

С 342Г

М-692

6/Т-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2455



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОГО ОЗНАЧЕНИЯ

Ф.Ф. Михайлус, Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов

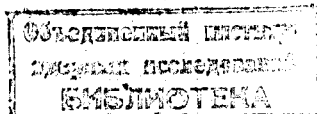
РАСЧЕТ МНОГОКРАТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО РАДИАЦИОННОМУ ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ

1965

P-2455

Ф.Ф. Михайлус, Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шапов

РАСЧЕТ МНОГОКРАТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО РАДИАЦИОННОМУ ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ



Создание в последнее время мощных импульсных источников нейтронов и усовершенствование детекторов сделали возможными тщательные измерения сечений радиационного захвата и упругого рассеяния нейтронов в широком интервале энергий. Методика подобных экспериментов подробно освещена в ряде работ, опубликованных в последние годы /1,2,3,4/.

В экспериментах по определению парциальных сечений требование достаточной скорости счета диктует выбор образцов такой толщины, что становится существенным учет многократных взаимодействий нейтронов с ядрами образца. При интерпретации результатов таких измерений, как правило, пользуются методом площадей, однако полные площади под "кривыми поглощения", определяющие среднюю скорость поглощения нейтронов в образце, или площади под "кривыми рассеяния", определяющие среднюю скорость рассеяния образцом, в окрестности резонанса становятся весьма сложными функциями параметров исследуемого уровня и толщины образца. Это обстоятельство существенно усложняет интерпретацию результатов измерений и приводит к необходимости достаточно точного решения задачи переноса нейтронов в плоских образцах с резонансной зависимостью сечений от энергии.

Условиям экспериментов по измерению парциальных сечений достаточно хорошо соответствует задача о переносе нейтронов в плоском слое исследуемого вещества от плоского мононаправленного источника с заданным спектром.

Дифференциальная плотность потока, усредненная по азимутальному углу θ и по плоскости образца Π

$$\phi(z, \mu, E) = \frac{1}{2\pi \Pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int dx dy \phi(x, y, z, \vec{\Omega}, E), \quad (1)$$

удовлетворяет следующему уравнению

$$\mu \frac{\partial \phi(z, \mu, E)}{\partial z} + \Sigma(E) \phi(z, \mu, E) =$$

$$= 2\pi \sum_{\nu} \int dE' \Sigma_{\nu}^{(\nu)}(E') \int_{-1}^1 d\mu' g_{\nu}(\mu_0, E, E') \phi(z, \mu', E')$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \phi(N, \mu, E) &= 0, \text{ если } \mu \leq 0 \\ \phi(0, \mu, E) &= S(E) \delta(\mu - \mu_a), \text{ если } \mu > 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $S(E)$ – энергетический спектр нейтронного потока, падающего на единицу поверхности образца $z = 0$ в направлении асосо μ_a в интервале энергий (E_a, E_ω) , заключающем рассматриваемые уровни; $\Sigma(E) = \sum_{\nu} \Sigma^{(\nu)}(E)$ – полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами образца; $\xi_{\nu}(\mu_0, E, E')$ – функция плотности вероятности замедления нейтрона от энергии E' до E при угле рассеяния асосо μ_0 на ядре изотопа ν . Суммирование в правой части (2) распространяется на все изотопы ν , составляющие вещество образца. В дальнейшем везде будет использоваться для описания нейтронных сечений вблизи резонансной энергии одноуровневая формула Брейта-Вигнера, включающая интерференцию между резонансным и потенциальным рассеянием в предположении $2kR \ll 1$. Доплеровское уширение за счет теплового движения ядер также везде включено в расчеты.

Для определения ожидаемого счета в каналах анализатора при известных характеристиках измерительной аппаратуры знание дифференциального потока нейтронов $\phi(z, \mu, E)$ является достаточным, но полное решение уравнения (2) представляет задачу крайне трудную в силу существенной зависимости сечений от энергии. Однако подробные сведения о пространственном и энерго-угловом распределении потока нейтронов в образце не являются необходимыми для интерпретации результатов измерений парциальных сечений. Для этой цели необходимо вычисление некоторых функционалов от нейтронной плотности.

Измеряемой величиной в экспериментах по радиационному захвату является полное число нейтронов $P(E_0)$, поглощенных в образце, из числа $S(E_0)$, падающих с энергией E_0 на единичную площадь образца, т.е.

$$P(E_0) = S(E_0) \int_{-1}^1 d\mu \int_0^H dz \int_0^{E_0} dE' \frac{\sum_{\nu} \gamma(E')}{\Sigma(E')} \Psi(z, \mu, E', E_0), \quad (4)$$

где $\Psi(z, \mu, E, E_0) = \Sigma(E) \phi(z, \mu, E, E_0)$ – дифференциальная плотность столкновений нейтронов в образце, причем $\phi(z, \mu, E, E_0)$ удовлетворяет уравнению (2) с граничными условиями (3) при $S(E) = \delta(E - E_0)$.

Анализ параметров уровней проводится по площади под "кривой поглощения". Таким образом, в случае экспериментов по радиационному захвату интерес представляет вычисление функционала

$$P = \int_{E_\omega}^{E_a} dE_0 p(E_0). \quad (5a)$$

При самсияндикации ^{/5/} спектр падающего на образец потока $S_T(E_0)$ определяется нейтронами, прошедшими без столкновений через фильтр толщины H_T , состоящий из того же вещества, что и образец:

$$S_T(E_0) = S(E_0) e^{-H_T \sigma(E_0)} \quad (6)$$

Тогда число радиационных захватов в образце в интервале энергий источника (E_a, E_ω) определяется следующим функционалом:

$$P_T = \int_{E_\omega}^{E_a} dE_0 S(E_0) e^{-H_T \sigma(E_0)} \int_{-1}^1 d\mu \int_0^H dz \int_0^{E_0} dE \frac{\sum_{\nu} \gamma(E)}{\Sigma(E)} \psi(z, \mu, E, E_0). \quad (5b)$$

Функционал, описывающий число рассеянных образцом нейтронов, можно выразить через дифференциальный поток нейтронов на границах образца:

$$R = \int_{E_\omega}^{E_a} S(E_0) dE_0 \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{E_0} dE [\phi(H, \mu, E, E_0) + \phi(0, -\mu, E, E_0)] \quad (5b)$$

Определение параметров нейтронных резонансов из совокупности экспериментов по рассеянию и радиационному захвату нейтронов представляет обратную задачу теории переноса нейтронов через вещество. При любом способе решения такой задачи необходимо уметь достаточно точно и оперативно вычислять функционалы (5a) – (5b).

В самой общей постановке задача определения параметров резонансов требует для своего решения обработки весьма обширной информации, что вызвано как значительным числом независимых переменных в функционалах (5a) – (5b), так и большим объемом вычислений, необходимых для определения значений этих функционалов при заданной системе параметров.

Однако существуют такие предельные ситуации, когда эта задача существенно упрощается, и функционалы (5a) – (5b) могут быть в явном виде выражены через параметры рассматриваемого уровня и хорошо известную площадь провала $A_D^{(1)}$ на кривой пропускания ^{/6,7/}. Если эксперименты проводятся в таких условиях, что допустимо пренебрежение вкладом в величины P, P_T или R нейтронов, поглотившихся после рассеяния, то число поглощенных нейтронов в образце определяется поглощением в первом столкновении:

$$P_1 = \int_{E_\omega}^{E_\alpha} \Sigma(E_0) \frac{\Sigma_\gamma(E_0)}{\Sigma(E_0)} (1 - e^{-N\sigma(E_0)}) dE_0 \quad (7)$$

Это справедливо в случае применения тонких образцов ($N\sigma \ll 1$) и при условии $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ в случае измерения захвата нейтронов, или $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ при измерении рассеяния.

В тех случаях, когда можно пренебречь интерференцией потенциального и резонансного рассеяний, величины P_1 , P_{1T} и R_1 можно выразить ^{/3,5/} через $A_D^{(1)}$ и параметры уровня следующим образом:

$$P_1 = S_0 \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A_D^{(1)} \quad (8a)$$

$$P_{1T} = S_0 \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} e^{-N_T \sigma_{sp}} (A_{D+T}^{(1)} - A_T^{(1)}) \quad (8б)$$

где $A_{D+T}^{(1)} = \int_{E_\omega}^{E_\alpha} [1 - e^{-(N_D + N_T)\sigma(E)}] dE$

$$R_1 = S_0 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A_D^{(1)} \quad (8в)$$

Преимущество выражений (8a) – (8в) очевидно: лишь два параметра $N_0 \Gamma / \Delta$ и Γ / Δ входят в неявном виде через функцию $A_D^{(1)}(N_0 \Gamma / \Delta, \Gamma / \Delta)$, причем подробные таблицы этой функции ^{/7/} позволяют графически решать обратную задачу. Однако применение тонких образцов далеко не всегда возможно из-за малой скорости набора информации, а условия для Γ_n и Γ_γ тем более не могут изменяться по желанию экспериментатора.

В связи с этим необходимо развитие методов достаточно точного учета многократных взаимодействий нейтронов с ядрами образца.

Приближенный подход к решению этой задачи был осуществлен Драпером ^{/8/}.

В основе метода Драпера лежат следующие основные допущения, позволяющие существенно упростить расчет поправок на многократное взаимодействие нейтронов:

1) Расчет проводится для случая, когда резонансное взаимодействие выражается только симметричным членом $\sigma(E) = \frac{\sigma_0}{1+x^2}$. Интерференцией между резонансным и потенциальным рассеянием пренебрегается, а потенциальное рассеяние рассматривается отдельно, как самостоятельный эффект.

2) Предполагается, что после каждого последующего столкновения в образце захватывается одна и та же доля нейтронов, т.е.

$$A^{(s)} / A^{(s+1)} = A^{(1)} / A^{(2)}, \quad (s = 2, 3, \dots) \quad (9)$$

Применяя первое предположение к функционалу (5a) и полагая $S(E_0) = 1$, получим

$$P = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \int_{E_\omega}^{E_\alpha} dE_0 \int_0^E dE \int_{-1}^1 d\mu \int_0^H dz \psi(z, \mu, E, E_0) = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A \quad (10)$$

где A – средняя плотность столкновений в образце в интервале энергий (E_α, E_ω) .

Эту величину можно записать в виде суммы по кратности столкновений:

$$A = \sum_{s=1}^{\infty} A^{(s)};$$

$$A^{(1)} = \int_{E_\omega}^{E_\alpha} (1 - e^{-N\sigma(E)}) dE$$

$$A^{(s)} = \int_{E_\omega}^{E_\alpha} dE_0 \int_0^E dE \int_{-1}^1 d\mu \int_0^H dz \Psi_s(z, \mu, E, E_0) \quad (s = 2, 3, 4, \dots)$$

Тогда полное число нейтронов, поглощенных в образце после рассеяния, представляется следующим функционалом:

$$P_n = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \sum_{s=2}^{\infty} A^{(s)} \quad (11)$$

Используя второе допущение, можно выразить средние величины полного поглощения или рассеяния нейтронов образцом через $A^{(1)}$, $A^{(2)}$ и параметры уровня и записать для функционалов (5a) – (5в) следующие приближенные выражения:

$$P^{(D)} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{A^{(1)}}{1 - \frac{A^{(2)}}{A^{(1)}}}$$

$$R^{(D)} = \frac{A^{(1)} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} - \frac{A^{(1)}}{A^{(2)}} \right)}{1 - \frac{A^{(2)}}{A^{(1)}}} \quad (12)$$

$$P_T^{(D)} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{\frac{A^{(2)}}{T}}{1 - \frac{A^{(2)}}{A^{(1)}} \frac{A^{(1)}}{T}}$$

где $A^{(1)}$ совпадает для единичного источника с площадью $A_D^{(1)}$, а $A_T^{(1)} = A_{D+T}^{(1)} - A_D^{(1)}$.

Такой подход к решению задачи сводит в нашем случае вычисление функционалов (5а)-(5в) к расчету средней плотности вторых столкновений $A^{(2)}$, так как остальные величины, входящие в P , известны. Допущения, лежащие в основе вывода приближенных соотношений (12), имеют эвристический характер, и пределы применимости этих выражений для правильной оценки эффекта многократного рассеяния трудно определить априори.

Строгий подход к решению этой задачи обеспечивается методом Монте-Карло, который был применен, например, в работах [9,10]. Однако при этом использовались простейшие модификации метода, требующие значительных затрат машинного времени. Применяемые в настоящей работе способы увеличения статистической эффективности метода Монте-Карло позволяют весьма оперативно реализовать на ЭВМ алгоритм вычисления функционалов (5а)-(5в). Поэтому точные расчеты могут широко использоваться как для уточнения приближенных значений параметров уровней, так и для прямой интерпретации результатов комплекса измерений рассеяния и радиационного захвата нейтронов путем решения сформулированной выше обратной задачи. Возможность построения оперативного алгоритма оценки методом Монте-Карло функционалов (5а)-(5в) связана в первую очередь с тем, что для плоско-параллельных образцов, независимо от вида спектра источника, вычисление вклада за счет первого столкновения нейтронов с ядрами образца легко может быть осуществлено численным интегрированием. В то же время даже для предельно больших толщин образцов, применяемых в экспериментах, этот вклад существенен. Это обстоятельство снижает требования к точности расчета вклада многократных рассеяний, который уже осуществляется с помощью статистических испытаний. Таким образом метод Монте-Карло используется для вычисления следующих функционалов:

$$P_n = \int_{E_\omega}^{E_a} dE_0 S(E_0) \int_0^{E_0} d\mu \int_0^1 dz \sum_{\nu} \gamma_{\nu}(E) \phi_n(z, \mu, E, E_0), \quad (13)$$

где $\phi_n(z, \mu, E, E_0)$ - плотность потока нейтронов, претерпевших по крайней мере одно столкновение в образце, удовлетворяет уравнению, которое можно получить из (2) с граничными условиями (3):

$$\begin{aligned} \phi_n(z, \mu, E, E_0) = & \\ = \frac{1}{\mu} \int_0^z e^{-\Sigma(E)z'} \frac{\Sigma(E)}{\mu} dz' \{ & 2\pi \sum_{\nu} \int_0^{E'} dE'' \sum_{\mu'} \gamma_{\nu}(E'') \int_0^1 dz'' \sum_{\mu''} \gamma_{\nu}(E'', \mu'', E', E_0) \} + \\ + \frac{S(E)}{\mu} \int_0^z dz' e^{-\Sigma(E)z'} \frac{\Sigma(E)}{\mu} & 2\pi \sum_{\nu} \sum_{\mu'} \gamma_{\nu}(E) g_{\nu}(1, E_0, \mu', E) e^{-\Sigma(E_0)z'} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{где} \quad \gamma(\mu) = \begin{cases} 0 & \mu \geq 0 \\ 1 & \mu < 0 \end{cases}$$

Применение метода Монте-Карло для вычисления функционала (13), даже с использованием аналитического усреднения [11] сталкивается с типичной трудностью, которая состоит в том, что область определения функции $S(E_0)$, целиком заключающая рассматриваемый резонанс, значительно превосходит область, где функция ценности нейтронов относительно поглощения после рассеяния существенно отлична от нуля.

Эта последняя определяется поведением функции

$$Q_n(E_0) = \int_0^{E_0} dE \int_{-1}^1 d\mu \int_0^z \sum_{\nu} \gamma_{\nu}(E) \phi_n(z, \mu, E, E_0) dz. \quad (15)$$

В случае, когда интересуются полным числом рассеянных нейтронов, соответствующая функция ценности определяется следующим выражением:

$$Q_n^{(R)} = \int_0^{E_0} dE \int_0^1 d\mu [\phi_n(H, \mu, E, E_0) + \phi_n(0, -\mu, E, E_0)] \mu. \quad (16)$$

Таким образом, если не принимать во внимание поведение функций ценности в рассматриваемом интервале энергий и осуществлять выборку начальных энергий нейтронов соответственно спектру источника $S(E_0)$, то подавляющая часть историй не будет эффективна для статистической оценки функционалов (13) или (5в). Однако, как видно из (15) и (16), функции ценности связаны с плотностью потока, и их вычисление задача столь же трудная, как и исходная. Между тем, если бы функция ценности $Q_n(E_0)$ была известна, то оценка функционала (13) свелась бы к вычислению интеграла

$$P_n = \int_{E_\omega}^{E_a} S(E_0) Q_n(E_0) dE_0, \quad (17)$$

и наиболее эффективное использование метода Монте-Карло для этой цели состояло бы в оценке математического ожидания случайной величины G , распределенной со следующей функцией плотности:

$$dG = \frac{S(E_0) Q_n(E_0) dE_0}{\int_{E_\omega}^{E_a} S(E_0) Q_n(E_0) dE_0}. \quad (18)$$

Точная функция ценности зависит как от толщины образца, как так и от параметров исследуемого резонанса.

Если для образца малой толщины ($H\sigma_0 \ll 1$) она имеет вид

$$\frac{\sum_{\nu} \gamma_{\nu}(E_0)}{\Sigma(E_0)} (1 - e^{-H\sigma_0}) \approx H\sigma_{\nu}(E_0),$$

то при больших толщинах функция ценности может иметь два максимума и достигать минимума вблизи резонансной энергии, что связано с возрастанием доли нейтронов, поглощенных после рассеяния.

Иллюстрацией этого факта может служить рис. 1, на котором приведено сопоставление экспериментальной и рассчитанной методом Монте-Карло функций ценности относительно поглощения нейтронов в образце M_n^{55} для уровня 332 эв, полученных Болингером и Кеннетом^{19/}, а также результаты наших расчетов. (Экспериментальные данные нормированы на полную площадь под кривой $Q(E_0)$ в интервале энергий 200-525 эв).

Для увеличения статистической эффективности метода Монте-Карло в случаях, подобных рассматриваемому, выгодно применять способ существенной выборки. При этом способе начальные значения энергий нейтронов выбираются из распределения, близкого к функции ценности относительно оцениваемого функционала (в нашем случае $Q_n(E)$). Если удастся построить такую функцию $\bar{Q}(E_0)$, которая достаточно хорошо описывает основные особенности точной функции ценности $Q_n(E)$ и при этом достаточно проста для вычислений, то такая приближенная функция ценности может быть использована для организации существенной выборки начальных энергий нейтронов. Действительно, функционал (13) тождественным образом приводится к следующему виду:

$$P_n = \int_{E_0}^{E_a} dE_0 \bar{S}(E_0) R(E_0) \int_0^E dE \int_{-1}^1 d\mu \int_0^H dz \Sigma_\gamma(E) \phi_n(z, \mu, E, E_0), \quad (19)$$

где

$$\bar{S}(E_0) = \frac{S(E_0) \bar{Q}(E_0)}{\int_{E_0}^{E_a} S(E_0) \bar{Q}(E_0) dE_0} \quad (20a)$$

$$R(E_0) = S(E_0) / \bar{S}(E_0). \quad (20b)$$

Тогда вычисление методом Монте-Карло величины P_n сводится к оценке математического ожидания случайной величины

$$P_n = M O \left\{ R(E_0) \int_0^E dE \int_{-1}^1 d\mu \int_0^H dz \Sigma_\gamma(E) \phi_n(z, \mu, E, E_0) \right\}, \quad (21)$$

причем случайная переменная E_0 распределена с плотностью вероятности (20a).

Поскольку в рассматриваемых задачах основной эффект определяется небольшим числом столкновений, применение этого способа вместе с использованием условных

вероятностей при оценке случайной функции ϕ_n позволяет построить достаточно оперативный алгоритм вычисления функционалов (13) и (5b). При построении приближенной функции ценности относительно захвата нейтронов в образце после рассеяния оказалась удачной следующая модель поведения нейтронов в плоском слое. Будем считать, что нейтроны могут распространяться внутри образца эффективной толщины H^* только вдоль оси z в положительном и отрицательном направлениях.

В процессе переноса от одной граничной поверхности к противоположной все нейтроны источника могут испытать не более одного столкновения без изменения направления, причем в результате "рассеяния" энергия всех нейтронов изменяется на одну и ту же величину, равную средней логарифмической потере на столкновение $\bar{\xi}$. Нейтроны, не вышедшие из образца, испытывают полное внутреннее отражение на границе образца. В соответствии с такой моделью приближенная плотность k -тых столкновений $\bar{\psi}_k(E_0)$ и вероятность поглощения в $k+1$ -ом столкновении \bar{p}_{k+1} запишутся следующим образом:

$$\bar{\psi}_k(E) = \prod_{i=1}^k \frac{\Sigma_a(E_i)}{\Sigma(E_i)} (1 - e^{-H^* \sigma(E_i)}) \quad (22)$$

$$\bar{p}_{k+1}(E_0) = \frac{\Sigma_\gamma(E_{k+1})}{\Sigma(E_{k+1})} [1 - e^{-H^* \sigma(E_{k+1})}] \bar{\psi}_k(E_0), \quad (23)$$

где $E_i = E_0 e^{-(i-1)\bar{\xi}}$;

$$\bar{\xi} = \sum_\nu \frac{\xi^{(\nu)}}{\Sigma_\nu} / \sum_\nu \frac{\Sigma_\nu^{(\nu)}}{\Sigma_\nu} ;$$

$$\xi^{(\nu)} = 1 + \frac{(M_\nu - 1)^2}{2M_\nu} \ln \frac{M_\nu - 1}{M_\nu + 1} .$$

Суммируя величины \bar{p}_{k+1} по k от 1 до ∞ , получаем приближенную функцию ценности:

$$\bar{Q}(E_0) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\Sigma_\gamma(E_{k+1})}{\Sigma(E_{k+1})} (1 - e^{-H^* \sigma(E_{k+1})}) \prod_{i=1}^k \frac{\Sigma_a(E_i)}{\Sigma(E_i)} (1 - e^{-H^* \sigma(E_i)}) . \quad (24)$$

Такое представление приближенной функции ценности обладает важным свойством точной функции ценности, а именно, ее максимум смещен от резонансной энергии в сторону больших энергий, и это смещение тем существеннее, чем больше толщина образца и чем сильнее резонансное рассеяние преобладает над поглощением.

Функция $\bar{Q}(E_0)$ в предельном случае $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ переходит в точную функцию ценности

$$Q(E) = \frac{\sum \gamma(E_0)}{\Sigma(E_0)} (1 - e^{-N^* \sigma(E_0)}).$$

В выражении (24) для функции $Q(E_0)$ входит как параметр величина N^* , варьируя которую, можно было бы подбирать наиболее подходящую форму $Q(E_0)$. Заметим, однако, что отклонение N^* от N не оказывает существенного влияния на эффективность применения приближенной функции ценности (24) для существенной выборки начальных энергий нейтронов, так как такое отклонение скорее влияет на абсолютные значения $Q(E_0)$, чем на ее форму, а в формулах (20а) и (20б) она входит в нормированном виде.

Такая нестрогость к изменению величины N^* позволяет пользоваться методом подобных траекторий с одной функцией ценности для широкого диапазона толщин образцов. Заметим еще, что приближенная функция ценности относительно поглощения после рассеяния оказывается близкой к функции ценности относительно рассеяния нейтронов образцом, когда $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$, и поглощение становится преобладающим процессом.

При измерениях радиационного захвата нейтронов наибольшие трудности из-за многократных взаимодействий возникают при изучении резонансов с $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$. Для них поправка на захват после рассеяния играет существенную роль, а применение тонких образцов ($N\sigma \leq 0,3$) делает эксперимент очень длительным и далеко не всегда возможным из-за скорости счета детектора.

Именно для такого случая нами была применена описанная выше методика расчета поправок. Для определения параметров нейтронных резонансов цинка были проделаны измерения пропускания и радиационного захвата с образцами нескольких толщин^{12/}.

Параметры $\sigma \Gamma_n$ и Γ были получены методом площадей из измерений пропускания.

Для нахождения радиационной ширины использовалось суммарное число отсчетов (а, у) - детектора по резонансу

$$\sum N_i = \frac{\Gamma_\gamma A^{(1)}}{\Gamma} \Pi(E_0) \epsilon_\gamma (1 + f_\gamma + f_n), \quad (25a)$$

где $\Pi(E_0)$ число нейтронов, падающих на образец; ϵ_γ - эффективность регистрации (а, у) реакции детектором; f_γ - поправочный фактор, связанный с захватом нейтронов в образце после рассеяния; $f_n = \frac{\Gamma_n \epsilon_n}{\Gamma_\gamma \epsilon_\gamma}$ - поправочный фактор, связанный с регистрацией детектором рассеяния нейтронов.

Из эксперимента получается величина

$$C = \frac{\sum N_i}{\Pi(E) \epsilon_\gamma} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A^{(1)} (1 + f_\gamma + f_n), \quad (25b)$$

и для извлечения величины $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A^{(1)}$, которая непосредственно позволяет получить Γ_γ , нужно определить фактор f_γ . Второй поправочный фактор f_n не нуждается в специальном расчете. Как уже указывалось выше, f_γ можно найти расчетным путем с использованием ряда допущений, как в работе Драпера^{18/}, или, более строго, методом Монте-Карло.

В таблице 1 приведены результаты расчета методом Монте-Карло величин $P^{(1)}$, $P^{(2)}$ и P_n , характеризующих вероятности захвата нейтронов в первом, втором и в любом, кроме первого, столкновениях. В первом столбце даны предварительные значения параметров, использованные в расчете. С помощью величин $P^{(1)}$ и P_n были определены величины $(f_\gamma)_{м.к.} = P_n / P^{(1)}$, приведенные в шестом столбце таблицы 1. Для сравнения в той же таблице даны значения этой же поправки $(f_\gamma)_D$, рассчитанные на основании работы Драпера^{18/}. В последнем столбце даны значения $C_{эксп.}$ полученные при измерении радиационного захвата нейтронов в резонансах цинка.

Сравнение величин f_γ , полученных при расчете разными методами, показывает, что они, в основном, удовлетворительно согласуются между собой, однако при больших толщинах образцов для резонанса 530 эв значения $(f_\gamma)_{м.к.}$ и $(f_\gamma)_D$ очень сильно расходятся. Одной из возможных причин такого разногласия могло быть то, что в работе^{18/} не учитывается интерференция.

Для проверки были проведены дополнительные расчеты методом Монте-Карло для резонанса 530 эв, из которых была исключена интерференция резонансного и потенциального рассеяний. Такое изменение практически не повлияло на величину $P^{(1)}$ (2% для толщины образца $64 \cdot 10^{20}$ яд/см² и меньше - для более тонких образцов), но привело к уменьшению $P^{(2)}$ на 8-10% для всех толщин. В случае, когда $P^{(2)} / P^{(1)} > 0,5$, это существенно меняет поправку, как это видно из формулы (12). В этой связи следует отметить, что при переходе к более высоким энергиям, где роль интерференции становится существенной, использование поправки $(f_\gamma)_D$ будет вообще некорректно.

Влияние интерференции объясняет примерно половину расхождения между $(f_\gamma)_{м.к.}$ и $(f_\gamma)_D$, а остальное, возможно, связано с другими приближениями. Для оценки чувствительности поправки f_γ к принятым параметрам резонанса были проведены расчеты по методу Монте-Карло при измененных величинах $\sigma \Gamma_n$ или Γ_γ . Для резонанса 530 эв увеличение $\sigma \Gamma_n$ на 20% практически не повлияло на $P^{(1)}$, как и следовало ожидать в случае $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, а P_n увеличилась для всех толщин в таком

же отношении. Таким образом, поправка для случая $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ может оцениваться для одного значения параметра $g\Gamma_n$, а последующие приближения можно делать, исходя из указанной зависимости f_γ от $g\Gamma_n$. Еще менее чувствительна величина поправки к вариации Γ_γ . При увеличении Γ_γ для того же резонанса на 30% f_γ уменьшилась на 3% для образца толщиной $5,8 \cdot 10^{20}$ яд/см² и на 8% - для образца толщиной $64 \cdot 10^{20}$ яд/см². Примерно так же меняется f_γ для резонанса 226 эв, у которого $\Gamma_n \approx 2\Gamma_\gamma$.

Эти результаты позволяют сделать вывод, что повторные расчеты поправки f_γ методом Монте-Карло, связанные с уточнением параметров, в большинстве случаев не потребуются. Измерение величины $C_{\text{эксп}}$ для образцов разной толщины позволяет провести сравнение расчетной и экспериментальной поправок. Для уменьшения влияния ошибки в $C_{\text{эксп}}$, связанной с неточностями в определении $\Pi(E_\gamma)$, удобнее проводить сравнение с соответствующими расчетными величинами отношений $C_{\text{эксп}}(H_1) / C_{\text{эксп}}(H_2)$, полученных для образцов разной толщины. Как следует из (25б), это отношение не содержит потока и эффективности детектора. Расчетные величины $C_{\text{МК}}$ и $C_{\text{Д}}$ могут быть получены соответственно в виде

$$C_{\text{м.к.}} = P^{(1)} [1 + f_n + (f_\gamma)_{\text{м.к.}}] \quad (26)$$

$$C_{\text{Д}} = P^{(1)} [1 + f_n + (f_\gamma)_{\text{Д}}] \quad (27)$$

На рис. 2 приведены расчетные кривые отношений $C(H_1)/C(H_2)$ для резонансов 226 эв и 530 эв, где $C(H_1)$ соответствует минимальной толщине измеряемого образца. Сплошные кривые рассчитаны методом Монте-Карло, пунктирные - по Дранеру. На том же рисунке нанесены экспериментальные точки для соответствующих толщин образцов.

Легко видеть, что для резонанса 530 эв, для которого значения f_γ сильно расходятся, экспериментальная точка хорошо согласуется с расчетом методом Монте-Карло.

Это является подтверждением того, что метод Монте-Карло дает надежные результаты даже в случае больших толщин образцов в резонансах с $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, где поправка очень велика.

Применение этого метода позволит поднять точность измерений радиационного захвата нейтронов.

Таблица 1

Параметры резонанса	$\frac{N_{\text{яд}}}{\text{см}^2}$ (в ед. 10^{20})	$P^{(1)}$	$P^{(2)}$	P_n	$(f_\gamma)_{\text{м.к.}}$	$(f_\gamma)_{\text{Д}}$	$C_{\text{эксп.}}$	
$E_0 = 226$ эв	0,23	0,0663	0,00048(2)	0,00048(2)	0,007	0,006	$0,062 \pm 0,009$	
	1,02	0,2733	0,0073(3)	0,00745(3I)	0,027	0,028		
	1,30	0,3397	0,0112(4)	0,0114(4)	0,033	0,036	$0,31 \pm 0,04$	
	$g\Gamma_n = 0,53$ эв	5,15	1,011	0,099(3)	0,105(3)	0,10	0,10	$1,07 \pm 0,015$
$\Gamma_\gamma = 0,40$	5,80	1,094	0,116(4)	0,124(4)	0,114	0,111		
	$f_n = 0,02 \pm 0,003$	17,9	2,087	0,419(10)	0,475(12)	0,228	$0,187 \pm 0,33$	
	64,3	4,009	1,12(3)	1,38(3)	0,345	0,33		
	100	5,027	1,46(4)	1,87(5)	0,374			
$E_0 = 530$ эв	0,23	0,03133	0,00171(6)	0,00175(6)	0,056	0,05		
	1,02	0,1250	0,0208(8)	0,0220(4)	0,176	0,22	$0,264 \pm 0,04$	
	1,30	0,1516	0,0320(6)	0,0340(6)	0,225	0,28		
	$g\Gamma_n = 11,3$ эв	5,15	0,4427	0,190(3)	0,250(4)	0,56	0,58	
$\Gamma_\gamma = 0,18$ эв	5,80	0,4700	0,209(3)	0,2890(4)	0,62	0,61	$1,28 \pm 0,20$	
	$f_n = 0,90 \pm 0,10$	17,9	0,8690	0,542(12)	1,04(24)	1,19	0,87	
	64,3	1,480	1,157(39)	4,32(16)	2,92	0,96	$7,0 \pm 1,0$	
	100	1,722	1,37(5)	5,90(27)	3,43	0,96		

Л и т е р а т у р а

1. J.A.Moore, H.Palevsky, R.E.Chrien. Phys. Rev., 132, 2, 801 (1963).
2. J.E.Russel, R.W.Hockenbury, R.C.Block. VAPS II, 3, no.1, 80 (1963).
3. Д.Зелигер, Н.Иллеску, Ким Хи Сан, Д.Лояго, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов. ЖЭТФ, 45, 1294, (1963).
4. Ван Най-янь и др. ЖЭТФ, 47, 43 (1964).
5. J.L.Rosen, J.S.Desjardins, J.Reinwater, W.W.Havens. Phys. Rev., 118, no.3, 687 (1960).
6. D.J.Hughes. J. Nucl. Energ., 1, 237 (1955).
7. В.Н.Ефимов, И.И.Шелонцов. Препринт ОИЯИ Р-641, Дубна 1981.
8. J.E.Draner. Nucl. Sci. and Eng. 1, 522 (1956).
9. T.J.Kennett, L.M.Bollinger. Nucl. Phys., v. 12, no. 3 (1959).
10. J.L.Friedes. BNL-8028
11. M.J.Berger. J. Res. Nat. Bur. Standar., 55, 343 (1955).
12. Ким Хи Сан, Л.Б.Пикельнер, Х.Сиражет, Э.И.Шарапов. Радиационные ширины средних ядер, Препринт ОИЯИ Р-1995, Дубна 1985 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1985 г.

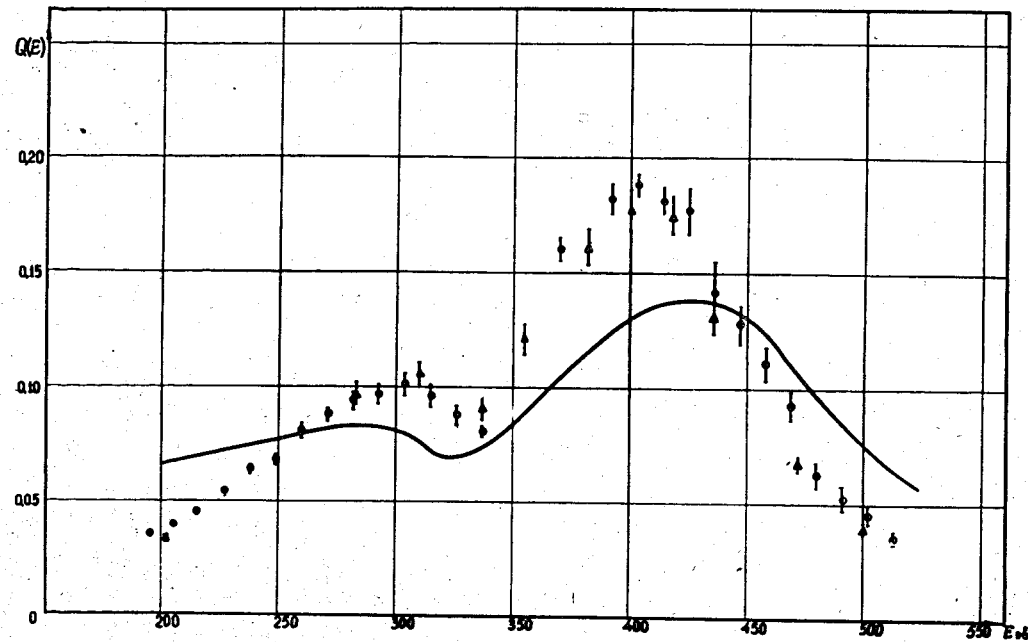


Рис. 1. Функция пениости относительно поглощения нейтронов для Mn^{55} в области резонанса 332 эв. Сплошная кривая - эксперимент σ/σ_0 . Δ - расчет σ/σ_0 , \square - расчет данной работы.

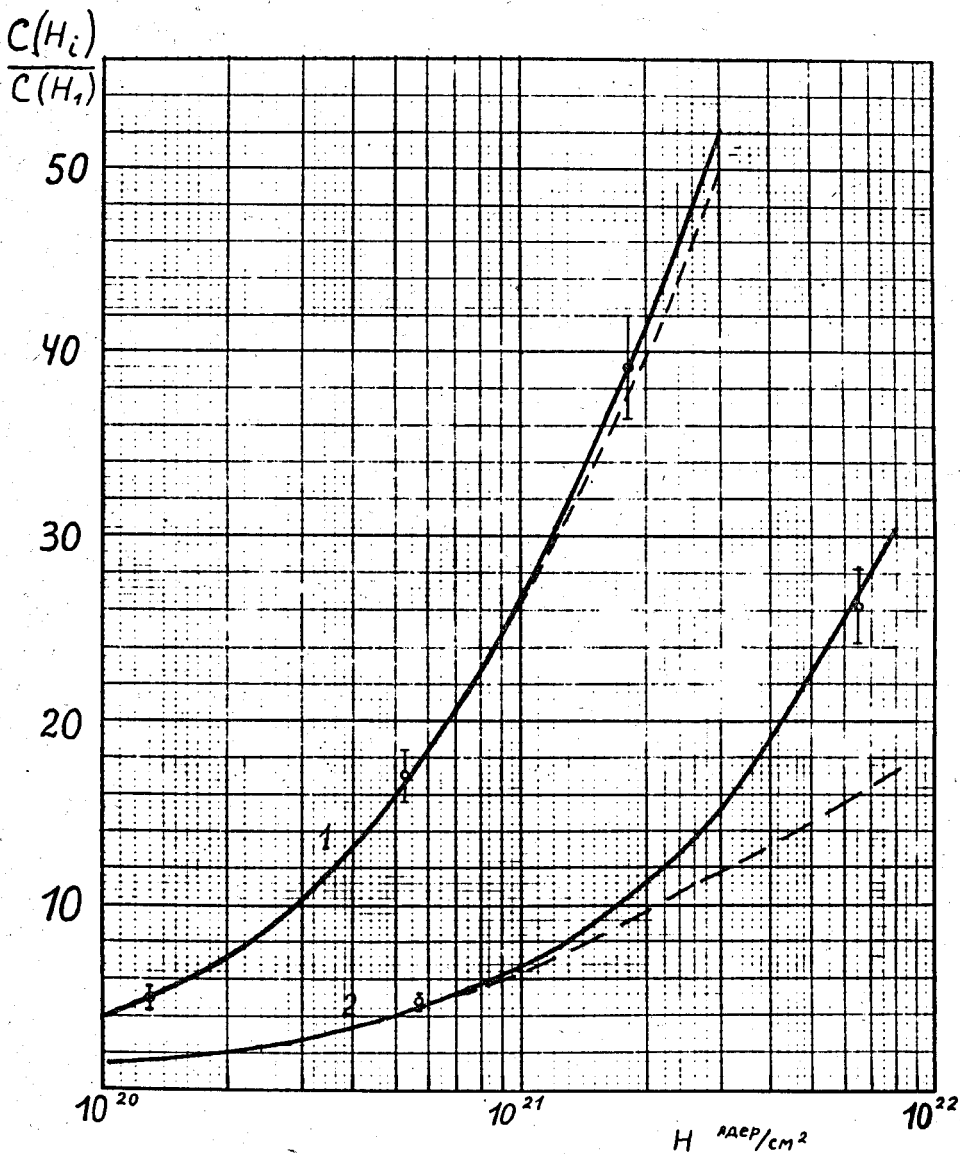


Рис. 2. Расчетные кривые $C(H_i)/C(H_1)$ для резонансов
 цинка 226 эв (кривые 1) и 530 эв (кривые 2).
 Сплошные кривые рассчитаны методом Монте-Карло,
 пунктирные - по Драперу^{/8/}.