

С 5151  
А-465  
СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2/2-1969г.  
РЗ - 4354



Ю.А.Александров, Г.С.Самосват

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ  
СРЕДНИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1 - 40 КЭВ

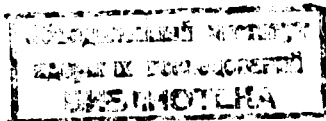
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1969

РЗ - 4354

Ю.А.Александров, Г.С.Самосвит

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ  
СРЕДНИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1 - 40 КЭВ



4796/1 нр.

## Abstract

The technique and the measurement results of the angular distributions of 1-40 keV neutrons, scattered by the Sr, Mo, Rh, Cd, Sn, Sb, Te, J, La, Pb and Th nuclei, have been described. The method of obtaining the relative averaged differential scattering cross sections from the observed angular distributions of neutrons, emitted from thick scatterers, is expounded. It is shown that for each element all the obtained information can be described by one parameter  $\omega_1/E$ , where  $\omega_1$  is the coefficient for the first polynomial in the cross section expansion in the Legendre polynomials, and  $E$  is the neutron energy. The contribution of the compound nucleus in to the value  $\omega_1$  is analysed and is shown to be small. The experimental results are compared with the calculations performed by the optical model of the nucleus, where good qualitative agreement is obtained at the potentials describing other data on the neutron interaction with the nuclei. The results for element La separate out of the whole picture of the coefficient  $\omega_1$  behaviour with the change of neutron energies.

## 1. В в е д е н и е

К настоящему времени угловые распределения упругого рассеяния нейтронов измерены почти для всех элементов в диапазоне энергий нейтронов от сотен килоэлектронвольт и выше. Лишь в очень небольшом числе работ [1-4] нижним пределом энергии были десятки килоэлектронвольт. При таких и более низких энергиях основной вклад в рассеяние вносит нейтронная  $s$ -волна, и только небольшая примесь  $p$ -волны обуславливает сравнительно слабую анизотропию в дифференциальном сечении упругого рассеяния  $\sigma_s(\theta)$ , взятом в системе центра масс сталкивающихся частиц. Это означает, что в обычном разложении сечения по полиномам Лежандра

$$\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{\ell=1}^{\infty} \omega_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \right], \quad (1)$$

где через  $\sigma_s$  мы обозначаем интегральное сечение упругого рассеяния, заметно отличным от нуля является только коэффициент  $\omega_1$ .

Тем не менее систематическое исследование этой анизотропии и зависимости ее от энергии нейтронов и массы ядер может давать ценную информацию как о свойствах ядер, так и о свойствах нейтрона. В частности, здесь могут проявиться всякого рода эффекты дальнего действия между нейтроном и ядром. Так, из угловых распределений нейтронов, рассеиваемых на ядрах с большим  $Z$ , были получены верхние оценки коэффициента электрической поляризуемости нейтрона [5,6].

В настоящей работе приводятся методика и результаты измерений в килоэлектронвольтовой области и их теоретический анализ на основе оптической модели ядра для ряда элементов среднего и тяжелого атомного веса.

## 2. Аппаратура и методика измерений

Измерения проходились на импульсном реакторе Объединенного института ядерных исследований методом времени пролета на базе 252 м при полуширине нейтронных вспышек примерно 60 мксек, которые происходили с частотой около 5 гц.

Измерительная установка в горизонтальном разрезе изображена на рис. 1. Сколламированный пучок нейтронов с поперечным сечением  $12 \times 22 \text{ см}^2$  попадает на образец из исследуемого элемента, и рассеиваемые образцом нейтроны регистрируются девятью детекторами, установленными под углами от  $30^\circ$  до  $150^\circ$  к направлению падающего пучка. Каждый детектор - батарея из 20 пропорциональных счетчиков типа СНМО-5, наполненных газом  $\text{BF}_3$ , который обогащен изотопом  $\text{B}^{10}$ . Детекторы со всех сторон окружены слоем кадмия толщиной 1-2 мм и находятся в мощной защите из парафина и карбида бора. С обеих сторон от образца пучок нейтронов проходит в атмосфере аргона, который содержится в тонкой полиэтиленовой трубе длиной 3 м и диаметром 45 см.

Импульсы от детекторов после усиления и дискриминации поступают на специальное электронное устройство - кодировщик [7], который обеспечивает запись сигналов от детекторов в различных участках памяти многоканального временного анализатора импульсов АИ-2048.

Все образцы были естественного изотопного состава. Они применялись в двух формах: в виде сплошного или полого цилиндра диаметром 10 см и высотой 20 см и в виде плоского слоя размером  $20 \times 20 \text{ см}^2$  или  $20 \times 10 \text{ см}^2$ . Плоский образец устанавливался под углом к пучку, совпадающим с углом одного из детекторов. В этом случае счет такого детектора не принимался во внимание при обработке угловых распределений. Некоторые характеристики применявшихся образцов приведены в табл. 1.

Измерения производились поочередно с образцом в пучке и вне пучка, и бралась разность этих измерений. Учитываемый таким образом фон составлял 0,5-25% счета с образцом при энергии 0,1 кэв, плавно возрастая до 1,5-40% при энергии около 40 кэв. Фон крайних детекторов, стоящих под углами  $30^\circ$  и  $150^\circ$ , был больше этого приблизительно в 1,5-4 раза, но никогда не превышал 60%. Ряд контрольных опытов и расчеты показали, что остающаяся неучтенной часть фона, связанная с присутствием образца в пучке, ничтожно мала и в пределах точности измерений не может влиять на их результат.

Полное время измерений с одним образцом составляло от 64 до 165 часов.

### 3. Обработка данных

Для перехода от наблюдаемых угловых распределений к распределениям, отвечающим соответствующим дифференциальным сечениям рассеяния, экспериментальные данные подвергались довольно сложной обработке. При этом учитывались всевозможные эффекты, которые вызывали различия в скоростях счета различных детекторов. Ниже описаны основные этапы этой обработки (см. также Приложение).

#### 1) Поправка на энергию отдачи

Необходимость этой поправки связана с тем, что спектральная чувствительность детекторов не постоянна и даже не вполне монотонна (сказывается кадмиевая экранировка), а нейтроны одной и той же энергии, рассеиваясь на различные углы  $\theta$ , приобретают некоторое различие в энергии. Возникающее искажение угловых распределений исправлялось по формуле

$$N_{\text{испр.}} = \int_{t_i}^{t_{i+1}} \frac{\epsilon(t)}{\epsilon(\kappa t)} \cdot n(t) dt,$$

где  $n(t)$  - зарегистрированный временной спектр нейтронов,  $\epsilon(t)$  - относительная эффективность детекторов в функции времени пролета нейтронов,  $t_i$  и  $t_{i+1}$  - границы интересующего нас временного интервала, а

$k = (A + 1) / (A + \cos \theta)$  - отношение скоростей нейтрона до и после рассеяния на ядре с атомным весом  $A$ . Функция  $\epsilon(t)$  принималась одинаковой для всех детекторов и определялась экспериментально путем сравнения в одинаковых условиях счетов детекторов со счетом открытого борного счетчика, для которого эффективность пропорциональна времени пролета  $t$ . При интегрировании для функций  $\epsilon(t)$  и  $n(t)$  применялась линейная интерполяция; шаг интегрирования выбирался равным 4 мксек.

Максимальное отличие исправленного счета от неисправленного для детектора при  $\theta = 150^\circ$  составляло 2,5% для самого легкого из исследовавшихся элементов - стронция.

## 2) Нормировка на низкую энергию

Угловые распределения во всех энергетических интервалах вычислялись относительно распределения в низкоэнергетическом интервале примерно 0,4 - 1,2 кэВ. Такая нормировка выполняет ряд очень полезных функций:

1. Существенно уменьшается влияние дрейфа аппаратуры и колебаний мощности реактора во время измерения.

2. Исключается влияние разброса абсолютных эффективностей и телесных углов у различных детекторов.

3. Уменьшается влияние поправки на энергию отдачи. Так, в нормированном распределении она составляет всего 0,9% для приведенного выше случая.

4. Отпадает необходимость пересчета угловых распределений в систему центра масс, и для сравнения с теорией достаточно преобразовать к этой системе только углы детекторов.

5. Уменьшается влияние рассматриваемого ниже эффекта самоэкранировки в образцах.

## 3) Исключение различия спектральных чувствительностей детекторов.

Каждый детектор регистрирует не только те нейтроны, которые попадают в него непосредственно из рассеивателя, но и некоторую часть тех нейтронов, которые рассеиваются от стенок защиты или выходят из

некоторого слоя её, замедляясь при этом. Поскольку окружение различных детекторов не вполне стандартно (скажем, распределение и концентрация бора в парафине), имеется некоторое различие в эффективных спектральных чувствительностях детекторов. В результате в нормированных угловых распределениях появляется систематический разброс точек, плавно увеличивающийся с энергией и достигающий максимально  $\pm 4\%$  при энергии около 40 кэВ.

Для устранения этого разброса мы применяли следующий прием: с одним элементом, свинцом, измерения проводились в два этапа примерно одинаковой продолжительности, причем во втором этапе детекторы вместе с их защитными блоками зеркально менялись местами относительно угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$ . Далее для всех энергетических интервалов после уже описанной части обработки счет каждого детектора, полученный в первом этапе, делился на счет того же детектора во втором этапе. При этом разброс точек компенсировался, а результирующие отношения описывались отношением разложений (1) в форме

$$Y(\theta) = C \frac{1 + \omega_1 P_1(\cos\theta) + \omega_2 P_2(\cos\theta)}{1 - \omega_1 P_1(\cos\theta) + \omega_2 P_2(\cos\theta)}, \quad (2)$$

где сохранены члены только с  $l \leq 2$ , а знаменатель получается из числителя заменой  $\theta$  на  $\pi - \theta$ . Неизвестные параметры  $C$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  определялись методом наименьших квадратов.

Измерения с остальными элементами проводились с неизменным положением детекторов, и все распределения делились на соответствующие распределения свинца, полученные при том же положении детекторов, а параметры определялись с помощью формулы

$$Y(\theta) = C \frac{1 + \omega_1 P_1(\cos\theta) + \omega_2 P_2(\cos\theta)}{1 + \omega_1^{Pb} P_1(\cos\theta) + \omega_2^{Pb} P_2(\cos\theta)}, \quad (3)$$

где параметры свинца  $\omega_1^{Pb}$  и  $\omega_2^{Pb}$  были уже известными.



4) Поправки на эффект самоэкранировки и многократное рассеяние

Как видно из табл. 1, применявшиеся нами образцы были сравнительно толстыми, и это приводило к тому, что угловые распределения рассеиваемых нейтронов во всех энергетических интервалах существенно отличались от соответствующих дифференциальных сечений рассеяния, так как имели место эффект ослабления нейтронного потока в объеме образца и многократное рассеяние.

Для экспериментального углового распределения в  $i$ -ом энергетическом интервале относительно распределения в нормировочном интервале можно написать соотношение

$$\frac{N_i(\theta)}{N_0(\theta)} = G_i \cdot \frac{\bar{\sigma}_{si}(\theta)}{\bar{\sigma}_{s0}(\theta)} \cdot \frac{W_i(\theta)}{W_0(\theta)},$$

где  $\bar{\sigma}_s(\theta)$  - среднее по интервалу дифференциальное сечение рассеяния,  $W(\theta)$  - некоторая функция угла, характеризующая отличие измеренного распределения от дифференциального сечения,  $G$  - незначительная константа, зависящая от интенсивности нейтронного пучка и характеристик измерительной установки, а индексы  $i$  и  $0$  обозначают принадлежность этих величин к соответствующему энергетическому интервалу. Тогда интересующее нас распределение, пропорциональное отношению средних дифференциальных сечений рассеяния, будет равно

$$y_i(\theta) = G_i \frac{\bar{\sigma}_{si}(\theta)}{\bar{\sigma}_{s0}(\theta)} = \frac{N_i(\theta)}{N_0(\theta)} \cdot \frac{W_0(\theta)}{W_i(\theta)}. \quad (4)$$

Для нахождения функции искажения  $W(\theta)$  и ее свойств производилось моделирование процесса рассеивания нейтронов в реальной геометрии эксперимента путем расчетов по методу Монте-Карло. Была составлена специальная программа расчетов, с помощью которой по заданному сечению рассеяния  $\sigma_s(\theta)$  и числу ядер  $n$  в  $1 \text{ см}^3$  образца вычисляется распределение попадающих в детекторы нейтронов  $M(\theta)$ , эквивалентное экспериментальному  $N(\theta)$  при тех же  $\sigma_s(\theta)$  и  $n$ , а также его составляющие распределения  $M^I(\theta)$ ,  $M^{II}(\theta)$  и т.д., соот-

ветствующие нейтронам, испытавшим только одно столкновение, два и т.д., так что  $M(\theta) = M^I(\theta) + M^{II}(\theta) + \dots$ . Из этих расчетов можно получить полную функцию искажения  $W(\theta) = M(\theta) / \sigma_s(\theta)$  и функцию искажения при однократном рассеянии  $W^I(\theta) = M^I(\theta) / \sigma_s^I(\theta)$  (х).

Оказалось, что для имевших место в измерениях не слишком больших величин произведения  $n\sigma_s$  и не слишком больших анизотропий в  $\sigma_s(\theta)$  функции  $W(\theta)$  и  $W^I(\theta)$  обладают следующими свойствами:

1. Функция  $W^I(\theta)$  не зависит от анизотропии сечения  $\sigma_s(\theta)$  и, следовательно, может вычисляться для изотропного рассеяния.

2. Функция  $W^I(\theta)$  хорошо аппроксимируется выражением

$$W^I(\theta) = B(1 + \Omega_1 \cos \theta + \Omega_2 \cos^2 \theta), \quad (5)$$

где  $-0,3 < \Omega_1 < 0$  и  $0 < \Omega_2 < |\Omega_1|$ ;  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  стремятся к нулю при уменьшении  $n\sigma_s$ .

3. Функция  $W(\theta)$  весьма близка к функции  $W^I(\theta)$ , так что разности соответствующих коэффициентов  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  много меньше самих величин  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ .

Теперь формула (4) может быть представлена в виде

$$y_i(\theta) = \frac{N_i(\theta)}{N_0(\theta)} \cdot \frac{W_0^I(\theta)}{W_i^I(\theta)} \cdot \frac{W_0(\theta)}{W_i(\theta)} \cdot \frac{W_i^I(\theta)}{W_i(\theta)}.$$

Два последних множителя, в которых учтено отличие реальных искажений от искажений при однократном рассеянии и которые можно назвать поправкой на многократное рассеяние, в силу третьего свойства функций  $W^I(\theta)$  и  $W(\theta)$  слабо зависят от  $\theta$ . Соответствующие расчеты показывают, что эта поправка не превышает ошибок измерений, поэтому она не вводилась. Таким образом, коэффициенты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  находились путем аппроксимации функцией (3) распределений

---

х) Здесь и в некоторых других местах мы не делаем различия между функциями угла  $\theta$ , отличающимися постоянным множителем, поскольку нас интересует только относительный ход распределений  $y(\theta)$  с углом.

$$\frac{y_i(\theta)}{y_i^{Pb}(\theta)} = \frac{N_i(\theta)}{N_0(\theta)} \cdot \frac{W_0^I(\theta)}{W_i^I(\theta)} \cdot \frac{N_0^{Pb}(\theta)}{N_i^{Pb}(\theta)},$$

где величину  $W_0^I(\theta) / W_i^I(\theta)$  мы называем поправкой на эффект самоэкранировки. Она вводилась для всех образцов, кроме свинца, где она ничтожна из-за постоянства сечения рассеяния свинца во всей исследуемой энергетической области. Методика получения этой поправки с учетом резонансной структуры сечения подробно описана в Приложении.

Значительность поправок на самоэкранировку определяется эффективной величиной произведения  $n\sigma_s$  в нормировочном интервале и тем, насколько эффективное  $n\sigma_s$  в остальных интервалах отличается от этой величины в нормировочном интервале. Наиболее существенными поправки оказались у сурьмы. Представление о роли поправок можно получить, глядя на значения коэффициента  $\omega_1$  на рис. 2. Для сурьмы значения  $\omega_1$ , вычисленные без введения поправок на самоэкранировку, показаны крестами. Для остальных элементов роль этих поправок была меньше.

#### 4. Результаты и их анализ

После выполнения описанной выше обработки из экспериментальных угловых распределений были определены коэффициенты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  разложения средних дифференциальных сечений рассеяния по полиномам Лежандра в форме (1). Экспериментальные значения коэффициентов  $\omega_1$  для десяти элементов приведены на рис. 2 в зависимости от энергии нейтронов  $x$ ). Для всех элементов, кроме лантана и, возможно, стронция, величины  $\omega_1$  обнаруживают линейную зависимость от энергии, а скорость возрастания  $\omega_1$  с ростом энергии различна у различных элементов.

Такое поведение  $\omega_1$  можно легко понять, если выразить дифференциальное сечение потенциального рассеяния нейтронов через фазы рас-

x) Результаты для свинца опубликованы в работе /6/.

сеяния  $\delta_0$  и  $\delta_1$ , пренебрегая вкладом нейтронов со значениями орбитального момента  $l > 1$ :

$$\sigma_{\text{пот.}}(\theta) = \lambda^2 [\sin^2 \delta_0 + 6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) P_1(\cos \theta) + \sin^2 \delta_1 P_2(\cos \theta)]. \quad (6)$$

Тогда коэффициент  $\omega_1$ , который имеет смысл отношения максимума члена, описывающего интерференцию между  $s$ - и  $p$ -волнами, к изотропному члену чисто  $s$ -рассеяния, примет вид:

$$\omega_1 = \frac{6 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1)}{\sin \delta_0} \approx 6 \frac{\delta_1}{\delta_0}, \quad (7)$$

где последнее равенство осуществляется при достаточно низких энергиях, когда фазы становятся существенно меньше единицы. С другой стороны, известно, что при низких энергиях налетающей частицы фазы рассеяния выражаются приближенной формулой (см., например, /8/):

$$\delta_l \approx \frac{(kR)^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2} U,$$

где константа  $U$  зависит только от конкретного вида потенциала взаимодействия сталкивающихся частиц,  $\bar{R}$  - некоторый эффективный радиус взаимодействия, а  $k$  - волновое число нейтрона. Пользуясь этим выражением для фаз, получим из (7), что

$$\omega_1 \approx \frac{2}{3} (k \bar{R})^2 = \frac{4m}{3\hbar^2} \bar{R}^2 E,$$

где  $m$  - масса нейтрона,  $E$  - его энергия.

Таким образом, в случае чисто потенциального рассеяния нейтронов небольших энергий, когда  $k \bar{R} \ll 1$ , коэффициент  $\omega_1$  оказывается пропорциональным энергии, и, следовательно, величина  $\omega_1(E)/E$  должна быть константой, характеризующей данное ядро. Если в качестве эффективного радиуса  $\bar{R}$  взять, например, радиус ядра в виде  $\bar{R} = 1,25 \cdot A^{1/3}$  ф, то интересующая нас константа будет равна:

$$\frac{\omega_1}{E} = 0,0504 A^{2/3} \quad (\text{МэВ}^{-1}). \quad (8)$$

Экспериментальные величины  $\omega_1/E$  находились методом наименьших квадратов как значения параметра  $\nu$ , наилучшим образом описывающие экспериментальные точки формулой

$$\omega_1 = \nu (E - E_0) \quad .$$

Средняя энергия нормировочного интервала  $E_0$  входит сюда потому, что угловые распределения во всех интервалах делились на распределение в нормировочном интервале, что дает для  $i$ -го интервала  $\omega_1(E_i) - \omega_1(E_0)$  вместо  $\omega_1(E_i)$ . Прямые на рис. 2 проведены в соответствии с найденными значениями  $\omega_1/E$ . Те же результаты для десяти элементов в зависимости от атомного веса представлены на рис. 3 темными точками. Там же светлыми точками изображены результаты обработки данных Лангсдорфа и др., опубликованных в атласе /9/. При этой обработке использовали всего две-три энергетические точки  $\omega_1$ , начинавшиеся с 60 или 30 кэв, через которые могла быть проведена прямая, проходящая через начало координат.

Сравнение экспериментальных величин  $\omega_1/E$  с формулой (8) (пунктирная кривая на рис. 3) очень напоминает ситуацию, возникающую когда сравнивают, например, экспериментальные значения силовой функции  $S_0$  с величиной  $10^{-4}$  из модели "чёрного" ядра или радиусы потенциального рассеяния  $R'$  с кривой типа  $R = r_0 A^{1/3}$ . В обоих случаях гораздо более хорошее согласие с экспериментом дает оптическая модель ядра. Можно ожидать, что и в нашем случае результаты будут описываться оптической моделью, которая успешно применяется при анализе данных по упругому рассеянию нейтронов мегаэлектронвольтных энергий. В нашей же величине  $\omega_1/E$  заключена основная часть информации о дифференциальных сечениях рассеяния в области энергий, по крайней мере до нескольких десятков килоэлектронвольт.

Для корректного сравнения с оптической моделью необходимо выполнение, как минимум, двух условий: хорошее усреднение по дискретным состояниям составного ядра и возможность получения сравниваемой величины из матрицы рассеяния, вычисляемой в модели. В нашем случае первое условие хорошо выполнено, так как разрешение по энергии

заклучено в пределах 1-20 кэв, что существенно больше среднего межрезонансного расстояния для исследованных ядер. Второе условие также близко к выполнению, но на этом следует остановиться подробнее.

Дело в том, что на опыте измеряется упругое рассеяние, состоящее из двух частей: потенциального, которое вычисляется в оптической модели, и резонансного, которое происходит через составное ядро и определяется в оптической модели только в сумме с радиационным захватом и другими возможными реакциями. Для учета вклада составного ядра в угловое распределение рассеяния разработаны методы, которые, однако, не дают большой точности, так как в них используются различного рода предположения или известные с плохой точностью величины. Нередко из-за недостаточности данных резонансное рассеяние считают изотропным, рассматривают предельные случаи, когда спин мишени  $I=0$  и  $I=\infty$  и т.д.

Произведем оценку вклада резонансов в  $\omega_1$ . Пользуясь общими формулами для угловых распределений продуктов ядерных реакций [10], можно получить выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния в окрестности изолированного резонанса:

$$\sigma_s(\theta) = \sigma_{\text{пот.}}(\theta) + \sigma_{\text{рез.}}(\theta) + \sigma_{\text{инт.}}(\theta),$$

где

$$\sigma_{\text{рез.}}(\theta) = \frac{\lambda_0^2}{4} \cdot \frac{g \Gamma_n^2}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{инт.}}(\theta) = & - \frac{\lambda_0^2 g \Gamma_n}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left\{ \sin \delta_0 \left( \Delta E \cos \delta_0 + \frac{\Gamma}{2} \sin \delta_0 \right) + \right. \\ & \left. + 3 \sin \delta_1 \left[ \Delta E \cos(2\delta_0 - \delta_1) + \frac{\Gamma}{2} \sin(2\delta_0 - \delta_1) \right] \cos \theta \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

а потенциальное рассеяние  $\sigma_{\text{пот.}}(\theta)$  по-прежнему имеет вид (6). В случае  $p$ -резонанса к резонансному члену (9) добавляется анизотропное слагаемое, содержащее только  $P_2(\cos \theta)$  и не дающее вклада в  $\omega_1$ ,

а в интерференционном члене (10), где опущены слагаемые с  $P_2(\cos\theta)$ ,  $P_3(\cos\theta)$  и т.д., фазы  $\delta_0$  и  $\delta_1$  всюду заменяются друг на друга и коэффициент 3 заменяется единицей.

Для сравнения с экспериментальным сечением необходимо произвести обычную операцию усреднения по энергии:

$$\langle \sigma_s(E) \rangle = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} \sigma_s(E) dE,$$

где интервал усреднения берется содержащим достаточное число резонансов. Если резонансы не перекрываются, то интеграл заменяется суммой интегралов по отдельным резонансам, а пределы в каждом из них можно взять бесконечными. Далее, если пренебречь слабым изменением величин  $\lambda$ ,  $\delta_0$  и  $\delta_1$  в пределах нескольких ширин каждого резонанса, то в результате интегрирования и суммирования мы приходим к следующему результату:

$$\langle \sigma_s(E) \rangle = \sigma_{\text{пот}}(\theta) + \sigma' - 3\pi\lambda^2 \left[ \sin(2\delta_0 - \delta_1) \sin\delta_1 S_0 \sqrt{E} + \sin\delta_0 \sin(2\delta_1 - \delta_0) S_1 \sqrt{E} \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2} \right] \cos\theta,$$

где через  $\sigma'$  обозначена сумма всех изотропных членов, связанных с резонансами, а  $S_0$  и  $S_1$  - силовые функции для s- и p-нейтронов, соответственно, определяемые соотношением

$$S_l = \frac{1}{2l+1} - \frac{1}{E_2 - E_1} \sum_n g_n^l.$$

Учитывая то, что обе фазы отрицательны и  $2|\delta_1| < |\delta_0|$ , можно сделать вывод, что за счет интерференции s-резонансы уменьшают, а p-резонансы увеличивают результирующее  $\langle \omega_1 \rangle$  по сравнению с  $\omega_1$  „потенциальным“. Кроме того,  $\langle \omega_1 \rangle$  уменьшается также за счет „растворения“ в изотропном слагаемом  $\sigma'$ . Иными словами,

$$\langle \omega_1 \rangle = f_1(1 + f_2 + f_3) \omega_1,$$

где

$$f_1 = \frac{\lambda^2 \sin^2 \delta_0}{\lambda^2 \sin^2 \delta_0 + \sigma} \quad (11)$$

$$f_2 = \frac{\pi \sin(2\delta_0 - \delta_1) S_0 \sqrt{E}}{2 \sin \delta_0 \cos(\delta_0 - \delta_1)} \quad (12)$$

$$f_3 = \frac{\pi \sin(2\delta_1 - \delta_0) S_1 \sqrt{E} (kR)}{2 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) [1 + (kR)^2]} \quad (13)$$

Значение  $f_1$  можно получить, замечая, что после умножения на  $4\pi$  числителя и знаменателя (11) первый практически есть интегральное сечение потенциального рассеяния  $\sigma_{\text{пот.}}$ , а второй — разность усредненных полного сечения  $\sigma_t$  и сечения радиационного захвата  $\sigma_\gamma$ . Фаза  $\delta_0$  находится из соотношения  $\sigma_{\text{пот.}} = 4\pi \lambda^2 \sin^2 \delta_0$ , а  $\delta_1$  — из формулы (7). Таким образом, мы получаем оценку вклада резонансного рассеяния в  $\omega_1$ , привлекая только экспериментальные данные о величинах  $\sigma_{\text{пот.}}$ ,  $\sigma_t$ ,  $\sigma_\gamma$ ,  $\omega_1$ ,  $S_0$ ,  $S_1$  и не делая неочевидных предположений. Результаты соответствующих расчетов для всех образцов при энергии нейтронов 40 кэВ приведены в табл. 2<sup>x)</sup>. Как видно из таблицы, экспериментальные значения  $\langle \omega_1 \rangle$  при  $E = 40$  кэВ для элементов Sn, Te, J, возможно, следовало бы увеличить на 20–40%, чтобы получить потенциальные  $\omega_1$ , которые можно сравнивать с рассчитанными по оптической модели.

Подобная поправка, однако, не вводилась по следующей причине. Для образца теллура было произведено дополнительное измерение, при котором в падающем пучке нейтронов был установлен фильтр из теллура толщиной 0,0454 ядер/барн. Такой фильтр выводит из пучка большую часть нейтронов резонансных энергий, поэтому полученные значения  $\omega_1$  должны ближе соответствовать чисто потенциальному рассеянию. Результаты этого измерения показаны на рис. 2 для Te (светлыми точками). Вид-

<sup>x)</sup> Следует отметить, что из-за ограниченности данных по  $S_1$  и плохой их точности  $f_3$  получается с большой неопределенностью, поэтому мы приводим значения  $S_1$ , которые брались при вычислении  $f_3$ .



но, что они вполне совпадают с результатами основного измерения. Это противоречие с рассчитанным вкладом механизма составного ядра, который для теллура должен уменьшать  $\omega_1$  примерно на 30%, можно объяснить эффектом блокировки резонансов в толстом образце. Действительно, у теллура в районе 0-40 кэв имеется несколько сильных резонансов, для которых величина  $\omega_1$ , где  $\sigma_0$  взято с учетом доплеровского уширения, имеет резонансные значения порядка 1,5-3 (для сравнения:  $\omega_{\text{пот.}} = 0,038$ ), а ведь именно сильные резонансы вносят основной вклад в величину  $\sigma_1$  в формуле (11) для  $f_1$ . Подобная же ситуация в еще большей степени имеет место для других, более толстых образцов, и мы вправе считать, что  $\omega_1 \approx \omega_{\text{пот.}}$ .

Как было сказано выше, при обработке угловых распределений получались также значения коэффициентов  $\omega_2$ . Однако мы их не приводим и не анализируем по ряду причин. Во-первых, уже для свинца при использовании аппроксимации (2) они почти сокращаются, входя в числитель и знаменатель с одинаковым знаком, и, следовательно, определяются с большой ошибкой. Во-вторых, их величины, как правило, малы и не обнаруживают какой-либо явной закономерности. В-третьих, в  $\omega_2$  большой вклад вносят Р-резонансы, и это осложнило бы анализ.

Расчеты по оптической модели производились со сферическим потенциалом с поверхностным поглощением и со спин-орбитальным взаимодействием:

$$U(r) = -V_0 f(r) - i W_0 g(r) + V_{s0} \left( \frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \sigma \cdot \hat{p},$$

$$f(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R-c}{b}\right)^2\right], \quad R = r_0 A^{1/3}.$$

Наилучшие значения параметров  $V_0$ ,  $W_0$ ,  $V_{s0}$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $r_0$  находились методом наименьших квадратов с помощью специальной программы, в которой в процессе итераций параметры автоматически подгонялись так, чтобы получить наименьшее значение величины

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{\phi_i - F_i}{\sigma_i} \right)^2,$$

где  $\phi_1$  - экспериментальная величина,  $\sigma_1$  - её ошибка,  $F_1$  - рассчитанная величина. Для вычисления матрицы оптического рассеяния  $\eta_{\beta_j}$  использовалась подпрограмма, составленная Ю.П. Елгиным.

Вообще говоря, путем методической подгонки семи параметров оптического потенциала можно удовлетворительно описать огромное многообразие различных экспериментальных данных, в том числе и незаконно сравниваемых с оптической моделью или даже ошибочных. Поэтому имеет смысл только такой подобранный потенциал, который не противоречит другим имеющимся экспериментальным данным. Вследствие этого, кроме величин  $\omega_1/E$ , мы использовали в расчетах также взятые из различных источников данные по силовым функциям  $S_0$ , радиусам потенциального рассеяния  $R'$  и полным сечениям  $\sigma_t$  (при энергии нейтронов 40 кэВ). При этом брались соотношения

$$\frac{\omega_1}{E} = \frac{2}{E} \cdot \frac{(\operatorname{Re} \eta_{0,1/2} - 1)(2 \operatorname{Re} \eta_{1,3/2} + \operatorname{Re} \eta_{1,1/2} - 3) + \operatorname{Im} \eta_{0,1/2} (2 \operatorname{Im} \eta_{1,3/2} + \operatorname{Im} \eta_{1,1/2})}{(\operatorname{Re} \eta_{0,1/2} - 1)^2 + (\operatorname{Im} \eta_{0,1/2})^2},$$

$$S_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{E}} (1 - |\eta_{0,1/2}|^2),$$

$$R' = \frac{\hbar}{2} [ |1 - \eta_{0,1/2}|^2 + 2|1 - \eta_{1,3/2}|^2 + |1 - \eta_{1,1/2}|^2 ]^{1/2},$$

$$\sigma_t = 2\pi \hbar^2 (4 - \operatorname{Re} \eta_{0,1/2} - 2 \operatorname{Re} \eta_{1,3/2} - \operatorname{Re} \eta_{1,1/2}),$$

в которых учтено, что вклады парциальных волн с  $l > 1$ , а также членов в  $\omega_1$ , содержащих  $\eta_{1,3/2} - \eta_{1,1/2}$ , ничтожны при энергиях до нескольких десятков килоэлектронвольт.

Сначала был определен набор параметров, когда в машину вводилась информация только об  $S_0$ ,  $R'$  и  $\sigma_t$ . Было выбрано 17 "типичных" значений  $S_0$ , 16 -  $R'$  и 21 -  $\sigma_t$  в диапазоне атомных весов от 50 до 240 (на рис. 4 они изображены темными точками). На первых этапах подгонки варьировалось по несколько параметров одновременно, но не более 5. Постепенно число варьируемых параметров было уменьшено до одного. Всего было проведено 42 итерации, в процессе которых  $\chi^2$  уменьшилось от 4500 до 477. Мы остановились на следующем наборе параметров:

$$V_0 = 48,4 \text{ Мэв}, \quad W_0 = 10,1 \text{ Мэв}, \quad V_{s0} = 10 \text{ Мэв}, \quad (\text{набор I})$$

$$a = 0,46 \text{ ф}, \quad b = 0,89 \text{ ф}, \quad c = 0,40 \text{ ф}, \quad r_0 = 1,25 \text{ ф}.$$

Затем при использовании только данных по  $\omega_1/E$  (28 экспериментальных точек) каждый параметр из набора I варьировался индивидуально: за 2-5 итераций находилось наилучшее значение параметра и в дальнейшем за ним сохранялось. Эта операция производилась со всеми параметрами в такой последовательности:  $V_{s0}$ ,  $r_0$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $V_0$ ,  $W_0$ ,  $a$ . Как было замечено в процессе получения набора I, именно в таком порядке происходит рост влияния параметров на величину  $\omega_1/E$ . В итоге мы получили набор

$$V_0 = 49,7 \text{ Мэв}, \quad W_0 = 9,2 \text{ Мэв}, \quad V_{s0} = 10 \text{ Мэв}, \quad (\text{набор II})$$

$$a = 0,50 \text{ ф}, \quad b = 0,81 \text{ ф}, \quad c = 0, \quad r_0 = 1,25 \text{ ф}.$$

Результаты расчетов по оптической модели представлены в виде кривых на рис. 3 и 4, а соответствующие им значения  $\chi^2$  и  $\chi^2/m$  ( $m$  - число экспериментальных точек) - в табл. 3. Из рассмотрения рисунков и данных таблицы можно сделать вывод, что набор параметров II удовлетворительно описывает результаты измерений  $\omega_1/E$ , качественно передавая все особенности зависимости этой величины от массы ядра, и что оба набора описывают всю совокупность данных с одинаковым успехом.

Для сравнения мы произвели расчеты также с набором параметров, полученных Молдауэром [11] путем подгонки к данным по силовым функциям  $S_0$ , а также полным сечениям и дифференциальным сечениям упругого рассеяния при энергиях 0,4-1 Мэв в диапазоне масс от 40 до 150:

$$V_0 = 46 \text{ Мэв}, \quad W_0 = 14 \text{ Мэв}, \quad V_{s0} = 7 \text{ Мэв}, \quad (\text{набор M})$$

$$a = 0,62 \text{ ф}, \quad b = 0,5 \text{ ф}, \quad c = 0,5 \text{ ф}, \quad r_0 = 1,16 \text{ ф}, \quad r_1 = 0,6 \text{ ф},$$

где дополнительный параметр  $r_1$  определяет радиус ядра в форме  $R = r_0 A^{1/3} + r_1$ . Оказалось, что и этот набор дает примерно такое же описание эксперимента (см. кривые, обозначенные буквой M), как набо-

ры I и II. Таким образом, для данных по усредненным угловым распределениям рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов оптическая модель дает описание того же характера, что и для других данных по взаимодействию нейтронов с ядрами.

## 5. Заключение

Полученные нами результаты с килоэлектронвольтными нейтронами вместе с результатами Лангсдорфа и др. /9/ еще довольно грубы и малочисленны. Думается, что накопление и уточнение их является полезным. Прежде всего необходимо заполнить "белое пятно", почти целиком покрывающее область деформированных ядер. Измерения полезно проводить с фильтрами из исследуемого элемента, чтобы результаты были свободны от влияния составного ядра. Вероятно, имеют смысл также измерения с хорошим разрешением с целью исследования интерференции потенциального рассеяния с резонансным в дифференциальном сечении. Здесь  $p$ -резонансы вполне могут конкурировать с  $s$ -резонансами, поскольку отношение их вкладов в  $\omega_1$ , грубо говоря, определяется величиной  $\Gamma_{n1} \delta_0 / \Gamma_{n0} \delta_1$  (что непосредственно следует из формулы (10)). В процессе реализации этой краткой и неполной "программы" могут обнаружиться какие-либо более тонкие явления, примером которых, возможно, является наш результат по лантану, который не укладывается в общую картину и может стать предметом специального исследования.

Авторы выражают свою глубокую благодарность всем тем, чьи советы и помощь во многом способствовали выполнению этой работы. В частности, мы очень признательны Ж. Сэрээтэру и Цой Ген Сор, принимавшим участие в первых этапах измерений, Ф.Л. Шапиро, Ю.И. Фенину и М.Н. Николаеву за полезные обсуждения и советы, Н.Ю. Широковой, И.И. Шелонцеву и Г.А. Ососкову за многочисленные консультации и помощь при расчетах на вычислительных машинах, Б.Е. Журавлеву и Г.Н. Зимину за обеспечение работы электроники, А.А. Лошкарёву за участие в измерениях и обработке данных.

## Приложение

### Вычисление функций $W_i^I(\theta)$

Наличие резонансов в нейтронных сечениях приводит к необходимости получать функции  $W_i^I(\theta)$  как интегралы по энергии в соответствующих  $t'$ -му интервалу пределах. При этом следует учитывать также функцию временного разрешения установки и некоторую функцию энергии  $h(E)$ , пропорциональную произведению эффективности детекторов и спектра падающих на образец нейтронов. Тогда преобразованный к временным переменным интеграл запишется в виде

$$W_i^I(\theta) = \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt \int_{-T}^T W^I(\theta, E) \exp\left[-\left(\frac{t'}{30}\right)^2 \ln 2\right] h(E) dt' \quad (A)$$

где функция разрешения выбрана в виде распределения Гаусса с полушириной 60 мксек; для предела  $T$  интегрирования по  $t'$  достаточно взять, скажем, 80 мксек; энергия нейтронов  $E$  (в эв) выражается соотношением

$$E = \left(\frac{18200}{t - t'}\right)^2$$

соответствующим пролетной базе 252 м; для функции  $h(E)$  была найдена эмпирическая формула

$$h(E) = 0,50 + 0,056 \sqrt{E \text{ (эв)}}$$

При вычислении двойного интеграла (A) функцию  $W^I(\theta, E)$ , конечно, практически невозможно получать методом Монте-Карло - это заняло бы огромное количество времени на вычислительной машине. Эту функцию, имеющую смысл числа нейтронов, покидающих образец после первого столкновения под углом  $\theta$  к направлению падающего пучка при изотропном сечении рассеяния  $\sigma_s$ , можно выразить аналитически. Если ограничиться плоским случаем (а это близко к реальности, поскольку высоты образцов и входных окон детекторов составляли 20 см при расстоянии между ними порядка 1 м) и рассматривать рассеяние в горизонтальной плоскости, то число нейтронов, вылетающих в единицу телесного угла от слоя образца высотой 1 см, пропорционально

$$W^I(\theta, E) = n\sigma_g(E) \int \exp[-n\sigma_t(E)\xi - n\sigma_t(E')\xi'] ds, \quad (B)$$

где  $\sigma_t(E)$  - полное сечение для нейтронов с энергией  $E$ ,  $E' = E \left( \frac{A + \cos\theta}{A + 1} \right)^2$  - энергия нейтрона после рассеяния,  $\xi$  и  $\xi'$  - длины пути нейтрона в образце до и после рассеяния, а интегрирование производится по площади горизонтального сечения образца. Таким образом, в этом выражении учтен и захват нейтронов в образце.

Для плоского образца, стоящего под углом  $\psi$  к пучку (см. рис. 5, слева), двойной интеграл в (B) сводится к однократному, который легко берется, и

$$W^I(\theta, E) = \frac{n\sigma_g(E)}{\frac{\Sigma}{\sin\psi} + \frac{\Sigma'}{\sin(\theta-\psi)}} \{ 1 - \exp[-(\frac{\Sigma}{\sin\psi} + \frac{\Sigma'}{\sin(\theta-\psi)})d] \} \quad \text{при } \theta - \psi > 0, \quad (B1)$$

$$W^I(\theta, E) = \frac{n\sigma_g(E)}{\frac{\Sigma}{\sin\psi} + \frac{\Sigma'}{\sin(\theta-\psi)}} \{ \exp[-\frac{\Sigma'd}{\sin(\theta-\psi)}] - \exp[-\frac{\Sigma d}{\sin\psi}] \} \quad \text{при } \theta - \psi < 0, \quad (B2)$$

где введено обозначение:  $\Sigma = n\sigma_t(E)$ ,  $\Sigma' = n\sigma_t(E')$ .

В случае же цилиндрического образца (рис. 5, справа) интеграл принимает форму

$$W^I(\theta, E) = n\sigma_g(E) \int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} \exp\{-\Sigma [r \cos\phi + \sqrt{R_2^2 - r^2 \sin^2\phi} - 2\sqrt{R_2^2 - r^2 \sin^2\phi}] - \Sigma' [-r \cos(\theta - \phi) + \sqrt{R_2^2 - r^2 \sin^2(\theta - \phi)} - 2\sqrt{R_2^2 - r^2 \sin^2(\theta - \phi)}]\} r dr d\phi, \quad (Г)$$

причем каждый из последних радикалов в квадратных скобках заменяется нулем, когда подкоренное выражение отрицательно. На рис. 6 можно видеть сравнение соответствующим образом нормированных результатов численного интегрирования по формуле (Г) с распределениями, полученными методом Монте-Карло при учете нейтронов, отклоняющихся от горизонтальной плоскости в пределах  $\pm 8^\circ$ .

При подстановке выражения  $(\Gamma)$  в  $(A)$  получается четырехкратный интеграл, вычисление которого также заняло бы очень большое время. Поэтому был использован такой прием: значения интеграла в  $(\Gamma)$  были рассчитаны для 60 комбинаций параметров  $\theta$ ,  $\Sigma$ ,  $\Sigma'$ , и по этим значениям было найдено его разложение по степеням  $\cos \theta$ , совпадающее с  $(5)$ . Коэффициенты разложения искали в виде

$$B = \frac{\pi (R_2^2 - R_1^2)}{[1 + \exp(\frac{\ln \Sigma - \alpha - \beta \arctg \Sigma'}{\gamma + \delta \Sigma'})][1 + \exp(\frac{\ln \Sigma' - \alpha - \beta \arctg \Sigma}{\gamma + \delta \Sigma})]} \quad (D1)$$

$$\Omega_1 = \frac{P}{[1 + \exp(\frac{\ln \Sigma - \epsilon - \zeta}{b}) + \exp(\frac{\epsilon_0 - \zeta - \ln \Sigma}{b})][1 + \exp(\frac{\ln \Sigma' - \epsilon - \zeta}{b}) + \exp(\frac{\epsilon_0 - \zeta - \ln \Sigma'}{b})]} \quad (D2)$$

$$\Omega_2 = 0 \exp\{-g[(\ln \Sigma - p - q \Sigma')^2 + (\ln \Sigma' - p - q \Sigma)^2]\}. \quad (D3)$$

Начальные значения всех параметров определялись графически, а окончательные значения были получены путем варьирования методом наименьших квадратов. На рис. 7 показаны результаты замены интеграла в выражении  $(\Gamma)$  эмпирической формулой  $(5)$  с коэффициентами  $(D)$  для случая полого цилиндра. Примерно такой же результат был получен и для сплошного цилиндра но, конечно, с другим набором значений всех параметров. На рис. 6 пунктирные кривые также показывают результат аппроксимации интеграла  $(\Gamma)$  в том же масштабе, что и точные значения интеграла (светлые точки, соединенные плавной линией).

Итак, функции  $W_1^I(\theta)$  рассчитывались по формуле  $(A)$ , а  $W^I(\theta, E)$  в подинтегральном выражении бралось в форме  $(B)$  для плоских образцов и в форме  $(5)$  с коэффициентами  $(D)$  - для цилиндрических. Для определения эффективных сечений  $\sigma_s(E)$  и  $\sigma_t(E)$  привлекались все известные данные о резонансных параметрах изотопов данного элемента. При этом использовались следующие выражения:

$$\sigma_s(E) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \sigma_{\text{пот}} + \sqrt{\pi} \sum_k \rho_k \sigma_{0k} y_k \left[ \frac{\Gamma_{nk}}{\Gamma_k} u(x_k, y_k) + \sqrt{\frac{q_{\text{пот}}^k}{\pi}} v(x_k, y_k) \right] \right\}, \quad (\text{E1})$$

$$\sigma_t(E) = \sigma_{\text{пот}} + \sqrt{\pi} \sum_k \rho_k \sigma_{0k} y_k \left[ u(x_k, y_k) + \sqrt{\frac{\sigma_{\text{пот}}^k}{\pi}} v(x_k, y_k) \right], \quad (\text{E2})$$

где суммирование ведется по близким резонансам с соответствующим обрезанием "крыльев". Здесь  $\sigma_{\text{пот}}$  - предполагающееся одинаковым для всех изотопов сечение потенциального рассеяния,  $\rho_k$  - содержание в образце изотопа, которому принадлежит  $k$ -ый резонанс,  $k_{0k}$  - волновое число нейтрона при резонансной энергии,  $x_k = \frac{E - E_{0k}}{\Lambda_k}$  и  $y_k = \frac{\Gamma_k}{2\Lambda_k}$  - переменные учитывающих доплеровское уширение резонансов интегральных функций

$$u(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{(x-t)^2 + y^2} dt, \quad v(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x-t) e^{-t^2}}{(x-t)^2 + y^2} dt,$$

а остальные обозначения стандартны. Функции  $u$  и  $v$  вычислялись приближенно специальной подпрограммой, составленной Н.Ю. Шириковой, с точностью до 0,1%.

При энергиях нейтронов выше 4-10 кэВ, где обычно кончаются данные об отдельных резонансах, делалось предположение, что

$$\sigma_s(E) = \sigma_t(E) = \sigma_{\text{пот}} + \frac{M}{\sqrt{E}}, \quad (\text{Ж})$$

т.е. резонансная структура сечений заменялась плавной зависимостью от энергии. Константа  $M$  подбиралась из условия, чтобы угловая зависимость рассчитанного  $W_i^I(\theta)$  для последнего "резонансного" интервала получалась одной и той же при использовании сечений как в виде (Е), так и в виде (Ж).

Указанное упрощение оправдывается тем, что, во-первых, оба вида сечений приводят к весьма близким результатам и для одного-двух более низкоэнергетических интервалов; во-вторых, получающаяся переменная



часть сечения  $M/\sqrt{E}$  составляла обычно только 10-20% в интервале сшивания, уменьшаясь в последующих интервалах. Отметим также, что если представить полное сечение как

$$\sigma_t(E) = \sigma_{\text{пот.}} + 2\pi^2 \frac{\sqrt{E}}{k^2} S_0$$

и из полученных нами значений константы  $M$  вычислить эффективные значения силовой функции, то оказывается, что они в 2-5 раз меньше известных силовых функций для исследованных элементов. Это свидетельствует о том, что некое эффективное полное сечение, ответственное за формирование функции искажения  $W_i^1(\theta)$ , меньше обычного усредненного по резонансам сечения.

#### Л и т е р а т у р а

1. W.D. Allen, A.G.Ferguson. *Proc. Phys. Soc.*, A68, 940 (1955).
2. A.Langsdorf, Jr., R.O.Lane, J.E.Monahan. *Phys.Rev.*, 107, 1077 (1957).
3. R.C.Block, W.Haeberli, H.W.Newson. *Phys.Rev.*, 109, 1620 (1958).
4. R.O.Lane, A.S.Langsdorf, Jr., J.E.Monahan, A.J.Elwyn. *Ann. of Phys.*, 12, 135 (1961).
5. R.M.Thaler. *Phys.Rev.*, 114, 827(1959).
6. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват, Ж. Сэрээтэр, Цой Ген Сор. *Письма ЖЭТФ*, 4, 196 (1966).
7. Б.Е. Журавлев. *Препринт ОИЯИ*, 3292, Дубна, 1967.
8. А.С. Давыдов. *Теория атомного ядра*. Физматгиз. Москва. 1958.
9. M.D.Goldberg, V.M.May, J.R.Stehn. *BNL-400*, II, 1962.
10. J.M.Blatt, L.C.Biedenharn. *Revs.Mod.Phys.*, 24, 258 (1952).
11. P.A.Moldauer. *Nucl.Phys.*, 47, 65 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел

13 марта 1969.года.

Таблица 1  
Некоторые характеристики образцов

Элемент	Атомный вес	Плотность, $10^{24}$ ат./см <sup>3</sup>	Длина своб. пробега нейтронов, см ж)	Средняя толщина в ед. дл. свободного пробега	Вес, кг	Форма
Sr	87,6	0,0168	6,6	1,19	4,510	Цилиндр
Mo	95,9	0,0157	10,6	0,74	4,533	Цилиндр
Rh	102,9	0,0728	2,2	0,35	1,955	Слой
Cd	112,4	0,0447	4,5	0,79	5,590	Полный цилиндр
Sn	118,7	0,0375	5,8	0,67	6,301	Полный цилиндр
Sb	121,8	0,0329	5,7	0,23	3,763	Слой
Tc	127,6	0,0093	26,3	0,15	1,762	Полный цилиндр
J	126,9	0,0096	23,0	0,34	3,510	Цилиндр
La	138,9	0,0266	12,0	0,09	2,452	Слой
Pb	207,2	0,0323	2,7	1,03	6,265	Полный цилиндр
Th	232,0	0,0218	3,5	0,80	6,559	Полный цилиндр

х) Длина свободного пробега нейтронов относится только к потенциальному рассеянию.

Таблица 2

Оценки вклада резонансов в  $\langle \omega_1 \rangle$  при  $E=40$  кэВ

Элемент	$\sin \delta_0$	$\sin \delta_1$	$S_1 \cdot 10^4$	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_1(1+f_2+f_3)$
Sr	-0,31	~ -0,001	1,2	0,72	-0,037	~ 1	~ 1,4
Mo	-0,30	~ -0,002	4	0,69	-0,031	~ 1,5	~ 1,7
Ru	-0,30	-0,0076	2,5	0,87	-0,028	0,27	1,08
Gd	-0,28	-0,0113	2	0,81	-0,025	0,12	0,89
Sn	-0,26	-0,0100	3	0,74	-0,038	0,15	0,82
Sb	-0,26	-0,0098	4	0,77	-0,041	0,24	0,92
Te	-0,26	-0,0118	1	0,70	-0,050	0,06	0,71
J	-0,26	-0,0172	0,3	0,77	-0,050	0,012	0,74
La	-0,22	-0,0025	0,7	0,93	-0,094	0,083	0,92
Pb	-0,39	-0,0055	0,3	1,00	-0,044	0,09	1,05
Th	-0,43	-0,0109	0,5	0,94	-0,063	0,09	0,97

Таблица 3  
 Значения  $\chi^2$  и  $\sqrt{\chi^2/m}$  для различных  
 экспериментальных данных<sup>х)</sup>

Набор параметров	$\omega_1/E$	$S_0 + R' + \sigma_1$	$\omega_1/E + S_0 + R' + \sigma_1$
I	621 - 4,7	477 - 3,0	1098 - 3,7
II	289 - 3,2	923 - 4,1	1212 - 3,8

х) В каждом столбце слева стоит  $\chi^2$ , справа  $-\sqrt{\chi^2/m}$ .

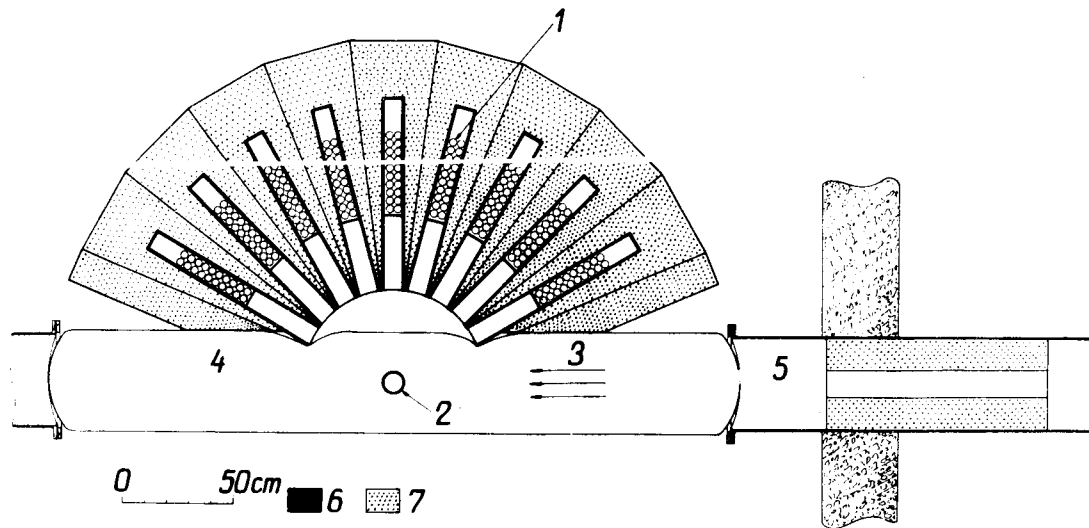


Рис.1. Горизонтальный разрез измерительной установки. 1- детектор, 2 - образец, 3 - падающий лучок, 4 - атмосфера аргона, 5 - нейтронный канал реактора с дополнительным коллиматором, 6 - карбид бора, 7 - смесь парафина с карбидом бора.

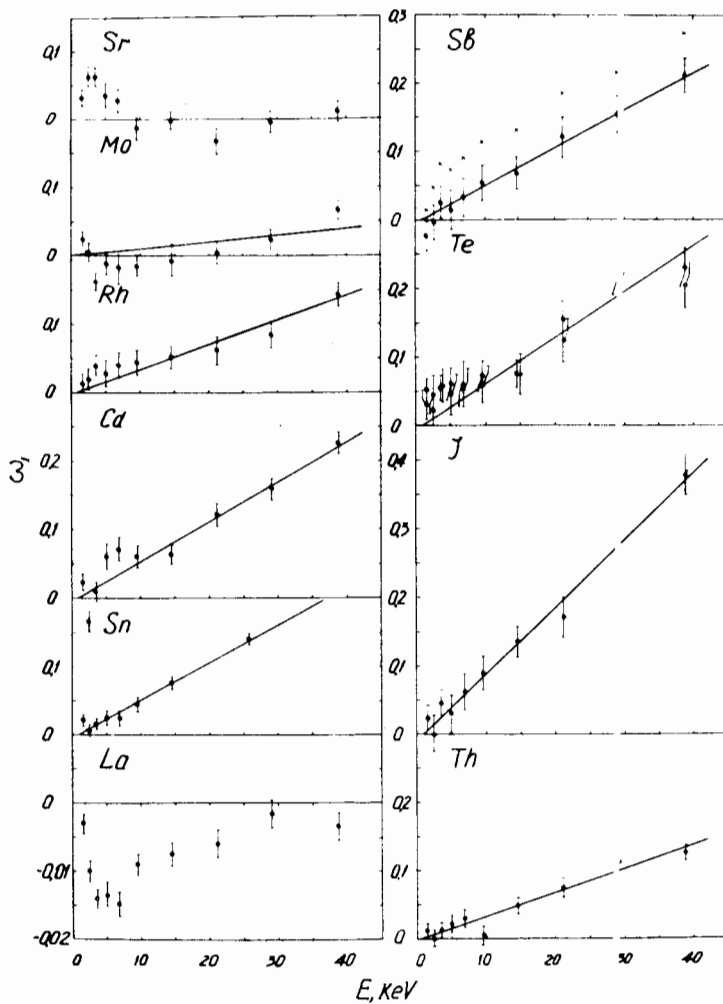


Рис.2. Экспериментальные значения коэффициентов  $\omega_1$ . Светлые точки для Te - результат измерения с фильтром. Кресты для Sb - значения  $\omega_1$ , не исправленные на эффект самоэкранировки. Прямые получены методом наименьших квадратов.

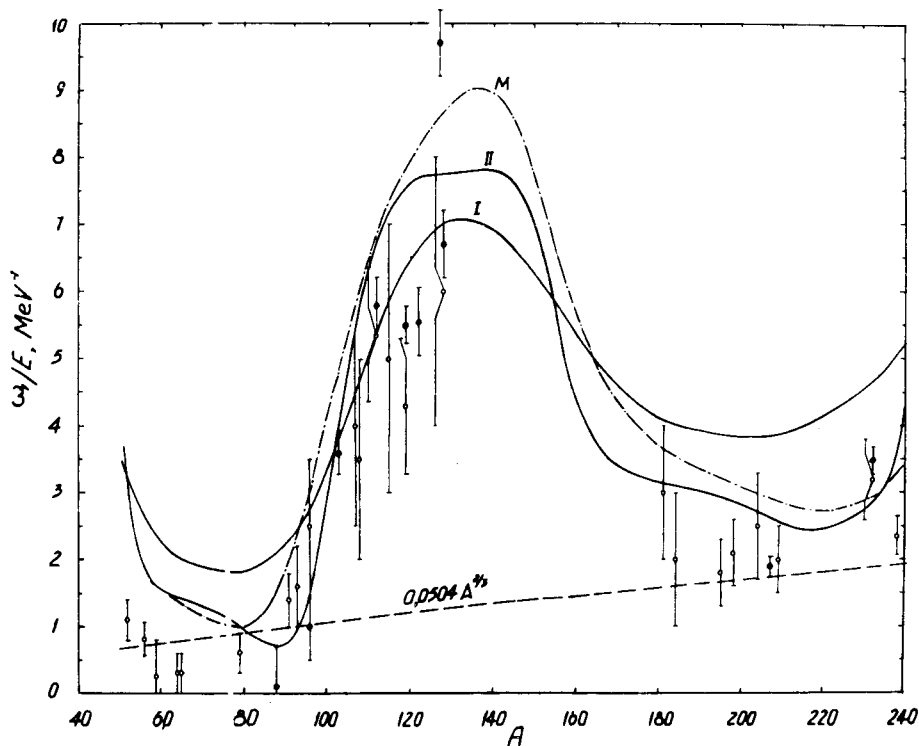


Рис.3. Средние значения величины  $\omega_1/E$  в функции массы ядра. Темные точки - результаты настоящей работы, светлые точки получены из данных в [9]. Кривыми представлены результаты расчетов по оптической модели: I - набор параметров I, II - набор II, M - набор из работы [11].

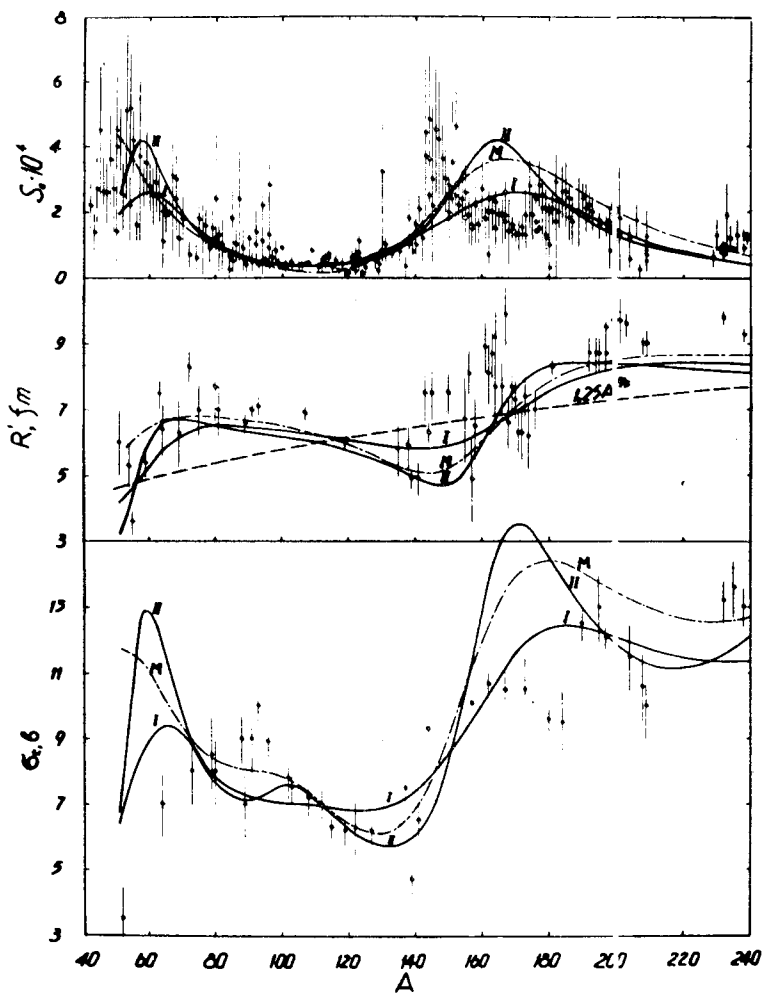


Рис.4. Сопоставление экспериментальных данных по  $S$ ,  $R'$  и  $\sigma$  с результатами расчетов по оптической модели. Темными точками отмечены величины, использованные при подгонке параметров оптического потенциала. Обозначения кривых – те же, что и на рис. 3.



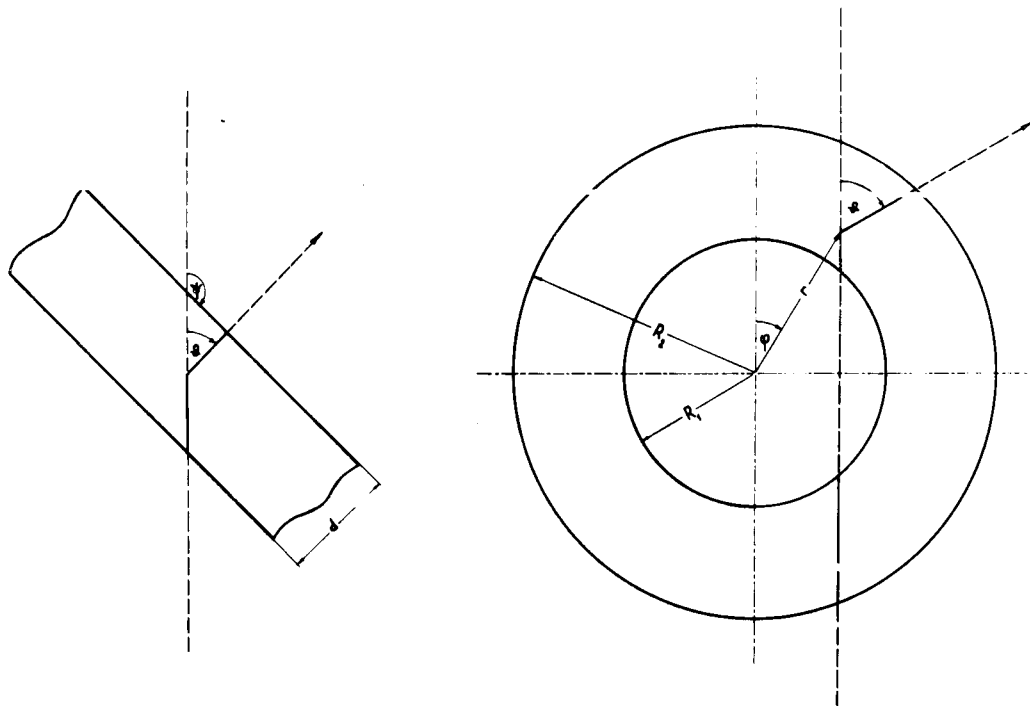


Рис.5. К вычислению интеграла (Б) для плоского образца (слева) и цилиндрического образца (справа).

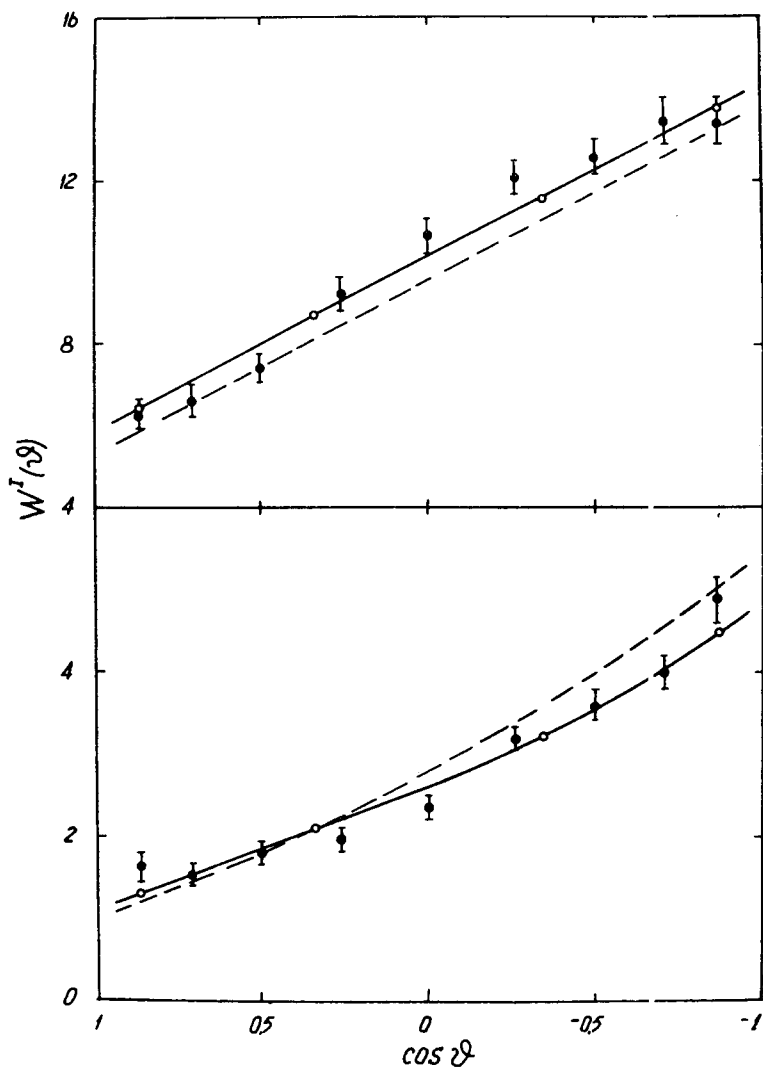


Рис.6. Сравнение функций  $W^I(\theta)$ , полученных тремя способами: темные точки - метод Монте-Карло, светлые точки и сплошная кривая - численное интегрирование (Г), пунктирная кривая - эмпирическая формула (5) с коэффициентами в виде (Г). Наверху показан случай сплошного цилиндра при  $\Sigma=\Sigma'=0.333$ , внизу - случай полого цилиндра при  $\Sigma=\Sigma'=1.0$ .

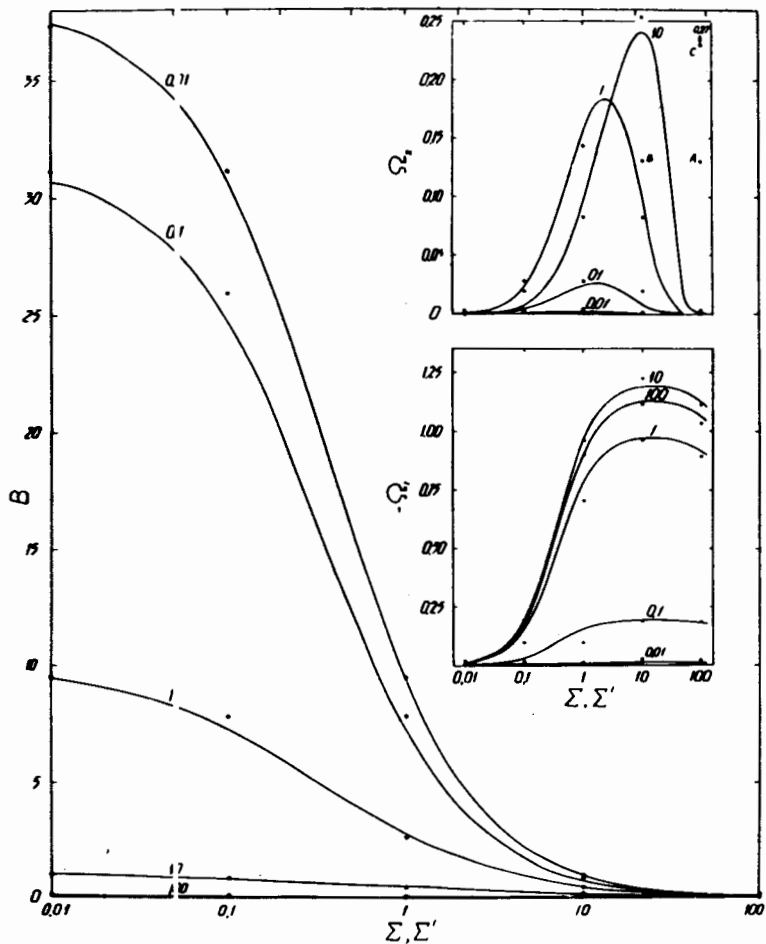


Рис.7. Аппроксимация интеграла в формуле (Г) выражением (5). Точки - значения коэффициентов в формуле (5), полученные из точных значений интеграла; кривые - значения тех же коэффициентов, вычисленные по формулам (Д) при  $\alpha = -0,994$ ,  $\beta = -0,220$ ,  $\gamma = 0,921$ ,  $\delta = 0,306$ ,  $\rho = -1,22$ ,  $\epsilon_0 = 2,76$ ,  $\epsilon = 3,81$ ,  $b = 0,748$ ,  $Q = 0,25$ ,  $g = 0,182$ ,  $\rho = 1,05$ ,  $q = 0,093$ . Числа у кривых - значения одного из переменных  $\Sigma$  и  $\Sigma'$  (второе отложено на осях абсцисс). Точка А относится к кривой 10, а В и С - к кривой 100, которая проходит по оси абсцисс.