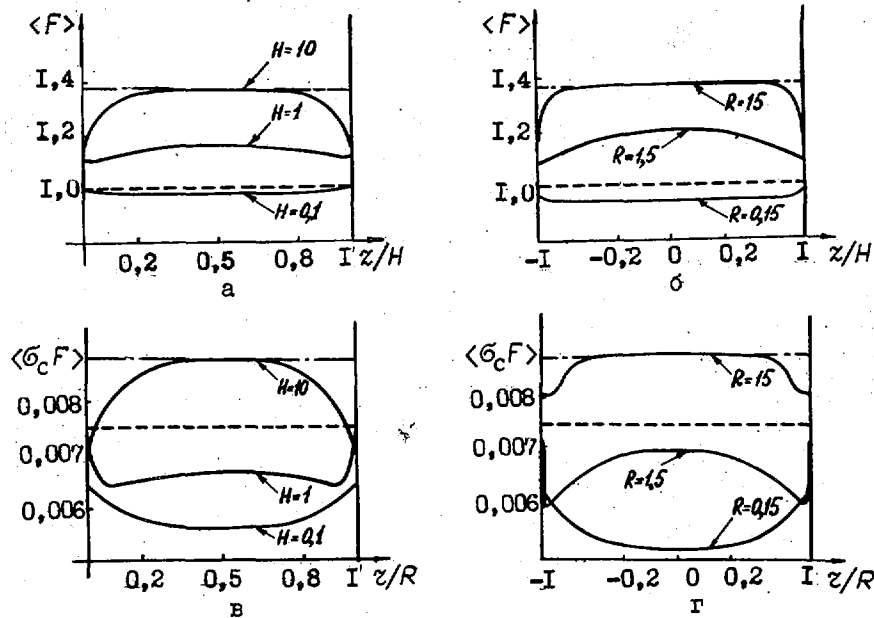


Рис.1. Пространственное распределение потока нейтронов (а,б) и поглощения (в,г) для группы железа в случае слоя (а,в) и сферы (б,г)

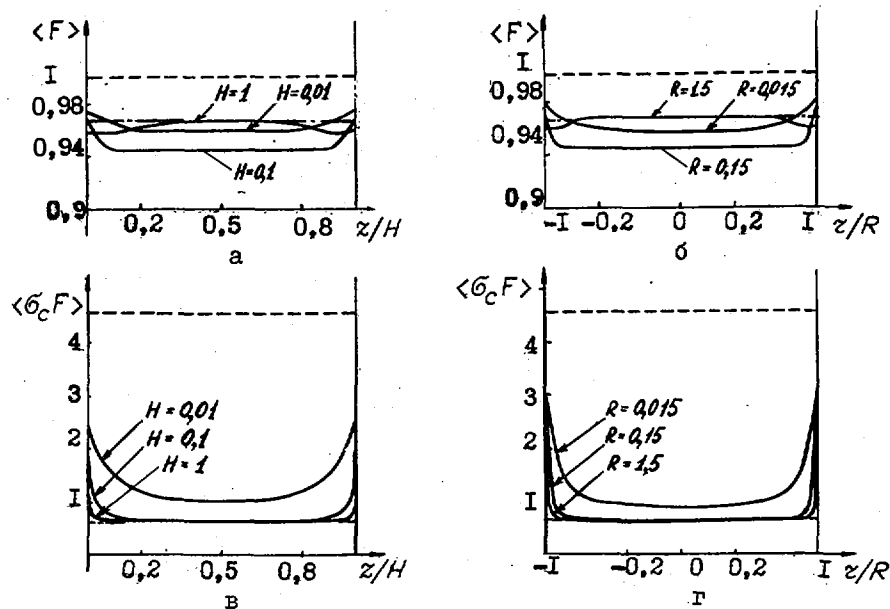


Рис.2. Пространственное распределение потока нейтронов (а,б) и поглощения (в,г) для 16 групп ^{238}U в случае слоя (а,в) и сферы (б,г)

На рис.3, а, б показан вклад поверхностного и объемного интегралов в формулу (13), для поглощения (14) этот вклад аналогичен. Вклад поверхностного интеграла в полный поток, как видно из рис.1-3, определяется величиной σ_p и геометрией ячейки, т.е. отношением $4V/S$, соответственно для сферы вклад поверхностного интеграла более значителен.

В конкретных прикладных задачах преимущественный вклад обычно дает либо поверхностный, либо объемный интеграл. Влияние резонансных эффектов на интегралы не одинаково. Для численной оценки этого влияния были рассчитаны величины относительной погрешности замены усредненных по энергии

поверхностных и объемных интегралов на соответствующие интегралы от средних сечений. На рис.4,а,б представлена величина относительной погрешности Δ_1 в зависимости от $\langle \Sigma \rangle \bar{\ell}$

$$\Delta_1 = \frac{\langle J_V(z, \sigma) \rangle - J_V(z, \langle \sigma \rangle)}{\langle J_V(z, \sigma) \rangle} 100\%$$

рассчитанной для 8-й группы железа и 16-й группы ^{238}U при одинаковых $\bar{\ell} = 4V/s$ для слоя и сферы. Относительная погрешность в зависимости от $\langle \Sigma \rangle \bar{\ell}$

$$\Delta_2 = \frac{\langle \sigma_c J_V(z, \sigma) \rangle - \langle \sigma_c \rangle J_V(z, \langle \sigma \rangle)}{\langle \sigma_c J_V(z, \sigma) \rangle} 100\%$$

для объемного поглощения представлена на рис.5,а,б. Соответствующие относительные погрешности

$$\Delta_3 = \frac{\langle J_S(z, \sigma) \rangle - J_S(z, \langle \sigma \rangle)}{\langle J_S(z, \sigma) \rangle} 100\%$$

$$\Delta_4 = \frac{\langle \sigma_c J_S(z, \sigma) \rangle - \langle \sigma_c \rangle J_S(z, \langle \sigma \rangle)}{\langle \sigma_c J_S(z, \sigma) \rangle} 100\%$$

для вычисления поверхностных интегралов представлены на рис.6,а,б, 7,а,б.

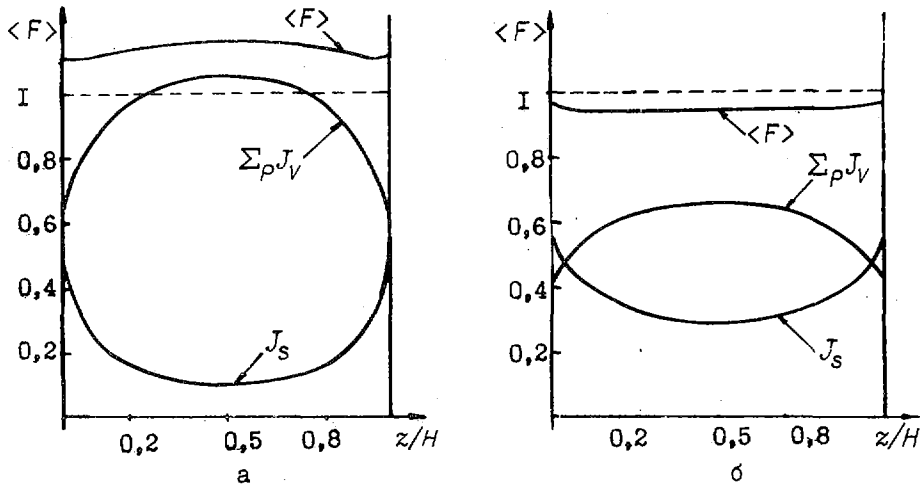


Рис.3. Вклад объемного и поверхностного интегралов в пространственное распределение потока нейтронов в случае плоского слоя для: а - 8-й группы железа ($H=1$); б - 16-й группы ^{238}U ($H=0,1$)

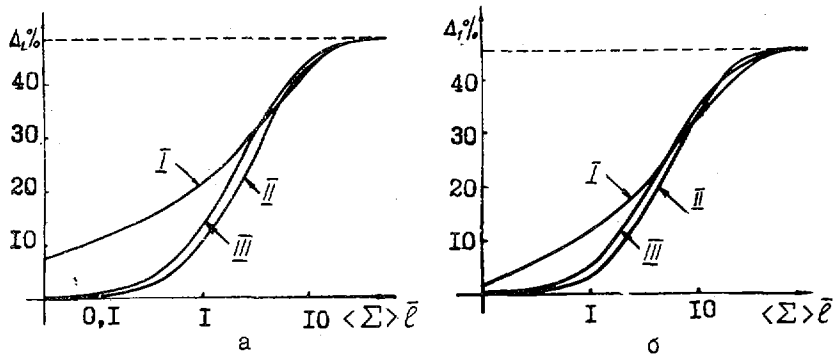


Рис.4. Относительная погрешность неучета резонансной структуры в расчете объемного интеграла для потока нейтронов: а - 8-я группа железа; б - 16-я группа ^{238}U ; I - центр плоского слоя; II - $r = 0$ (центр сферы); III - $r = R/2$ для сферы

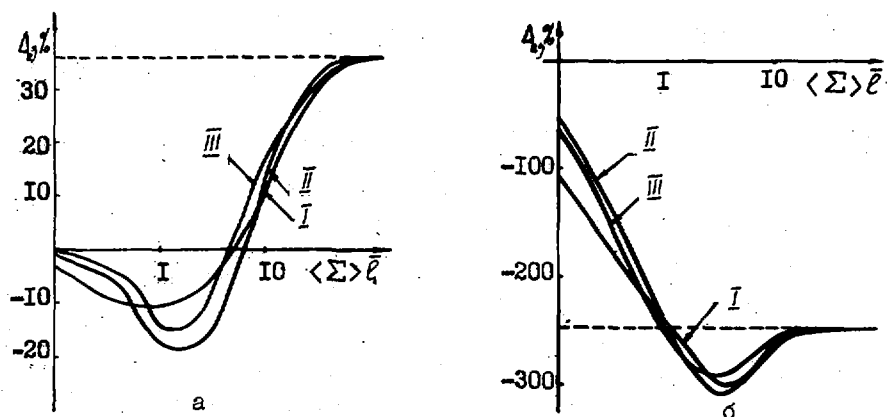


Рис.5. Относительная погрешность неучета резонансной структуры в расчете поверхностного интеграла для потоков нейтронов: а - 8-я группа железа; б - 16-я группа ^{238}U ; I - центр плоского слоя; II - $r = 0$ (центр сферы); III - $r = R/2$ для сферы

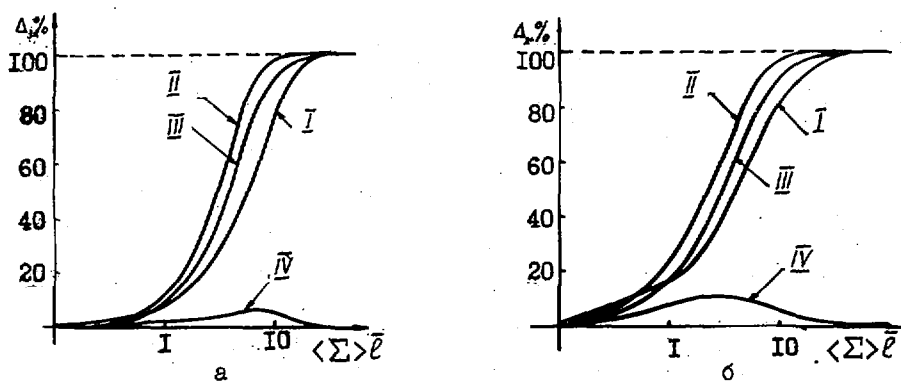


Рис.6. Относительная погрешность неучета резонансной структуры в расчете поверхностного интеграла для потока нейтронов: а - 8-я группа железа; б - 16-я группа ^{238}U ; I - центр плоского слоя; II - $r = 0$ (центр сферы); III - $r = R/2$; IV - $r = R$ (поверхность сферы)

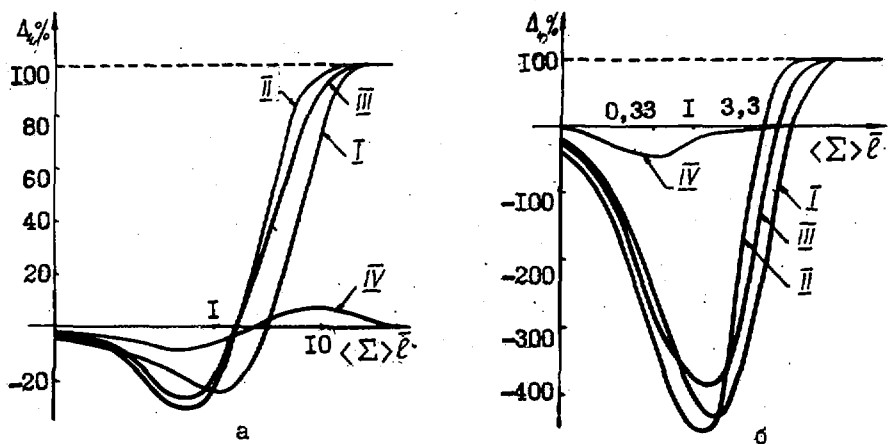


Рис.7. Относительная погрешность неучета резонансной структуры в расчете поверхностного интеграла для поглощения: а - 8-я группа железа; б - 16-я группа ^{238}U ; I - центр плоского слоя; II - $r = 0$ (центр сферы); III - $r = R/2$; IV - $r = R$ (поверхность сферы)

Как видно из рис. 4, 5, погрешности Δ_1 , Δ_2 для объемных интегралов невелики на больших толщинах и определяются соответственно отношением величин $\langle \frac{1}{\sigma} \rangle / \langle \sigma \rangle$ и $\langle \frac{\sigma_c}{\sigma} \rangle / \langle \sigma_c \rangle$ (пунктирная линия). Учет в интегралах при усреднении точного значения $\langle \frac{1}{\sigma} \rangle$, $\langle \frac{\sigma_c}{\sigma} \rangle$ может существенно снизить эти погрешности.

В то же время при сильной резонансной структуре сечений, что имеет место для 16-й группы ^{238}U , абсолютная величина погрешности Δ_2 на малых толщинах значительна.

При расчете поверхностных интегралов (14), (19) (см. рис. 6, 7), так же, как и захватных поверхностных интегралов, замена усреднения по энергетическому интервалу подстановкой величин $\langle \sigma_c \rangle$, $\langle \sigma \rangle$ может привести к большим относительным расхождениям. В задачах, где поверхностные интегралы на больших толщинах имеют большое значение, корректное энергетическое усреднение необходимо.

Проведенные численные расчеты можно выполнить в рамках подгруппового приближения для учета резонансной структуры сечений [22, 24]; результаты расчета будут менее точны, чем полученные в данной работе, вследствие правильного учета асимптотического поведения функции пропускания в модели одинаковых эквидистантных резонансов [13, 14], при этом метод подгруппы будет в практической реализации проще. Применение аппроксимационных выражений, позволяющих полностью или частично избежать интегрирования в формулах (17)–(26), может облегчить практическую реализацию метода одинаковых эквидистантных резонансов.

Аппроксимационные выражения

Для вычисления интегралов (17)–(26) желательно иметь приближенные формулы расчета выражений $\langle E_2(\sigma z) \rangle$, $\langle [1 - E_2(\sigma z)] / \sigma z \rangle$, $\langle E_1(\sigma z) \rangle$, $\langle [1 - \exp(-\sigma z)] / \sigma z \rangle$. Аппроксимации для $\langle [1 - \exp(-\sigma z)] / \sigma z \rangle$ представлены в работе [25]. Вычисление $\langle [1 - E_2(\sigma z)] / \sigma z \rangle$ и $\langle E_1(\sigma z) \rangle$ можно упростить, используя аппроксимации для $E_1(x)$ из работы [18]. Как следует из работы [26], $\langle \exp(-n\sigma) \rangle$ можно представить комбинацией функций $\exp(-nC)I_0(nD)$, где C и D – коэффициенты, зависящие от σ (для поглощения имеем точное равенство $\langle \sigma_c \exp(-n\sigma) \rangle = \langle \sigma_c \rangle \exp[-n(\sigma_m + \sigma_0/2)] I_0(n\sigma_0/2)$). Считая, что $\langle \exp(-n\sigma) \rangle \approx \exp(-nC)I_0(nD)$, получим

$$\langle E_1(\sigma z) \rangle \approx \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{D}{2C} \right)^{2k} \frac{\Gamma(2k, Cz)}{(k!)^2}, \quad (27)$$

$$\langle E_2(\sigma z) \rangle = zC \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{D}{2C} \right)^{2k} \frac{\Gamma(2k-1, Cz)}{(k!)^2}, \quad (28)$$

где $\Gamma(x, y)$ – неполная гамма-функция [27]. Первые члены рядов (27), (28) представляют собой значения $\langle E_1(\sigma z) \rangle$ и $\langle E_2(\sigma z) \rangle$ в отсутствие резонансной структуры (поскольку в этом случае $C = \langle \sigma \rangle$). Несколько начальных членов в формулах (27), (28) достаточно для вычисления $\langle E_1(\sigma z) \rangle$, $\langle E_2(\sigma z) \rangle$ на малых толщинах σz .

Для вычисления функции $E_2(x)$ подобрано приближение

$$E_2(x) \approx \exp(-x) \frac{x + 0,3535}{x^2 + 2x + 0,3535}, \quad (29)$$

удовлетворяющее предельным переходам при малых и больших x . Значение $A = 0,3535$ получено из равенства $\int_0^{\infty} E_2(x) dx = \int_0^{\infty} \exp(-x) \frac{x+A}{x^2+2x+A} dx$. Применение выражения (29) для вычисления $\langle E_2(\sigma z) \rangle$ дает погрешность не более 2,3% на всем интервале изменения σz ($0 \leq \sigma z \leq \infty$).

Полученные аппроксимационные выражения (27)–(29) можно применять как для вычисления интегралов (17), (26), так и для вычисления вероятностей избежать столкновения в блоке и первых столкновений в методе вероятностных столкновений [1, 6–8, 16, 17]. Наряду с применением мультигрупповых и подгрупповых методов использование теоретических моделей сечения (9), (10) может повысить точность реакторных расчетов в области неразрешенных резонансов.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Lewis E.E., Adler F.T. Nucl. Sci. Engng, 1968, v.31, p.117.
3. Karam R.A., Meftah B. Annals of Nucl. Energy, 1981, v.8, N 5.
4. Черник Дж. В кн.: Тр. Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1955). М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т.5, с.261.
5. Галанин А.Д. Теория гетерогенного ядерного реактора. М.: Атомиздат, 1971.
6. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов/Под ред. Г.А.Батя. М.: Энергоиздат, 1982.
7. Bonalumi R. Energia Nucl., 1961, v.8, p.326.
8. Рязанов Б.Г. Препринт ФЭИ-651. Обнинск, 1976.
9. Додь А.И. "Вестн АН БССР", 1972, т.3, с.5.
10. Орлов В.В. Тр. Физико-энергетического института. М.: Атомиздат, 1974, с.157.
11. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
12. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
13. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.3(47), с.16.
14. Комаров А.В. Препринт ФЭИ-1310. Обнинск, 1982.
15. Лалетин Н.И. В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1958). [Докл. советских ученых]. М.: Атомиздат, 1959. Т.2, с.635.
16. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1961.
17. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М.: Мир, 1972.
18. Справочник по специальным функциям./Под ред. М.Абрамовиц, И.М.Стиган. М.: Наука, 1979.
19. Stuart G.W. Nucl. Sci. Engng, 1957, v.2, p.617; Stuart G.W., Woodruff R.W. Ibid., 1958, v.3, p.339.
20. Makino K. Nucleonic, 1967, v.9, N 7, p.351.
21. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1971.
22. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
23. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53).
24. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Атомная энергия, 1970, т.29, с.11; 1971, т.20, с.416.
25. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Препринт ФЭИ-894. Обнинск, 1979.
26. Комаров А.В. Препринт ФЭИ-1075. Обнинск, 1980.
27. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1962.

Статья поступила в редакцию 27 июля 1983 г.

УДК 539.170

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ¹¹B
НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА КЕРМА-ФАКТОРА

И.М.Бондаренко, Э.Е.Петров

EVALUATION OF n+¹¹B CROSS SECTIONS USING EXPERIMENTAL DATA FOR THE CALCULATION OF KERMA FACTOR. New evaluation of n+¹¹B cross sections using experimental data was performed for the neutron energy range from 0,001 to 16 MeV. Evaluated and experimental cross sections are compared to ENDF/B-IV and are presented graphic. These results are used for the calculation of kerma factor. Plot of this kerma factor is presented as a function of the neutron energy.

Быстрое развитие ядерной энергетики постоянно выдвигает новые и непрерывно возрастающие требования к полноте, точности и надежности ядерных данных, в первую очередь нейтронных сечений и керма-факторов. Имеющиеся погрешности в ядерных данных приводят к слишком большим неопределенностям в

расчетах переноса нейтронов и пространственного распределения тепловыделения. При проектировании ядерных энергетических установок допустимая погрешность пространственного распределения тепловыделения должна быть не более 10-20%. Ядерные данные следует разделять на необходимые для расчета переноса нейтронов и необходимые для расчета керма-факторов. Для точного расчета керма-факторов при взаимодействии нейтронов с ядрами рассматриваемого вещества нужна точная и полная информация по каждой реакции.

Данная работа является продолжением работ [1,2], в которых изучались свойства гидрида лития и карбида бора с точки зрения тепловыделения от нейтронов, и посвящена уточнению нейтронных сечений для изотопа ^{11}B . Эти сечения использовались для расчета нейтронного керма-фактора ^{11}B .

В последние годы в литературе [3-6] появились новые экспериментальные данные по изотопу ^{11}B . Так, в работах [3-5] представлены экспериментальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов, а в работе [6] приведены данные измерения полного сечения при энергиях нейтронов 1-14 МэВ. Эти данные существенно отличаются, например, от рекомендованных в оценке ENDF/B-IV [7]. Сравнение рекомендованных сечений по оценке ENDF/B-IV с другими экспериментальными результатами [8-10] показывает заметное расхождение для энергий нейтронов выше 0,2 МэВ. Это и послужило основой для проведения новой оценки.

В данной работе на основе анализа экспериментальных данных выполнена оценка полного набора сечений для изотопа ^{11}B . При взаимодействии нейтронов энергии выше 1 кэВ с ядрами ^{11}B возможны следующие реакции [11]: упругого рассеяния, неупругого рассеяния на дискретных уровнях, (n, γ) , $(n, 2n)$, (n, p) , (n, d) , (n, t) , (n, α) и $(n, n'\alpha)$. Сечение реакции (n, γ) в этой области энергий нейтронов, согласно экспериментальным данным работы [12], очень мало, поэтому в настоящей работе не рассматривается. Полностью отсутствуют экспериментальные данные по реакции $(n, n'\alpha)$ ($Q = -8,665$ МэВ), поэтому сечение этой реакции также не рассматривается в данной работе.

Полное сечение. В области энергий нейтронов от 1 до 100 кэВ полное сечение по оценке ENDF/B-IV хорошо согласуется с имеющимися в этой области экспериментальными данными [8]. Поэтому рекомендованное в настоящей работе полное сечение в этой области энергий соответствует оценке ENDF/B-IV. Для оценки полного сечения использовались: в области энергий нейтронов 0,1-1 МэВ экспериментальные данные работ [8-10], в области энергий 1-14 МэВ - данные работ [6,9,10], выше 14 МэВ - результаты работы [13].

Оценка полного сечения вне области резонансов производилась методом наименьших квадратов. Экспериментальные данные для каждого случая обрабатывались отдельно, а потом полученные данные с весом, обратно пропорциональным погрешности экспериментальных данных, обрабатывались совместно. В области резонансов значения полного сечения соответствуют расчетным значениям по R-матричной теории в работах [3,4]. Необходимо отметить, что в области энергий нейтронов 7,35-14 МэВ имеются надежные и с хорошим разрешением экспериментальные данные работы [6], а выше 14 МэВ - данные работы [13]. Поэтому точность и надежность оцененного полного сечения в этих областях энергий нейтронов будет определяться точностью и надежностью этих экспериментальных данных.

Рекомендованное полное сечение по оценке данной работы и по оценке ENDF/B-IV приведено на рис. I-3, а, б. Расхождение составляет до 50%, погрешность используемых при анализе экспериментальных данных работ [6,8,9,13] не превышает 3%, а работы [10] - 10%. Если принять гипотезу о нормальном распределении случайных значений экспериментальных данных и их погрешности, то на основе общепринятой процедуры оценки погрешности получаем погрешность рекомендованного полного сечения не более 5% во всей области энергий нейтронов. Экспериментальные данные работ [6,8,10] на рис. I-3 не приводятся.

Сечение упругого рассеяния. По-прежнему мало экспериментальных данных по сечению упругого рассеяния. Для энергий нейтронов до 2,5 МэВ из-за малости сечения реакции (n, γ) сечение упругого рассеяния практически совпадает с полным сечением. Для оценки сечения упругого рассеяния в области энергий нейтронов 2,5-8 МэВ использовались экспериментальные данные и расчетные значения по R-матричной теории работ [3,4], а в области энергий нейтронов 8-16 МэВ - данные работ [5,17].

На рис. I-3 приведено рекомендованное сечение упругого рассеяния по оценке данной работы и по оценке ENDF/B-IV. Расхождение сечения по этим двум оценкам в области энергий нейтронов 0,2-16 МэВ составляет до 50%. Так как для энергий нейтронов до 2,5 МэВ сечение упругого рассеяния является почти полным сечением, то погрешность сечения упругого рассеяния в этой области энергий нейтронов - не более 5%. В остальной области энергий нейтронов точность и достоверность рекомен-

дованного сечения определяются точностью и достоверностью экспериментальных результатов работ [3-5, 17]. Абсолютная ошибка результатов этих работ 5%. Экспериментальные данные работы [15] из-за большой погрешности при анализе не рассматривались.

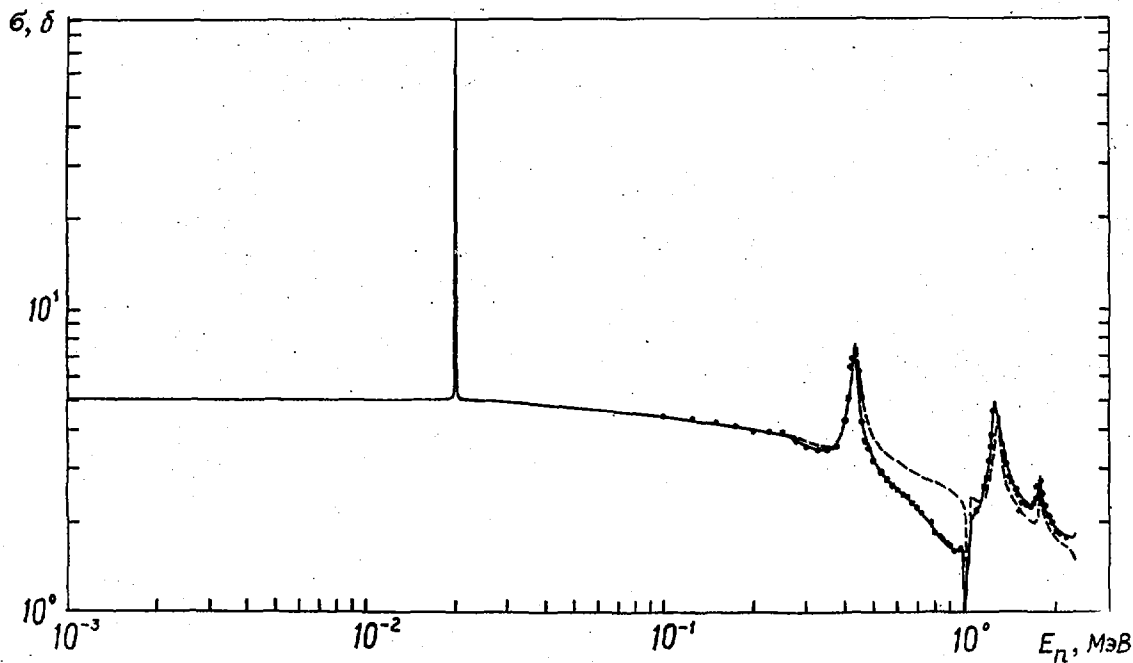


Рис.1. Полное сечение в области энергий нейтронов 0,001-2,3 МэВ по оценкам: — — — — — данной работы; - - - - - ENDF/B-IV; • - работы [9]

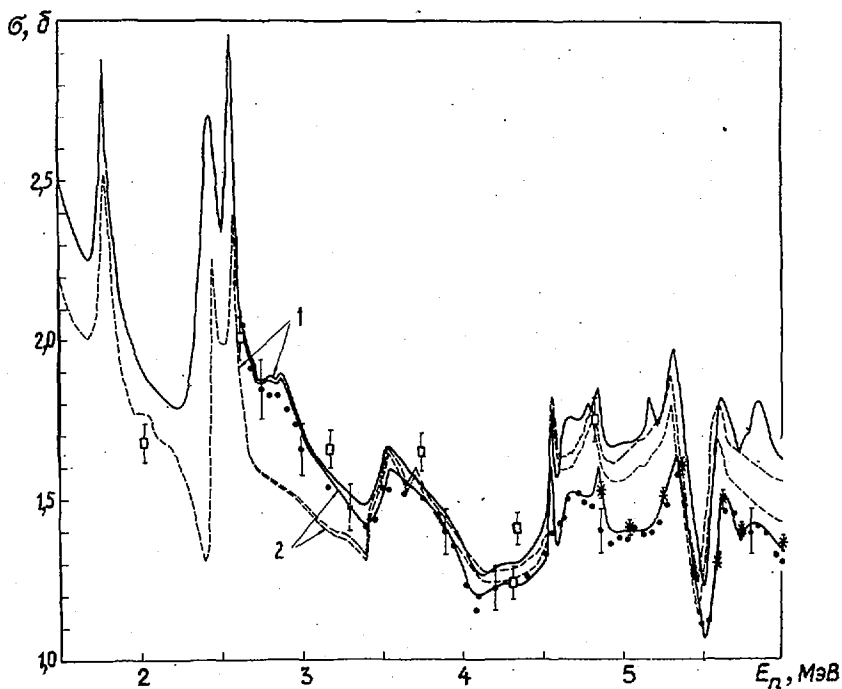


Рис.2. Полное сечение (1) и сечение упругого рассеяния (2) в области энергий нейтронов 1,5-5 МэВ по оценкам: — — — — — данной работы; - - - - - ENDF/B-IV; • - работы [4]; □ - работы [15]

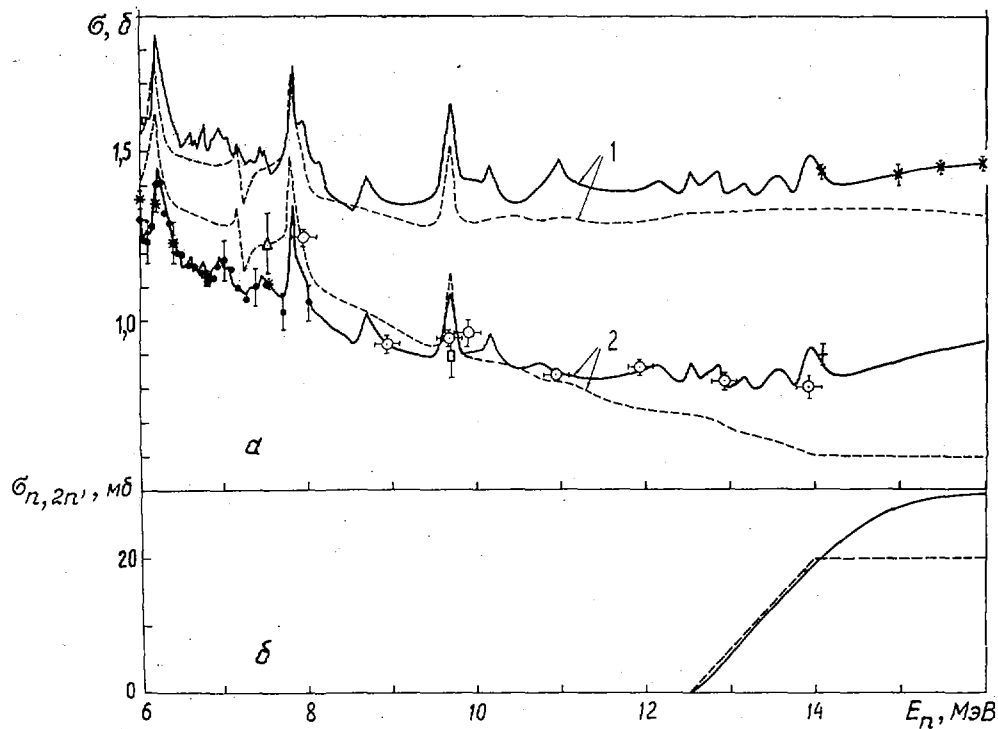


Рис.3. Полное сечение (1), сечение упругого рассеяния (2) (а) и сечение реакции $(n, 2n)$ (б) в области энергии нейтронов 6–16 МэВ по оценкам: ———— данной работы; - - - - ENDF/B-IV; * - работы [3]; • - работы [4]; ○ - работы [5]; × - работы [13]; Δ - работы [16]; + - работы [17]; □ - работы [18]

Сечения неупругого рассеяния. В области энергий нейтронов от порога до 16 МэВ оценка сечений неупругого рассеяния нейтронов на дискретных первых трех уровнях ($E_\lambda = 2,125; 4,445; 5,021$ МэВ) основана на анализе экспериментальных данных работ [3–5, 14–18]. Для энергий нейтронов до 3,2 МэВ рекомендованное сечение неупругого рассеяния на первом уровне следует экспериментальным данным работы [14]. В области энергий нейтронов 3,2–16 МэВ рекомендованные сечения неупругого рассеяния на первых трех дискретных уровнях получены на основе анализа данных работ [3–5, 15–17]. Сечения неупругого рассеяния на более высоких дискретных уровнях получено вычитанием сечений всех возможных реакций из полного.

Все рекомендованные сечения неупругого рассеяния на дискретных уровнях приведены на рис.4 и 5.

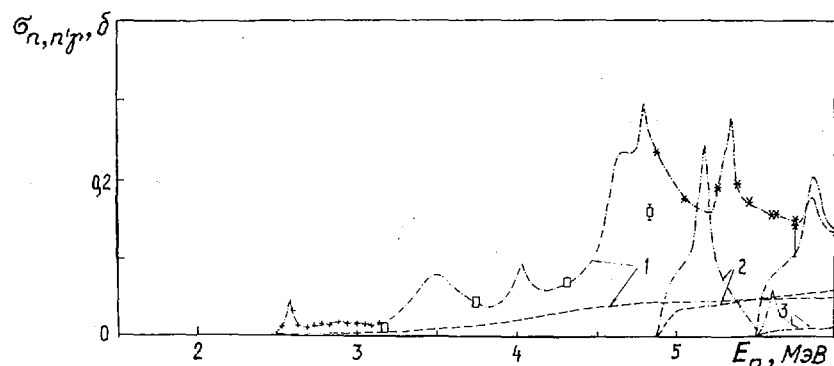


Рис.4. Сечения неупругого рассеяния в области энергий нейтронов до 6 МэВ на дискретных условиях: 1 - на первом ($E_\lambda = 2,125$ МэВ); 2 - на втором ($E_\lambda = 4,445$ МэВ); 3 - на третьем ($E_\lambda = 5,021$ МэВ); по оценкам следующих работ: - - - - ENDF/B-IV; * - [3]; + - [14]; □ - [15]

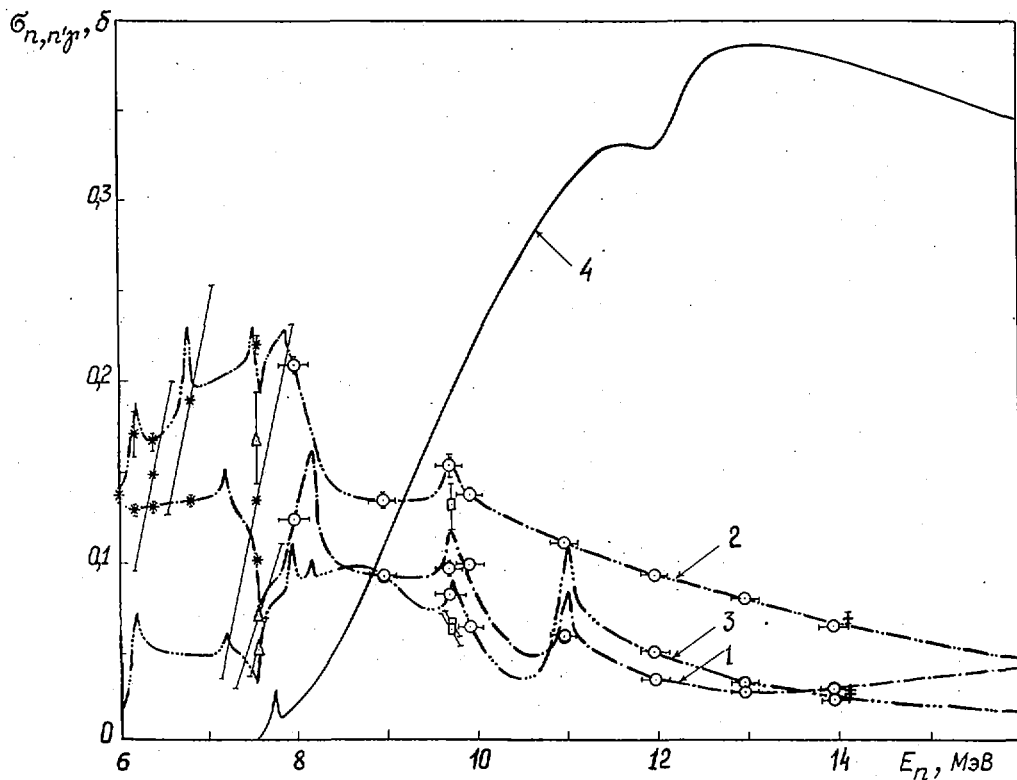


Рис.5. Сечения неупругого рассеяния в области энергий нейтронов 6–16 МэВ на дискретных уровнях: 1 – на первом ($E_\lambda = 2,125$ МэВ); 2 – на втором ($E_\lambda = 4,445$ МэВ); 3 – на третьем ($E_\lambda = 5,021$ МэВ); 4 – на более высоких; по оценкам следующих работ: * – [3]; \odot – [5]; Δ – [16]; + – [17]; \square – [18]

Из рис.4 видно, что сечения неупругого рассеяния на первых трех уровнях по оценке ENDF/B-IV, занижены по сравнению с экспериментальными данными и данными, рекомендованными настоящей работой. Точность рекомендованных сечений в области энергий нейтронов 2,5–3,2 МэВ определяется точностью экспериментальных данных работы [14], а в области энергий нейтронов 8–14 МэВ – точностью данных работы [5]. В остальной рассматриваемой области энергий нейтронов погрешность сечений большая и может достигать 20%.

Оценка сечения реакции $(n, 2n)$ выполнена на основе рекомендации работы [19]. Это сечение приведено на рис.3 и для энергий нейтронов до 15 МэВ хорошо согласуется с оценкой ENDF/B-IV.

Сечения поглощения нейтронов с испусканием заряженных частиц. Из всех реакций поглощения нейтронов с испусканием заряженных частиц для реакции (n, α) получено больше всего экспериментальных данных [20–23]. Реакции (n, p) , (n, d) и (n, t) изучались только в области энергии нейтронов 14–14,8 МэВ [24–26]. Следует отметить, что эти сечения по оценке ENDF/B-IV хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис.6). В области энергий нейтронов 15–20 МэВ в оценке ENDF/B-IV использована линейная экстраполяция. В данной работе для сечений реакций (n, p) , (n, d) и (n, t) из-за отсутствия в этой области энергий нейтронов экспериментальных данных использовалась параболическая экстраполяция.

В настоящей работе более подробно рассмотрена реакция (n, α) . В области энергий нейтронов 14–20 МэВ рекомендованное сечение реакции (n, α) следует экспериментальным данным работ [22, 23]. Кроме того, из полного сечения выделены парциальные сечения реакции $n + {}^{11}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li}^*$ ($E_\lambda = 0$; 0,981; 2,26; 3,21 МэВ). Все сечения поглощения нейтронов с испусканием заряженных частиц приведены на рис.6.

Керма-фактор. С учетом выполненной оценки всех сечений в данной работе вычислен керма-фактор по методике, изложенной в работе [1]. Керма-фактор приведен на рис.7. По мнению авторов нас-

тоящей работы, приведенная оценка всех сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ^{11}B лучше соответствует имеющимся экспериментальным данным и вычисленный керма-фактор более точен, чем по оценке ENDF/B-IV.

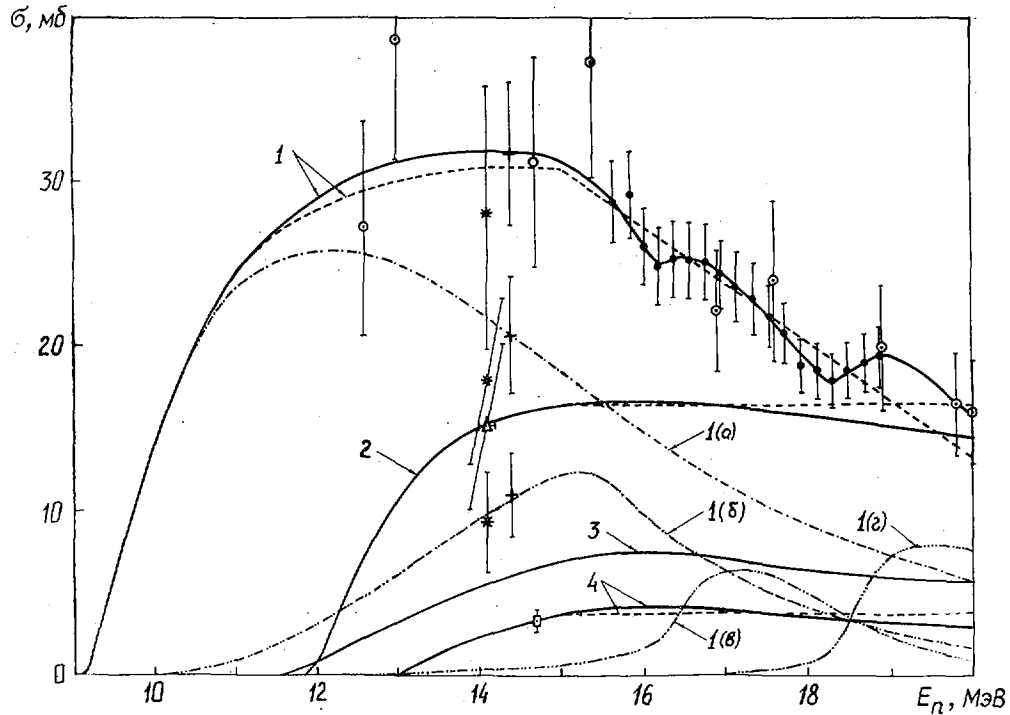


Рис.6. Сечения поглощения нейтронов с испусканием заряженных частиц: 1 - полное сечение реакции (n, α) ; 1(a), 1(b), 1(c), 1(d) - частичные сечения реакции $^{11}\text{B}(n, \alpha)^8\text{Li}^*$ соответственно для $E_\alpha = 0; 0,981; 2,261; 3,21$ МэВ; 2 - сечение реакции (n, t) ; 3 - сечение реакции (n, d) ; 4 - сечение реакции (n, p) ; по оценкам следующих работ: --- ENDF/B-IV; * - [20]; + - [21]; • - [22]; ○ - [23]; □ - [24]; △ - [26]

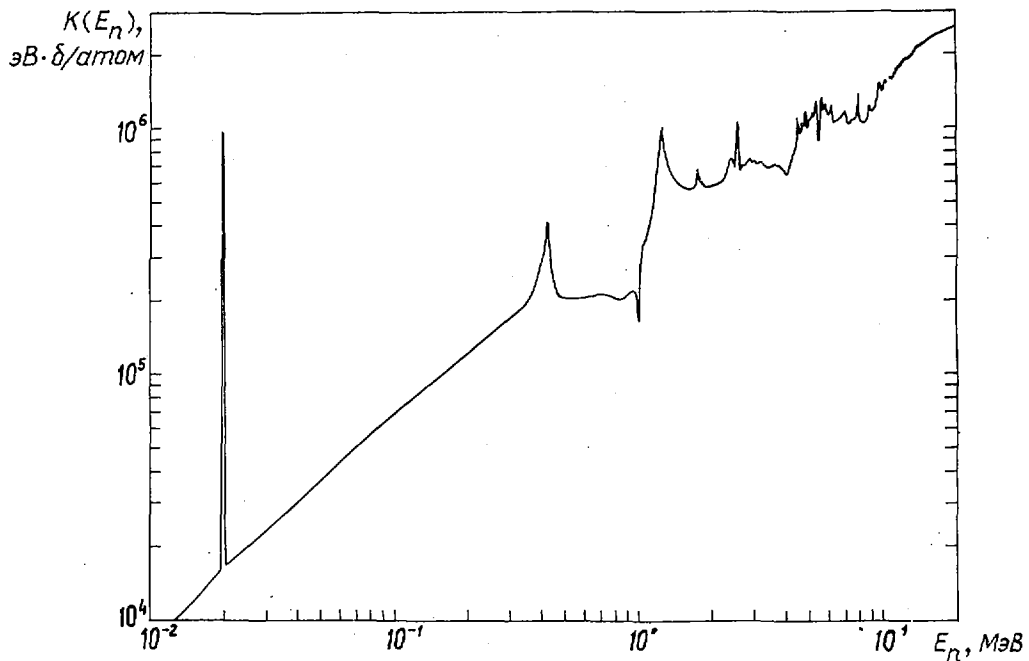


Рис.7. Керма-фактор в области энергий нейтронов 0,001-20 МэВ

Список литературы

- I. Бондаренко И.М. Керма-факторы при взаимодействии нейтронов с гидридом лития. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.4(31), с.83.
2. Бондаренко И.М. Керма-факторы при взаимодействии нейтронов с карбидом бора. Там же, 1979, вып.1(32), с.119.
3. Kochler P.E. e.a. - Nucl. Phys., 1983, v.A394, N 1/2, p.221.
4. White R.M. e.a. Ibid., 1980, v.A340, N 1, p.13.
5. Glendinning S.G. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.80, N 2, p.256.
6. Auchampaugh G.F., Plattard S., Hill N.W. Ibid., 1979, v.69, N 1, p.30.
7. Cowan C. ENDF/B evaluation for ¹¹B. ENL, 1971. MAT 1160.
8. Mooring F.P., Monahan J.E., Huddleston C.M. Nucl. Phys., 1966, v.82, N 1, p.16.
9. Lane R.O. e.a. Phys. Rev., 1970, v.C2, N 6, p.2097.
10. Cance M., Cabe J., Labat M. CEA-R-4524, 1973.
11. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1980, v.A336, N 1, p.1.
12. Imhof W.L. e.a. Phys. Rev., 1962, v.125, N 4, p.1334.
13. Cook C.F., Bonner T.W. Ibid., 1954, v.94, N 3, p.651.
14. Lind D.A., Day R.B. Ann. Phys., 1961, v.12, N 3, p.485.
15. Porter D., Coles R.E., Wyld K. AWRE-O-45/70, 1970.
16. Hopkins J.C., Drake D.M. Nucl. Sci. and Engng, 1969, v.36, N 3, p.275.
17. Alder J.C., Vaucher B. Nucl. Phys., 1970, v.A147, N 3, p.657.
18. Cookson J.A., Locke J.G. Ibid., v.A146, N 2, p.417.
19. Mather D.S. e.a. AWRE-O-47/69, 1969.
20. Bormann M. e.a. Zeitschrift für Physik, 1973, Bd 258, N 4, S. 285.
21. Antolkovic B., Rupnik D. Nucl. Phys., 1979, v.A325, N 1, p.189.
22. Scobel W., Bormann M. Zeitschrift für Naturforschung, 1970, Bd A25, N 10, S. 1406.
23. Armstrong A.H., Frye G.M. Jr. Phys. Rev., 1956, v.103, N 2, p.335.
24. Kantele J., Gardner D.G. Nucl. Phys., 1962, v.35, N 3, p.353.
25. Miljanić D., Furić M., Valković V. Ibid., 1968, v. A119, N 2, p.379.
26. Wyman M.E., Fryer E.M., Thorpe M.M. Phys. Rev., 1958, v.112, N 4, p.1264.

Статья поступила в редакцию 26 июля 1983 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в Международной системе СИИДА

Element	S	A	Quan- tity	Labo- rato- ry	Work- type	Energy (ev)		Page	Comments
						min	max		
B	011		TOT		EVAL	1.0	0 1.6	7	BONDARENKO +GRAPHS
B	011		DEL		EVAL	2.5	6		
B	011		DIN		EVAL	7.5	6 1.6	7	
TH	230		NU	FBI	EXPT		SPON		MALINOVSKY+NUBAR
TH	232								
U	235								
U	238								
Np	237								
PU	239								
PU	240								
PU	241								
AM	242								
CF	252								

СОДЕРЖАНИЕ

Сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1983 г.*

Вып. I(50) - 5(54)

Нейтронные константы и параметры

Александров Б.М., Соловьев С.М., Солошенко П.С., Фунштейн В.Б., Хлебников С.В. Сечения деления нейтронами 241Am, 238U, 240Pu, 241Pu	I(50),3	Лейтан А., Кечкмети Й., Шафар Й., Хорань М., Клуче Д., Дьяченко П.П., Циксайки В.М. Спектры мгновенных нейтронов в диапазоне энергий 10 кэВ < E _n < 3 МэВ при делении ²³⁹ Pu и ²³³ U тепловыми нейтронами	2(51),22
Малыновский В.В., Кузьминов Б.Д., Воробьева В.Г. Ковариационная матрица экспериментальных данных по энергетической зависимости ν при делении ядер ²³² Th, ²³⁶ U, ²³⁸ U, ²³⁷ Np нейтронами	I(50),4	Адель-Фаузи М., Фёрч Г., Миттаг З., Шмидт Д., Зедигер Д., Штрайль Т., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 10 МэВ на ²⁷ Me, ²⁸ Si и ³² S	2(51),25
Морозов В.М., Зубов П.Г., Лебедева Н.С. Измерения σ_t для ²³⁵ U и ²³⁸ U в области энергий нейтронов 1,5-2,0 МэВ с разрешением ~ 2 кэВ	I(50),II	Ахметов Е.З., Кашинов Д.К., Кадиканов М.М., Конкс В.А., Коспанов Н.К. Измерение полных сечений взаимодействия ультракоротких нейтронов с некоторыми газами	2(51),28
Немировский П.Э. Энерговыделение осколков деления ²³⁹ Pu, ²⁴¹ Pu, ²³³ U, ²³⁸ U	I(50),I4	Кравченко И.В., Кривцов А.С. Исследование влияния неопределенностей в оцененных ядерных данных на точность расчета среднего сечения смеси продуктов деления	2(51),31
Орлов Б.Д., Беланова Т.С., Игнатик А.В., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н. Оценка сечений радиационного захвата быстрых нейтронов нечетными изотопами самария и европия	I(50),25	Вертман Е.Г. Оптимизация блоков регистрации запаздывающих нейтронов для установки активационного анализа на уран и торий	2(51),37
Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А., Можухин Э.Н., Правдинский Н.М., Суховицкий В.Ш. Исследование механизма рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами молибдена	I(50),40	Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Анализ сечений ядерных реакций при средних энергиях в рамках теоретических моделей	3(52),3
Грудзевич О.Т., Давлетшин А.Н., Тимонков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А., Тужиков В.В., Шерман Л.Е. Сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ²³⁶ U в интервале энергий 0,15-1,1 МэВ	2(51),3	Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С. Определение погрешностей резонансных кривых на основе Паде-аппроксимации	3(52),II
Коньшин В.А., Морозовский Г.Б. Тестирование резонансных параметров ²³⁹ Pu в области энергий 4-50 эВ	2(51),15	Фёрч Г., Шмидт Д., Зедигер Д., Штрайль Т., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ⁶⁷ Li и ⁷¹ Li при начальной энергии 8,90 МэВ	3(52),16

* Цифры после названия статьи обозначают номера выпусков и страницы.

Саржисов А.А., Мартемьянов И.Н.,
Богуславский А.М.

Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов ядрами железа в области энергий 0,1-0,8 МэВ 3(52),19

Ловчикова Г.Н., Сальников О.А.,
Симаков С.П., Сухих С.Э., Поляков А.В., Труфанов А.М.

Исследование спектров нейтронов эмиссии из ^{235}Pu при энергии бомбардирующих нейтронов 4,9 МэВ 3(52),23

Ваньков А.А., Гостева Л.С.,
Украинцев В.Ф.,

Анализ экспериментов по пропусканию для ^{238}Pu в области неразрешенных резонансов 3(52),27

Ваньков А.А., Тошков С., Украинцев В.Ф., Чан Хань Май, Янева Н.

Групповые константы и характеристики структуры нейтронных сечений для ^{232}Th , ^{240}Pu , ^{242}Pu в области неразрешенных резонансов 3(52),33

Вертман Е.Г.

Метрологические параметры метода запаздывающих нейтронов для анализа геологических объектов на уран 3(52),39

Балашкин А.В., Буржиков Н.С.,
Лурьев Б.В., Руденко А.П., Сальников О.А., Трякова В.И.

Нейтронные спектры реакции (α, xn) 3(52),42

Синица В.В.

Расчет факторов самозакранировки сечений в области неразрешенных резонансов в пакете прикладных программ ГРУКОМ 5(54),3

Малиновский В.В., Воробьева В.Г.,
Кузьминов Б.Д.

Обзор результатов измерений среднего числа мгновенных нейтронов деления 5(54),19

Комаров А.В., Лукьянов А.А.

Применение метода одинаковых эквидистантных резонансов для расчета пространственного распределения нейтронов в блоке в области неразрешенных уровней 5(54),56

Бондаренко И.М., Петров Э.В.

Оценка сечений взаимодействий нейтронов с ядрами ^{11}B на основе экспериментальных данных для расчета керма-фактора 5(54),65

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

Овечкин В.В., Чесалин В.Н., Шкабура И.А.

Гамма-излучение ^{238}Pu 2(51),39

Адьясевич В.П., Антоненко В.Г.

Угловые и энергетические зависимости анализируемых способностей зеркальных ядерных реакций $^2\text{H}(\bar{d}, p)^3\text{H}$ и $^2\text{H}(\bar{d}, n)^2\text{He}$ при низких энергиях до 0,5 МэВ 2(51),41

Дмитриев П.П.

Систематика выходов ядерных реакций для толстой мишени при энергии протонов 22 МэВ 2(51),57

Звенигородский А.Г., Агурев В.А., Дунаев И.Б., Дунаева С.А.,
Ломтев Г.А., Матвей В.Н., Шаповалов А.Ф.

Аппаратно-программный комплекс для работы по оценке ядерно-физических констант 2(51),61

Ядерно-реакторные данные

Гудков А.Н., Живун В.М., Звонарев А.В., Золотов А.Ф., Колдобский А.Б., Колеганов Ю.Ф., Колосакин В.М., Кривашев С.В., Шивень Н.С.

Определение выходов продуктов деления ^{237}Np нейтронами спектра активной зоны быстрого реактора гамма-спектрометрией 1(50),48

Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачева Л.В.

Оценка нейтронных данных ^{232}Th в области неразрешенных резонансов 1(50),50

Дулин В.А.

Оценка точности групповых расчетов возмущений критичности реакторов 1(50),63

Васильев Б.А., Евсеев А.Я., Жилкин А.С., Звонарев А.В., Золотов А.Ф., Казанский Ю.А., Козлов В.П.,
Матвеев В.И., Троянов М.Ф., Черный В.А., Шестопалов Е.В., Ширяев В.Н.

Исследование энерговыделения в ТВС реактора БН-600 по активности осколков деления 1(50),74

Гарусов Е.А., Грачев С.Д.

Влияние сферического изменения формы поверхности на критичность цилиндрического реактора 1(50),78

Ваньков А.А.

Измерение и оценка ядерных констант топливно-сырьевых изотопов - актуальная физическая задача 4(53),3

- Комаров А.В., Лукьянов А.А.
Оценка факторов резонансного самозакранирования ^{238}Pu в области неразрешенных резонансов 4(53), 8
- Ваньков А.А., Тонков С., Украинцев В.Ф., Янева Н.
Групповые сечения и факторы резонансного самозакранирования ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов 4(53), 18
- Воротынец М.Ф., Воропаев А.И., Цивсаров В.А., Возяков В.В., Дмитриева В.С.
Анализ погрешностей алгоритмов подготовки групповых констант в инженерных расчетах быстрых реакторов 4(53), 26
- Крова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П., Титаренко Д.Е., Кошкин С.Ф., Шведов О.В., Фадимов Е.А., Папков А.С., Кокорин И.И.
Эффективные резонансные интегралы ториевых стержней, содержащих инертный разбавитель 4(53), 38
- Анчикина Л.А., Каминский А.С., Субботин Е.С.
Измерение диффузионной длины графитовой кладки усовершенствованным методом призм 4(53), 44
- Возяков В.В., Кузин Е.Н., Литяев В.М., Шапарь А.В.
Энергетические спектры нейтронов критических сборов быстрого физического стенда 4(53), 49
- Данилычев А.В., Матвеев В.И., Шакин Г.М.
Эффекты реактивности в быстрых реакторах с гетерогенной активной зоной 4(53), 56
- Лопаткин А.В., Ганев И.Х., Точный Я.В.
О возможности снижения скорости некоторых пороговых реакций в blankets гибридного термоядерного реактора 4(53), 63

Редакторы: Е.Е.Гудкова, Н.С.Овсянникова, Е.И.Ходакова
Технический редактор С.И.Халилмуллина
Корректоры: Г.Н.Балашова, Г.С.Платонова, Е.М.Спирidonова

Подписано в печать 19.12.83.

Печать офсетная.

Индекс 3645.

Печ.л. 9,25.

Т-23926.

Уч.-изд.л. 6,5.

4 статьи.

Формат 60x84 1/8.

Тираж 367 экз.

Зак.тип. № 28

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, ас/ящ 971

УДК 539.125.5.173.162.3

РАСЧЕТ ФАКТОРОВ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ПАКЕТЕ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ГРУКОН/В.В.Синица. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54), с. 3-19.

Приведена схема расчета факторов резонансной самоэкранировки сечений в области неразрешенных резонансов, реализованная в пакете прикладных программ ГРУКОН. На типичных примерах показано, что выбранное алгоритмом число узлов в схемах интегрирования близко к оптимальному. Методическая погрешность результатов расчета факторов самоэкранировки не превысила 2%, что согласуется с результатами расчетов, выполненных другими авторами по иной методике (рис.7, табл.3, список лит. - 26 назв.).

УДК 539.173

ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ/В.В.Малиновский, В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54), с.19-56.

Сделан обзор опубликованных после 1972 г. результатов измерений среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при спонтанном и вынужденном делении нейтронами тяжелых ядер ($Z \geq 90$). Обзор включает как числовые данные, так и существенную информацию об экспериментах: метод измерения, тип использованного детектора, величины поправок и погрешностей измерений. Экспериментальные данные приведены к единому стандарту. Представлены исправления некоторых опубликованных ранее данных. Представлены средневзвешенные значения $\bar{\nu}_p$ для спонтанного деления и деления тепловыми нейтронами тяжелых ядер (рис.15, табл.16, список лит. - 116 назв.).

УДК 539.125.5.523:43

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ОДИНАКОВЫХ ЭКВИДИСТАНТНЫХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В БЛОКЕ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ УРОВНЕЙ/А.В.Комаров, А.А.Лукьянов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54), с.56-65.

На основе интегрального уравнения Дайерлса и с использованием для энергетической зависимости сечений в неразрешенной области модели одинаковых эквидистантных резонансов проводится расчет пространственного распределения потока нейтронов и резонансного поглощения в гетерогенной ячейке. Анализируются простейшие одномерные геометрии, для которых получены простые аппроксимационные формулы (рис.7, список лит. - 27 назв.).

УДК 539.170

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{11}B НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА КЕРМА-ФАКТОРА/И.М.Бондаренко, Э.В.Петров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54), с.65-71.

Новая оценка сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ^{11}B выполнена на основе анализа экспериментальных данных в области энергии нейтронов 0,001-16 МэВ. Рекомендованные и экспериментальные сечения представлены графически и сравниваются с оценкой ENDF-IV. С учетом этих рекомендованных сечений вычислен керма-фактор. Результаты представлены графически в зависимости от энергии нейтронов (рис.7, список лит. - 26 назв.).

1 p. 50 k.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1983, вып.5 (54), с.1-74