

1218

4

11  
3-49



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Д. Зеллигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Д. Лонго,  
Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов

P-1218

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ БРОМА  
ЖЭТФ, 1963, т45, в5, с1294-1303.



Д. Зелигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Д. Лонго,  
Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов

P-1218

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ БРОМА

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 г.



### А н н о т а ц и я

С помощью детекторов захватных гамма-лучей и рассеянных нейтронов исследованы по методу времени пролета нейтронные резонансы брома в области энергии нейтронов до 400 эв. Получены параметры пятнадцати резонансов. Для девяти резонансов определены спины уровней. Для пяти уровней  $J = 1$  и для четырех  $J = 2$ .

D. Zellger, N. Hiesku, Kim Hi San, D. Longo,  
L. B. Pikelner, E. I. Sharapov

### NEUTRON RESONANCES OF BROMINE

#### Abstract

Using detectors of the capture  $\gamma$ -rays and of scattered neutrons the neutron resonances of bromine have been investigated by the time of flight in the range of neutron energy up to 400 ev. The parameters of fifteen resonances have been obtained. For nine resonances the spins of levels have been determined. For five levels  $J = 1$  and for four ones  $J = 2$ .



Исследование нейтронных резонансов ядер имеет целью получение сведений о параметрах уровней, лежащих в области энергии связи нейтрона. Сюда относятся нейтронная и радиационная ширины  $\Gamma_n, \Gamma_\gamma$  и спин уровня. Наиболее широко применяемый метод пропускания позволяет получить значения  $g\Gamma_n$  и  $\Gamma$ , где  $g = \frac{2J + 1}{2(2I + 1)}$  — статистический фактор, зависящий от спинов ядра в возбужденном  $J$  и основном  $I$  состояниях. Для получения полного набора параметров необходимо провести дополнительные измерения сечения радиационного захвата или сечения рассеяния нейтронов.

Настоящая работа посвящена исследованию радиационного захвата и рассеяния нейтронов ядрами брома с целью уточнения параметров уровней и получения спинов, которые для брома не определялись ранее.

Параметры нейтронных резонансов брома методом пропускания изучались в работе <sup>/1/</sup>. Были получены значения  $g\Gamma_n$  и  $\Gamma$  для девяти резонансов в области энергий нейтронов до 317 эв. Радиационные ширины были определены в работе <sup>/2/</sup>, но значения спинов уровней получены не были.

### А п п а р а т у р а

Измерения сечений радиационного захвата и рассеяния нейтронов производились по методу времени пролета с импульсным быстрым реактором /ИБР/ Объединенного института ядерных исследований <sup>/3/</sup> в качестве источника нейтронов.

Пролетная база при измерении с  $(n, \gamma)$  - детектором составляла 750 м, при измерении с детектором рассеянных нейтронов — 500 м. Это обеспечивало разрешение 0,05 мкс/м и 0,08 мкс/м соответственно.

Временной спектр регистрировался 1024-канальным временным анализатором <sup>/4/</sup> при ширине канала 8 мксек.

Измерение радиационного захвата проводилось с помощью  $(n, \gamma)$  - детектора <sup>/5/</sup>, состоящего из двух одинаковых баков емкостью около 200 л каждый, заполненных жидким сцинтиллятором. Исследуемый образец помещался на оси цилиндрического отверстия соосно расположенных баков.

Для исследования рассеяния нейтронов использовался сцинтилляционный детектор на основе  $ZnS(Ag) + B$  /светосостав Т-1/<sup>/6/</sup>. Детектор состоял из чередующихся слоев плексигласа и светосостава Т-1, из которых собирался полый восьмигранник. С обоих торцов он просматривался фотоумножителями ФЭУ-24. При такой конструкции плексиглас служил одновременно замедлителем и световодом. Исследуемый образец помещался на оси отверстия восьмигранника, так что рассеянные нейтроны регистрировались в телесном угле, близком к  $4\pi$ . Для уменьшения фона от нейтронов, рассеянных воздухом, образец помещался в вакуумную трубу.



Рассмотрим образец  $D$ , расположенный внутри детектора перпендикулярно падающему пучку нейтронов. Толщина образца  $n_D$  яд/см<sup>2</sup>. Число счетов детектора, связанных с регистрацией захватных  $\gamma$ -квантов, на единственный временной канал можно записать в виде

$$N_i(D) = \Pi(E) \Delta E_i [1 - \exp(-n_D \sigma_i)] \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_i} \cdot \epsilon_\gamma, \quad /1/$$

где  $\Pi(E)$  - поток нейтронов в единичном интервале энергии, соответствующей временному каналу  $i$ , на всю площадь образца за время измерения;

$\Delta E_i$  - энергетическая ширина временного канала;

$\sigma_i$ ,  $\sigma_\gamma$  - полное сечение и сечение захвата при энергии  $E$  с учетом доплеровского уширения;

$\epsilon_\gamma$  - эффективность регистрации детектором акта радиационного захвата.

Суммарный счет по всем каналам, содержащим изолированный резонанс, не зависит от разрешения и равен

$$\sum_i N_i(D) = \int \Pi(E) [1 - \exp(-n_D \sigma_i)] \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_i} \epsilon_\gamma dE. \quad /2/$$

Выражение /2/ при некоторых приближениях можно привести к виду<sup>x/</sup>

$$\sum_i N_i(D) = \Pi(E_0) \epsilon_\gamma \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \int [1 - \exp(-n_D \sigma_r)] dE, \quad /3/$$

где  $\sigma_r$  - резонансный член полного сечения.

Действительно, поток нейтронов в пределах резонанса изменяется незначительно, что позволяет вынести его за знак интеграла. Отношение  $\frac{\sigma_\gamma}{\sigma_i}$  может быть заменено отношением ширины  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  ввиду малости интерференционного члена по сравнению с резонансным в  $\sigma_r$  при энергиях нейтронов меньше 1 Кэв. Потенциальное рассеяние в образце также может быть опущено, так как применяемые образцы тонки ( $n_D \sigma_p \ll 1$ ) и потенциальное рассеяние не приводит к убыванию резонансных нейтронов в образце.

Интеграл в правой части уравнения /3/ представляет площадь провала на кривой пропускания  $A_D$ , являющуюся функцией параметров резонанса  $g \Gamma_n$ ,  $\Gamma$ , доплеровской ширины  $\Delta$  и толщины образца  $n_D$ . Таблицы значений  $A_D$  приведены в работе<sup>/7/</sup>. Тогда выражение /3/ можно записать в виде

$$\frac{\sum_i N_i(D)}{\Pi(E_0) \epsilon_\gamma} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A_D = C. \quad /4/$$

Для определения величины  $C$  необходимо найти произведение потока на эффективность. Для исследуемого образца брома это произведение определялось по счету детектора в максимуме сильного и хорошо разрешенного резонанса с энергией 35,9 эв. Измерения с образцами нескольких толщин показали, что счет в максимуме не меняется, т.е. в образцах поглощаются все нейтроны резонансной энергии. Тогда из уравнения

<sup>x/</sup> Оценка такого приближения дана в приложении.



1/ следует, что

$$N_i(D) = \Pi(E_0) \Delta E_i \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma - \epsilon_\gamma} \quad /5/$$

Имея в виду, что отношение  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  при малой величине  $\Gamma_n$  /см. таблицу 1/ слабо зависит от абсолютных величин  $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma$ , можно определить  $\Pi(E_0)\epsilon_\gamma$  для данного резонанса. Для перехода к другим резонансам необходимо знать относительный ход потока при изменении энергии и оценить изменение эффективности при переходе от резонанса к резонансу. Зависимость потока от энергии была получена путем измерений с борными счетчиками. Что касается эффективности регистрации акта радиационного захвата, то она не должна заметно изменяться от резонанса к резонансу, так как спектр гамма-лучей усредняется по большому числу переходов на промежуточные уровни, общие для резонансов одного изотопа. Наличие двух изотопов естественного брома может привести к некоторому различию в эффективности для резонансов разных изотопов. Кроме того, может существовать некоторая зависимость спектра гамма-лучей от спина уровня. Для экспериментальной оценки степени постоянства эффективности были проделаны измерения временного спектра брома при работе детектора как в режиме совпадений, так и в режиме суммирования импульсов от обоих баков. В последнем случае эффективность регистрации  $(n, \gamma)$  - реакции мало зависела от вида спектра и множественности  $\gamma$  - квантов на захваченный нейтрон. Как показали результаты измерений, отношение счетов по резонансу при работе в разных режимах не менялось от резонанса к резонансу, что позволяло считать  $\epsilon_\gamma$  постоянным для всех резонансов.

Используя найденные значения  $\Pi(E)\epsilon_\gamma$ , можно было получить экспериментальные величины  $C$  для всех исследованных резонансов. В эти величины были введены поправки, учитывающие захват нейтронов в образце после рассеяния <sup>18/</sup> и регистрацию детектором рассеянных нейтронов. Последняя поправка рассчитывалась по формуле

$$C = \frac{C}{1 + \frac{\Gamma_n \epsilon_n}{\Gamma_\gamma \epsilon_\gamma}}$$

и для всех исследованных резонансов была меньше 2%. Уравнение /4/ позволяет построить графики зависимости  $g\Gamma_n$  от  $\Gamma$  для двух возможных значений спинового фактора  $g$ .

Помимо описанного эксперимента, с  $(n, \gamma)$ - детектором могут быть проведены измерения параметров резонансов методом самоиндикации, подробно описанным в работах <sup>9,10/</sup> Суть метода заключается в том, что кроме измерений описанного выше типа проводится измерение с дополнительным образцом  $T$  из того же вещества, расположенным вне детектора в условиях "хорошей геометрии". Наличие пропускающего образца в пучке приводит к уменьшению потока нейтронов, падающих на детекторный образец  $D$ . Уравнение /2/ при этом переходит в

$$\sum_i N_i(D, T) = \int \Pi(E) \exp(-n_T \sigma_t) [1 - \exp(-n_D \sigma_t)] \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_t} \epsilon_\gamma dE. \quad /6/$$

При отмеченных выше допущениях это выражение можно представить в виде



$$\sum_i N_i(D, T) = \Pi(E_0) \epsilon_Y \frac{\Gamma_Y}{\Gamma} \exp(-n_T \sigma_P) \{ [1 - \exp(-(n_D + n_T) \sigma_r)] dE - \quad /7/$$

$$- [1 - \exp(-n_T \sigma_r)] dE \} = \Pi(E_0) \epsilon_Y \frac{\Gamma_Y}{\Gamma} \exp(-n_T \sigma_P) [A_{D+T} - A_T],$$

где  $\sigma_P$  - сечение потенциального рассеяния. Тогда отношение

$$S = \frac{\sum_i N_i(D, T)}{\sum_i N_i(D)} \exp(n_T \sigma_P) = \frac{A_{D+T} - A_T}{A_D} \quad /8/$$

не содержит значений потока и эффективности детектора и является функцией параметров, определяющих  $A$ , а также отношения  $n_T/n_D$  и  $\sigma_P$ . Таблица значений  $S$  была рассчитана для широкого набора параметров на электронной счетной машине. Находя экспериментально величину  $S$ , можно было в соответствии с уравнением /8/ получить зависимость  $g\Gamma_n$  от  $\Gamma$ .

В проведенных измерениях в качестве образцов использовался порошок  $KBr$ , засыпанный в тонкостенные алюминиевые кассеты диаметром 180 мм /диаметр коллиматора 180 мм/. Толщины применяемых образцов, как  $D$ , так и  $T$ , изменялись в широких пределах, чтобы получить наилучшие условия измерения для разных резонансов. Измерения с  $D$ -образцами проводились при четырех толщинах от  $0,325 \cdot 10^{21}$  яд/см<sup>2</sup> до  $7,7 \cdot 10^{21}$  яд/см<sup>2</sup> естественной смеси изотопов брома /изотопный состав: 50,56%  $Br^{79}$  и 49,44%  $Br^{81}$ /. Пять  $T$ -образцов имели толщины от  $0,325 \cdot 10^{21}$  до  $61,6 \cdot 10^{21}$  яд/см<sup>2</sup>.

При изготовлении самого тонкого образца  $D_1 = T_1 / 0,325 \cdot 10^{21}$  яд/см<sup>2</sup> /  $KBr$  смешивался с порошком  $CaF_2$  для получения более равномерного распределения по площади образца.

На рис. 1 приведена экспериментальная кривая, полученная при измерении с  $D$ -образцом толщиной  $7,7 \cdot 10^{21}$  яд/см<sup>2</sup> за 8 часов.

Уровень фона определялся на основе измерений без образца и измерений с графитом, который дает только рассеянные нейтроны. Полученные результаты хорошо согласовывались с уровнем участков кривой рис. 1, далеких от резонансов, при учете влияния крыльев резонансов.

Измерения с графитом позволили оценить эффективность регистрации нейтронов, которая найдена равной примерно 0,15%, независимо от энергии нейтронов в изучаемой области. Погрешность величины  $S$  в выражении /4/ была обусловлена в первую очередь ошибкой в определении произведения  $\Pi(E) \epsilon_Y$ , которая оценивалась равной 8%. Меньше сказывалась ошибка, связанная со статистикой числа счетов по резонансу. Для сильных резонансов она составляла 1-2%, а для самых слабых достигала 5-6%. Значительный вклад в ошибку для слабых резонансов давала неопределенность в уровне фона и в отделении их от близких сильных резонансов. Эта ошибка для самых слабых резонансов, например, при энергии 212 эв или 256 эв достигала 15%. Для сильных ре-



зонансов эта ошибка была невелика. Окончательно ошибка величины  $S$  определялась как корень из суммы квадратов перечисленных ошибок.

При измерениях по методу самоиндикации исключалась ошибка, связанная с потоком и эффективностью, но увеличивалась ошибка, связанная со статистикой, так как величина  $S$  определяется отношением счетов по резонансу с поглощающим образцом и без него. Суммарная ошибка величины  $S$  составляла 1-3% для образцов оптимальной толщины в случае сильных резонансов. Для наиболее слабых резонансов ошибка в  $S$  заметно больше, и использование метода самоиндикации нецелесообразно.

### Рассеяние нейтронов

Для случая рассеяния нейтронов можно записать выражение для суммарного счета детектора, аналогичное /2/,

$$\sum_i N_i = \int \Pi(E) \epsilon_n [1 - \exp(-n\sigma_i)] \frac{\sigma_n}{\sigma_i} dE. \quad /9/$$

Сечение рассеяния  $\sigma_n$  содержит три члена: резонансное рассеяние  $(\sigma_r \frac{\Gamma_n}{\Gamma})$ , потенциальное рассеяние  $(\sigma_p)$  и интерференционный член  $(\sigma_i)$ .

Рассмотрим возможность преобразования правой части выражения /9/ к виду

$$\Pi(E_0) \epsilon_n \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A, \quad /10/$$

удобному для определения параметров резонанса.

При единичном произведении  $\Pi(E) \epsilon_n$  правую часть /9/ можно записать в виде

$$I = \int [1 - \exp(-n\sigma_i)] \frac{\sigma_n}{\sigma_i} dE. \quad /11/$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно записать разность  $I - I_p$ , где

$$I_p = \int [1 - \exp(-n\sigma_p)] dE$$

описывает суммарный счет в том же интервале энергий при условии, что имеет место только потенциальное рассеяние. Экспоненциальные члены подинтегрального выражения в

$$I - I_p = \int \{ [1 - \exp(-n\sigma_i)] \frac{\sigma_n}{\sigma_i} - [1 - \exp(-n\sigma_p)] \} dE \quad /12/$$

разложим в ряд, имея в виду, что в экспериментах по рассеянию применяются тонкие образцы ( $n\sigma_0 \ll 1$ ). Проведем дальнейшее рассмотрение без учета доплеровского уширения, влияние которого будет обсуждено ниже.

Используя в качестве аргумента вместо  $E$  величину  $x = \frac{2(E - E_0)}{\Gamma}$ , можно записать

$$\sigma_r = \frac{\sigma_0}{1 + x^2}; \quad \sigma_i = \frac{\sigma_{i0}}{1 + x^2} x, \quad /13/$$

где

$$\sigma_0 = 4\pi \lambda_0^2 \frac{g\Gamma_n}{\Gamma}; \quad \sigma_{i0} = \frac{\sigma_0 \cdot 2a}{\lambda_0}; \quad a = \sqrt{\frac{\sigma_p}{4\pi}};$$

$\lambda_0$  -длина волны нейтрона при энергии резонанса.



Подставляя члены вида /13/ в разложение, интегрируя и группируя получившиеся выражения, можно привести /12/ к виду

$$\begin{aligned}
 I - I_p &= \frac{\pi}{2} (n\sigma_0 \Gamma) \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left[ 1 - \frac{n\sigma_0}{4} + \frac{(n\sigma_0)^2}{16} - \frac{5}{384} (n\sigma_0)^3 \right] - \\
 &- \frac{\pi}{8} \Gamma (n\sigma_0)^2 \left[ 1 - \frac{1}{12} \left( 2 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right) n\sigma_0 + \frac{1}{32} \left( 1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right) (n\sigma_0)^2 \right] - \\
 &- \frac{\pi}{4} (n\sigma_0 \Gamma) (n\sigma_p) \left[ \left( 1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right) - \frac{1}{6} \left( 1 + 2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right) n\sigma_0 + \frac{1}{32} \left( 1 + \frac{3\Gamma_n}{\Gamma} \right) (n\sigma_0)^2 \right].
 \end{aligned} \quad /14/$$

В выражении /14/ опущены члены выше четвертого порядка по  $(n\sigma_0)$ , второго и более высокого порядка по  $(n\sigma_p)$  и выше третьего порядка по  $(n\sigma_{i0})$ .

Выражение

$$\frac{\pi}{2} (n\sigma_0 \Gamma) \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \left[ 1 - \frac{n\sigma_0}{4} + \frac{(n\sigma_0)^2}{16} - \frac{5}{384} (n\sigma_0)^3 \right],$$

входящее в /14/, представляет разложение функции  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma} A$ , где  $A$  - площадь провала на кривой пропускания. Обозначая полиномы, стоящие во второй и третьей скобках, соответственно через  $M$  и  $L$ , можно переписать /14/ в виде.

$$I - I_p = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A - \frac{\pi}{8} \Gamma (n\sigma_{i0})^2 M - \frac{\pi}{4} (\Gamma n\sigma_0) (n\sigma_p) L. \quad /15/$$

Рассмотрим подробнее физический смысл полученного выражения. Разность  $I - I_p$ , умноженная на  $\Pi(E)\epsilon_n$  при пределах интегрирования, полностью включающих рассматриваемый изолированный резонанс, представляет собою разность между экспериментальной суммой счетов по области резонанса и суммой счетов в тех же каналах, обусловленной только потенциальным рассеянием в отсутствие резонанса. Последняя величина определяется путем интерполяции уровня потенциального рассеяния из области, далекой от резонанса, или из калибровочных измерений с рассеивателем, не имеющим резонансов, например  $P_b$ .

Как видно из /15/, в эксперименте получается величина, меньшая  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma} A$ , причем эта разница определяется величиной поправочных членов  $\frac{\pi}{8} \Gamma (n\sigma_{i0})^2 M$  и  $\frac{\pi}{4} (\Gamma n\sigma_0) (n\sigma_p) L$ . Для их оценки преобразуем /15/ к виду

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma} A = \frac{I - I_p}{1 - \Omega_M - \Omega_L}, \quad /16/$$

где

$$\Omega_M = \frac{\frac{\pi}{8} \Gamma (n\sigma_{i0})^2 M}{\frac{\Gamma_n}{\Gamma} A}$$

$$\Omega_L = \frac{\frac{\pi}{4} (n\sigma_0 \Gamma) (n\sigma_p) L}{\frac{\Gamma_n}{\Gamma} A}$$

Далее удобно преобразовать записанные выражения к виду:



$$\Omega_M = n\sigma_p \frac{g\Gamma_n}{\Gamma} \left[ \frac{\Gamma}{\Gamma_n} f - k \right]$$

$$\Omega_L = \frac{n\sigma_p}{2} \left[ \frac{\Gamma}{\Gamma_n} f + s \right]. \quad /20/$$

Входящие в /19/ и /20/ величины  $f$ ,  $s$  и  $k$  являются медленно меняющимися функциями  $n\sigma_p$ . При изменении  $n\sigma_p$  от 0 до 2 эти функции лежат в пределах  $1 \lesssim f < 1,2$ ;  $0 \lesssim k < 0,08$ ;  $1 \lesssim s > 0,9$ . Полагая для качественной оценки  $f = s = 1$  и  $k = 0$ , легко видеть, что

$$\Omega_M = n\sigma_p g. \quad /21/$$

Так как  $n\sigma_p \ll 1$ , то эта поправка обычно пренебрежимо мала. Значительно существеннее вторая поправка, которая при тех же приближениях равна

$$\Omega_L = \frac{n\sigma_p}{2} \frac{\Gamma}{\Gamma_n}. \quad /22/$$

В случае  $\Gamma_n \ll \Gamma$  величина  $\Omega_L$  может оказаться сравнимой с 1 или даже превосходить ее. При этом  $I - I_p$  будет отрицательной величиной, т.е. экспериментальная кривая лежит ниже интерполированного уровня потенциального рассеяния.

Следует особо отметить, что если в состав рассеивающего образца помимо ядер исследуемого изотопа входят другие ядра, то в формулах /20/ и /22/ это должно быть учтено путем замены величины  $n\sigma_p$  на  $\sum_i (n\sigma_p)_i$ , где сумма взята по всем присутствующим ядрам. Это не относится к выражениям /19/ и /21/, где должно остаться значение  $n\sigma_p$  для данного изотопа.

В дальнейшем рассмотрении использовалось выражение

$$\frac{\sum_i N_i}{\Pi(E_0)\epsilon_n} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A, \quad /23/$$

где  $\sum_i N_i = \Pi(E_0)\epsilon_n \frac{I - I_p}{I - \Omega_M - \Omega_L}$  - экспериментальная сумма счетов детектора, исправленная в соответствии с /16/.

Определение произведения потока нейтронов на эффективность детектора  $\Pi(E)\epsilon_n$  производилось путем калибровочных измерений со свинцом в качестве образца. Взаимодействие нейтронов с ядрами свинца обусловлено потенциальным рассеянием с сечением 11,4 барна, не зависящим от энергии нейтронов в рассматриваемой области.

В этом случае число счетов на канал временного анализатора

$$N_{Pb} = \Pi(E)\epsilon_n [1 - T_{Pb}] \Delta E, \quad /24/$$

где

$$T_{Pb} = \exp(-n\sigma_p)_{Pb}.$$

Используя /23/ и /24/, получим

$$\frac{\sum_i N_i}{N_{Pb}} (1 - T_{Pb}) \Delta E = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A, \quad /25/$$

где  $N_{Pb}$  и  $\Delta E$  взяты для канала, соответствующего максимуму резонанса.



На экспериментальную величину числа счетов по резонансу оказывает влияние захват нейтронов после рассеяния, который уменьшает число счетов детектора. Обычно для устранения эффекта многократных взаимодействий проводят измерения с несколькими толщинами образцов и экстраполируют к нулевой толщине величину

$$\frac{\sum_i N_i}{N_{Pb} n} (1 - T_{Pb}) \Delta E = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \cdot \frac{A}{n} . \quad /26/$$

Имея в виду, что для тонких образцов

$$A = 2 \pi^2 \lambda^2 n g \Gamma_n , \quad /27/$$

экстраполяция /26/ дает значение

$$2 \pi^2 \lambda^2 \frac{g \Gamma_n^2}{\Gamma} .$$

При таком методе наклон экстраполяционной кривой обусловлен двумя факторами, действующими в одном направлении: захватом нейтронов после рассеяния и нелинейностью зависимости  $A$  от  $n$  для не слишком тонких образцов. Так как точность экстраполяции ухудшается при увеличении наклона, нами для исключения второго фактора была применена экстраполяция другой величины

$$B = \frac{\sum_i N_i g \Gamma_n}{N_{Pb} A} (1 - T_{Pb}) \Delta E . \quad /28/$$

Величина  $A$ , входящая в /28/, является функцией параметров  $g \Gamma_n$  и  $\Gamma$ , однако при переходе к пределу при  $n \rightarrow 0$  отношение  $A/g \Gamma_n$ , как видно из /27/, не зависит от выбранных параметров и является известной величиной. В /28/ подставлялись значения  $g \Gamma_n$  и  $A$ , известные из предварительных результатов.

Таким образом, экстраполяция дает

$$\lim_{n \rightarrow 0} B = \frac{g \Gamma_n^2}{\Gamma} . \quad /29/$$

Это уравнение позволяет получить связь между  $g \Gamma_n$  и  $\Gamma$  для двух возможных значений  $g$  и при совместном решении с /4/ и /8/ найти все параметры уровня.

Применение экстраполяции, помимо устранения ошибки, связанной с захватом после рассеяния, имеет и другую положительную сторону. Для тонких образцов влияние доплеровского уширения на площадь провала на кривой пропускания становится незначительным. То же самое имеет место и для аналогичного интеграла /11/. Таким образом, экстраполяция устраняет некоторую неточность, связанную с пренебрежением доплеровским уширением при выводе выражения /16/.

Измерение рассеяния нейтронов проводилось с образцами, аналогичными применявшимся с  $(n, \gamma)$  - детектором, но, кроме того, были изготовлены тонкие образцы  $^{10}B, ^{16}O$  и  $^{21}F$  методом осаждения на тонкие подложки  $KBr$ , чтобы избежать добавок  $CaF_2$ , увеличивающих потенциальное рассеяние. На рис. 2 приведена экспериментальная кривая, полученная при измерении с образцом  $^{21}F$  за 15 часов. Ширина канала 8 мсек.



В калибровочных измерениях применялись 4 образца из свинца толщиной от 0,8 до 4 мм. Помимо измерений со свинцом и бромом измерялся фон детектора при работающем реакторе. Экспериментальная ошибка экстраполированной величины  $V$  определялась главным образом ошибкой  $\sum_i N_i$ , которая особенно велика для слабых резонансов. Для экстраполяции  $V$  через экспериментальные точки в логарифмическом масштабе проводилась прямая методом наименьших квадратов с учетом веса экспериментальных точек. Ошибки экстраполированной величины  $V$  составляли 3-5% для сильных резонансов и достигали 20% для наиболее слабых резонансов (204,9 эв и 394,8 эв), исследованных с помощью детектора рассеянных нейтронов. Экстраполяционные графики для двух резонансов приведены на рис. 3.

### Результаты и обсуждение

Экспериментальные данные, полученные по описанной выше методике, позволили провести анализ резонансов, лежащих в области энергии ниже 400 эв.

Помимо десяти резонансов, параметры которых приведены в /1,2/, было обнаружено еще пять слабых резонансов, проявившихся в измерениях с  $(n, \gamma)$ -детектором. Для этих резонансов можно было провести только оценку  $g\Gamma_n$ , используя формулы /4/ и /27/. При этом принималось, что  $\Gamma_\gamma/\Gamma = 1$ . Полная ширина для этих резонансов не определялась.

Для остальных резонансов обработка проводилась по полной программе, кроме резонанса с энергией 295,1 эв, для которого не обрабатывались данные по рассеянию нейтронов из-за недостаточного разрешения и слабости резонанса.

Для получения параметров резонансов строились кривые  $g\Gamma_n$  как функция  $\Gamma$  на основании уравнений /4/, /8/ и /29/. На рис. 4 и 5 приведены для примера такие кривые для двух резонансов с большим и малым значениями нейтронной ширины. Кривая  $S$  является функцией параметров  $g\Gamma_n$  и  $\Gamma$ , поэтому в выбранных координатах имеем одну кривую. Для кривых  $B$  и  $C$  появляется третий параметр, спиновый фактор  $g$ , который может принимать два фиксированных значения. Для брома, имеющего спин  $I = \frac{3}{2}$ , эти значения равны 3/8 и 5/8. Таким образом, уравнения /4/ и /29/ позволяют получить разные кривые для разных  $g$ . Истинные значения  $g\Gamma_n$  и  $\Gamma$  для данного резонанса должны удовлетворять кривым всех трех типов /  $S$ ,  $B$  и  $C$  /. Так как с кривой  $S$  согласуется лишь одна точка пересечения кривых  $B$  и  $C$ , то это является одновременно указанием на значение  $g$ , т.е. спина уровня.

На рис. 4 приведено семейство кривых для резонанса 101,3 эв. Кривые  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$  получены при различных толщинах детекторного образца. Видно, что с  $S$ -кривой согласуются  $B$  и  $C$  кривые для  $g = \frac{5}{8}$ . Несколько иной характер имеют кривые для резонанса 53,8 эв, приведенные на рис. 5. Нейтронная ширина этого резонанса значительно меньше радиационной, так что  $\Gamma_\gamma/\Gamma \approx 1$ . В этом случае уравнение /4/ практически переходит в

$$C = A$$

Это приводит к исчезновению зависимости кривой  $C$  от  $g$ , и единственным источни-



ком информации о спине остается кривая  $B$ . Из рисунка видно, что с точкой пересечения кривых  $S$  и  $C$  согласуется кривая  $B$  для  $g = \frac{3}{8}$ . Так как для большинства резонансов брома нейтронные ширины меньше радиационных, то измерение рассеяния нейтронов являлось основным методом определения спинов уровней.

Следует отметить, что надежность  $S$ -кривой существенно зависит от выбранных толщин  $D$  и  $T$ -образцов, которые имеют свое оптимальное значение для каждого резонанса. Так как в измерении использовался широкий набор толщин образцов, то это позволяло выбрать такие, при которых получалась минимальная неопределенность в ходе  $S$ -кривой.

Параметры резонансов, полученные описанным методом, приведены в таблице 1. Изотопная принадлежность заимствована из [1]. Сравнение параметров резонансов, приведенных в [1,2], с результатами настоящей работы показывает для большинства резонансов согласие в пределах ошибки измерения. Для девяти резонансов брома получены значения спинов уровней, данные о которых ранее в литературе не приводились.

На основании таблицы 1 было построено распределение нейтронных ширин. Так как изотопная принадлежность слабых резонансов неизвестна, распределение строилось для всех резонансов.

Полученное распределение приведено на рис. 6 вместе с кривой Портера-Томаса для  $\nu = 1$ . Как видно из рисунка, экспериментальные данные не противоречат теоретической кривой, однако группа слабых резонансов несколько выпадает из общего хода кривой. Следует отметить, что при обработке экспериментальных кривых временного спектра, полученных с  $(n, \gamma)$ -детектором, имелись указания на существование еще нескольких уровней, однако недостаточное разрешение не позволяло выделить эти слабые уровни сколько-нибудь надежно, поэтому они не приведены в таблице.

В связи с этим представляет интерес измерение с лучшим разрешением, что позволит более надежно выделить слабые резонансы и увеличит число анализируемых уровней, которое пока недостаточно. Силовая функция  $S_0 = \frac{\Gamma^0}{\Gamma^0 + D}$  была рассчитана по данным таблицы 1 с учетом спинов уровней для изотопа  $B\text{r}^{79}$  и оказалась равной  $1,45 \pm 0,2 \cdot 10^{-4}$ . Для  $B\text{r}^{81}$  силовая функция не рассчитывалась из-за малого количества резонансов данного изотопа.

Обращает на себя внимание значительное различие в радиационных ширинах для изотопов  $B\text{r}^{81} / \bar{\Gamma}_\gamma = 275$  Мэв/ и  $B\text{r}^{79} / \bar{\Gamma}_\gamma = 400$  Мэв/. Энергии связи нейтрона для  $B\text{r}^{80}$  и  $B\text{r}^{82}$ , получающихся при захвате нейтрона, весьма близки /7,98 Мэв и 7,8 Мэв соответственно/. Совпадают и спины основного состояния ядер мишени / $I = 3/2$ /, так что это не может служить причиной такого различия. По-видимому, разница в радиационных ширинах связана с существенным различием в спинах основного состояния ядра продукта: для  $B\text{r}^{80} I = 1$ , для  $B\text{r}^{82} I = 5$ .

Для резонансов  $B\text{r}^{79}$ , для которого определены спины шести уровней, заметного различия в нейтронных и радиационных ширинах уровней с разными спинами не наблюдается.



В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ф.Л. Шапиро за полезные обсуждения и интерес к работе.

Т а б л и ц а 1  
Параметры нейтронных резонансов брома

$E_0$ эВ	$\Gamma$ мэВ	$g\Gamma_n$ мэВ	$J$	$\Gamma_\gamma$ мэВ	Изотоп	$\Gamma_n^0$ мэВ
35,9 $\pm$ 0,1	405 $\pm$ 30	25 $\pm$ 2	2	365 $\pm$ 30	79	6,7
53,8 $\pm$ 0,2	430 $\pm$ 40	13 $\pm$ 1	1	395 $\pm$ 40	79	4,7
101,3 $\pm$ 0,5	420 $\pm$ 30	97 $\pm$ 10	2	267 $\pm$ 33	81	15,4
135,9 $\pm$ 0,7	590 $\pm$ 50	115 $\pm$ 15	1	285 $\pm$ 52	81	26,5
157,3 $\pm$ 1,7	-	0,065 $\pm$ 0,015	-	-		
189,8 $\pm$ 1,2	550 $\pm$ 60	28 $\pm$ 2	1	475 $\pm$ 60	79	5,4
204,9 $\pm$ 1,3	400 $\pm$ 60	6,5 $\pm$ 0,7	2	390 $\pm$ 60		0,73
212,4 $\pm$ 2,7	-	0,085 $\pm$ 0,02	-	-		
239,4 $\pm$ 1,6	1300 $\pm$ 150	350 $\pm$ 50	1	365 $\pm$ 160	79	60,2
256 $\pm$ 3,6	-	0,135 $\pm$ 0,03	-	-		
295,1 $\pm$ 2,2	460 $\pm$ 50	26 $\pm$ 2	-	408 $\pm$ 50	79	
319,6 $\pm$ 2,5	800 $\pm$ 80	300 $\pm$ 40	2	320 $\pm$ 90	79	26,8
336 $\pm$ 5	-	0,41 $\pm$ 0,08	-	-		
368 $\pm$ 6	-	0,26 $\pm$ 0,06	-	-		
394,8 $\pm$ 3,5	610 $\pm$ 50	56 $\pm$ 6	1	460 $\pm$ 50	79	7,5

П р и л о ж е н и е

Рассмотрим выражение

$$I = \int [1 - \exp(-n\sigma_t)] \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_t} dE \quad /п.1/$$

и покажем, что оно может быть с достаточной точностью преобразовано к виду

$$I_1 = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \int [1 - \exp(-n\sigma_t)] dE. \quad /п.2/$$

Разложим в ряд экспоненту в /п.1/, тогда подинтегральное выражение можно представить в виде



$$\frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_r + \sigma_i + \sigma_p} \left\{ n(\sigma_r + \sigma_i + \sigma_p) - \frac{1}{2!} n^2 (\sigma_r + \sigma_i + \sigma_p)^2 + \right.$$

/п.3/

$$\left. + \frac{1}{3!} n^3 (\sigma_r + \sigma_i + \sigma_p)^3 - \frac{1}{4!} n^4 (\sigma_r + \sigma_i + \sigma_p)^4 + \dots \right\},$$

где  $\sigma_r$ ,  $\sigma_i$  и  $\sigma_p$  - резонансный, интерференционный и потенциальный члены полного сечения.

Используя в качестве переменной  $x = \frac{2(E - E_0)}{\Gamma}$ , можно записать  $\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + x^2}$

$$\sigma_i = \frac{\sigma_0}{1 + x^2} \cdot \frac{2ax}{\lambda} = \frac{\sigma_{i0} x}{1 + x^2}, \quad /п.4/$$

где  $a$  определяется из выражения  $\sigma_p = 4\pi a^2$ .

Подставляя /п.4/ в /п.3/ и делая очевидные преобразования, получим

$$\frac{n\sigma_0 \Gamma_{\gamma}}{1 + x^2} \left\{ 1 - \frac{1}{2!} n \left( \frac{\sigma_0}{1 + x^2} + \frac{\sigma_{i0} x}{1 + x^2} + \sigma_p \right) + \right.$$

/п.5/

$$\left. + \frac{1}{3!} n^2 \left( \frac{\sigma_0}{1 + x^2} + \frac{\sigma_{i0} x}{1 + x^2} + \sigma_p \right)^2 - \frac{1}{4!} n^3 \left( \frac{\sigma_0}{1 + x^2} + \frac{\sigma_{i0} x}{1 + x^2} + \sigma_p \right)^3 + \dots \right\}.$$

Рассмотрим случай, когда величина  $n\sigma_0 < 1$ . В изучаемом диапазоне энергий имеет место условие  $\sigma_{oi} \ll \sigma_0$ , а также выполняется условие тонкости образца для потенциального рассеяния  $n\sigma_p \ll 1$ .

Используя разложение /п.5/ и произведя интегрирование, получим

$$\frac{2}{\Gamma} I = \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \exp(-n\sigma_t)] \frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_t} dx = \pi n \sigma_0 \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \left\{ 1 - \frac{1}{2!} \left[ \frac{n\sigma_0}{2} + n\sigma_p \right] + \right.$$

/п.6/

$$\left. + \frac{1}{3!} \left[ \frac{3}{8} (n\sigma_0)^2 + (n\sigma_p)(n\sigma_0) \right] - \frac{1}{4!} \left[ \frac{5}{16} (n\sigma_0)^3 + \frac{9}{8} (n\sigma_0)^2 (n\sigma_p) \right] \right\}.$$

В правой части опущены члены, содержащие  $n\sigma_p$  и  $n\sigma_{i0}$  в степени два и выше, а также их произведения, являющиеся малыми величинами второго порядка.

Аналогичное разложение для /п.2/ дает

$$\frac{2}{\Gamma} I_1 = \pi n \sigma \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \left\{ 1 - \frac{1}{2!} \cdot \frac{n\sigma_0}{2} + \frac{1}{3!} \frac{3(n\sigma_0)^2}{8} - \frac{1}{4!} \frac{5(n\sigma_0)^3}{16} \right\}. \quad /п.7/$$

Отношение  $\frac{I}{I_1}$  можно представить в виде  $(1 - \frac{n\sigma_p}{2} \delta)$ , где

$$\delta = \frac{1 - \frac{n\sigma_0}{3} + \frac{3(n\sigma_0)^2}{32}}{1 - \frac{n\sigma_0}{4} + \frac{(n\sigma_0)^2}{16} - \frac{5(n\sigma_0)^3}{384}}$$



Величина  $\delta$  равна единице при  $n\delta_0=0$  и убывает с возрастанием  $n\delta_0$ . Таким образом, отличие в выражениях /п.1/ и /п.2/ достаточно мало; что позволяет использовать в расчетах более удобное выражение /п.2/.

Физический смысл поправки  $\frac{n\sigma_0}{2}\delta$  заключается в том, что она учитывает ослабление потока нейтронов в образце из-за потенциального рассеяния. При этом предполагается, что имеют место только однократные взаимодействия. Уменьшение поправки с увеличением величины  $n\sigma_0$  объясняется тем, что все большее количество нейтронов испытывают резонансное взаимодействие в передних слоях образца, и потенциальное рассеяние не оказывает уже заметного влияния.

Учет многократных процессов, а именно, захвата нейтрона после потенциального рассеяния, ведет к дальнейшему уменьшению поправки.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.M.Lebanc. et al. Nucl. Phys. 14, 120 (1959).
2. J.L.Rosen et al. BAPS II, 4, 473 (1959).
3. Г.Е. Блохин и др. Ат.энергия 10, вып. 5, 437 /1961/.
4. Л.А. Маталин и др. ПТЭ № 3, 54 /1960/.
5. Л.Б. Пикельнер и др. ПТЭ /в печати/ № 2 1963г.
6. Л.Б.Пикельнер и др. ПТЭ /в печати/ № 2, 1963 г.
7. В.Н. Ефимов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641 /1961/.
8. J.E.Draper, Nucl. Sci. and Eng. 1, N<sup>o</sup> 6, 522 (1956).
9. J.L.Rosen et al. Phys. Rev. 118, 687 (1960).
10. J.S.Desjardins et al. Phys. Rev. 120, 2214 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 февраля 1963 г.



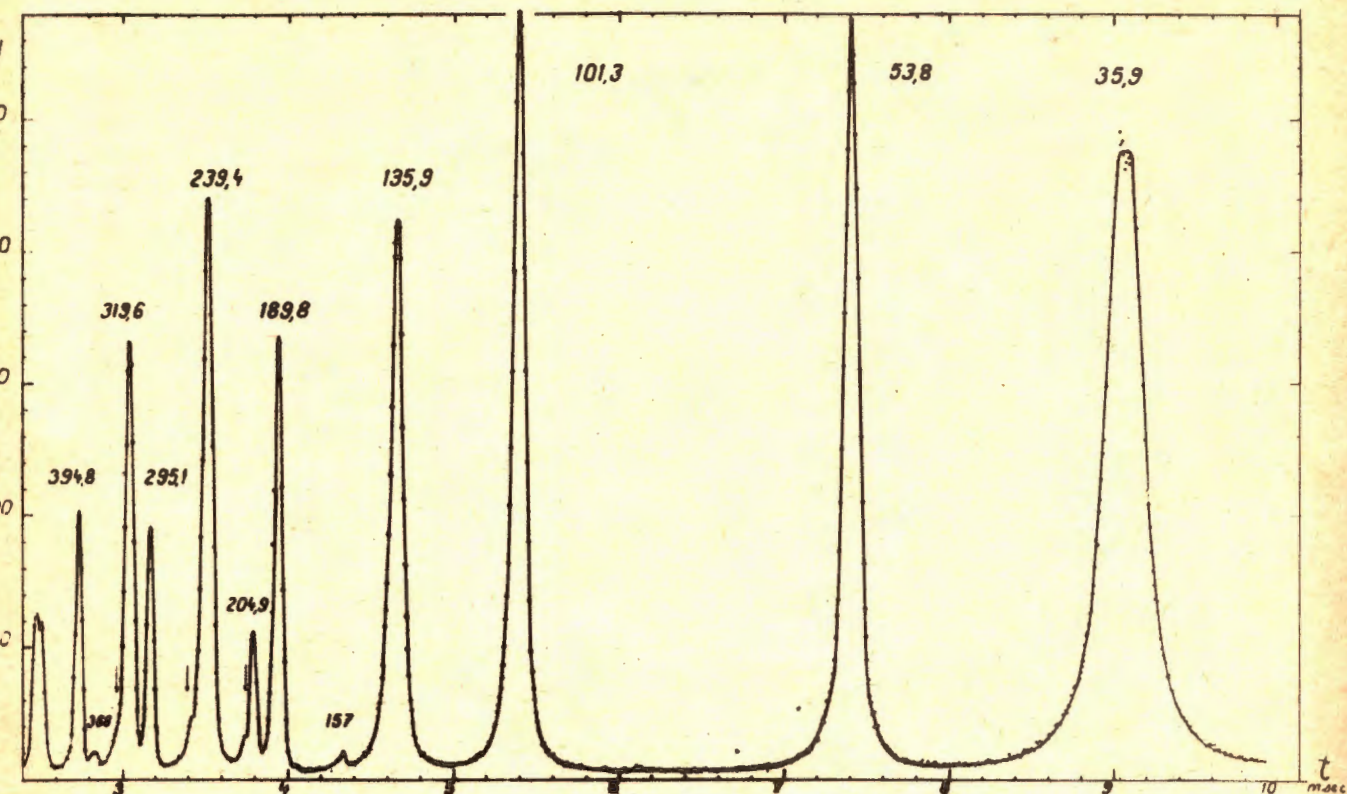


Рис. 1. Экспериментальная кривая нейтронных резонансов брома, полученная с /  $n, \gamma$  / -детектором. Цифрами указана энергия резонансов в эв.

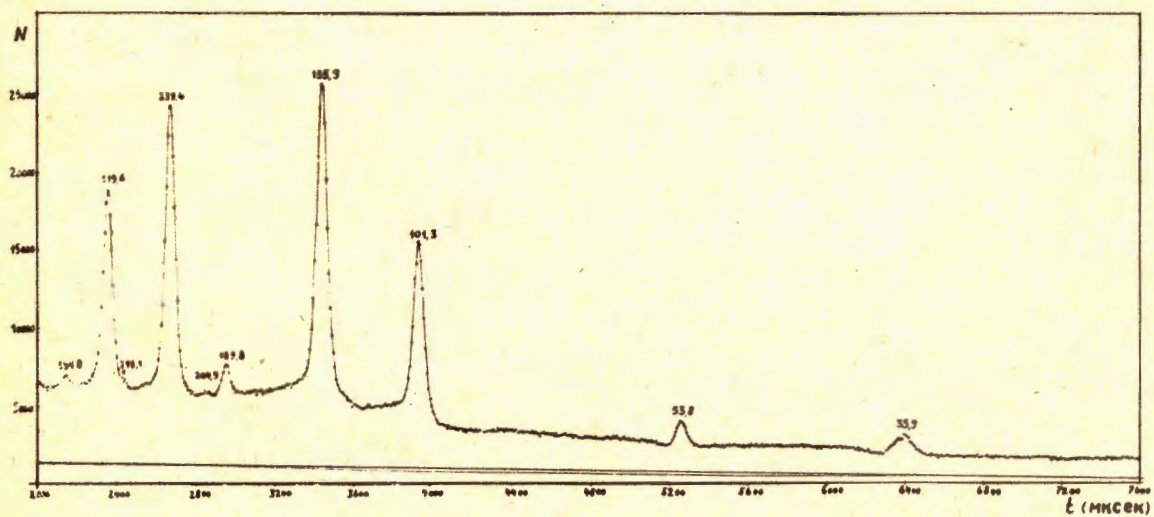


Рис. 2. Экспериментальная кривая нейтронных резонансов брома, полученная с детектором рассеянных нейтронов. Цифрами указана энергия резонансов в эв.



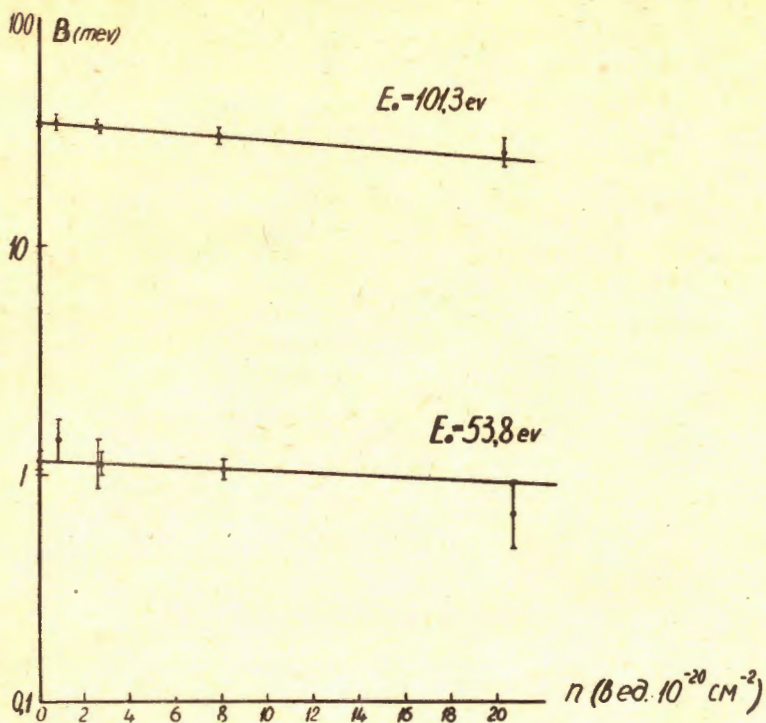


Рис. 3. Экстраполяционные графики для резонансов брома 53,8 эв и 101,3 эв.

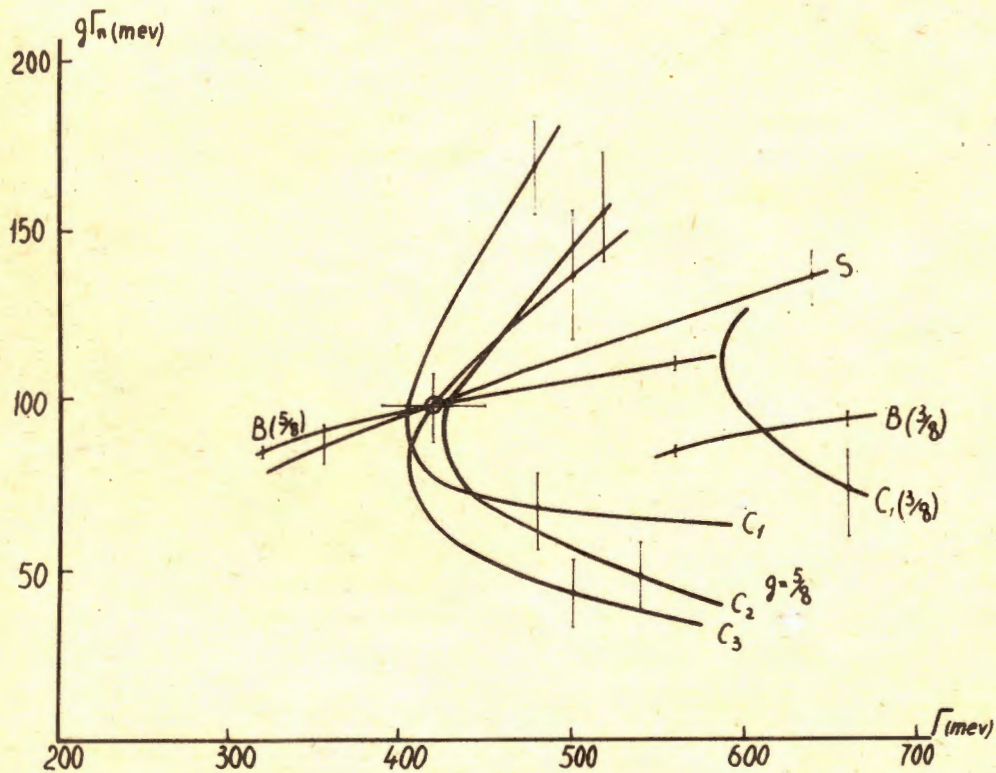


Рис. 4. Резонанс 101,3 эв. Семейство кривых, построенных на основании уравнений /4/, /8/ и /20/.



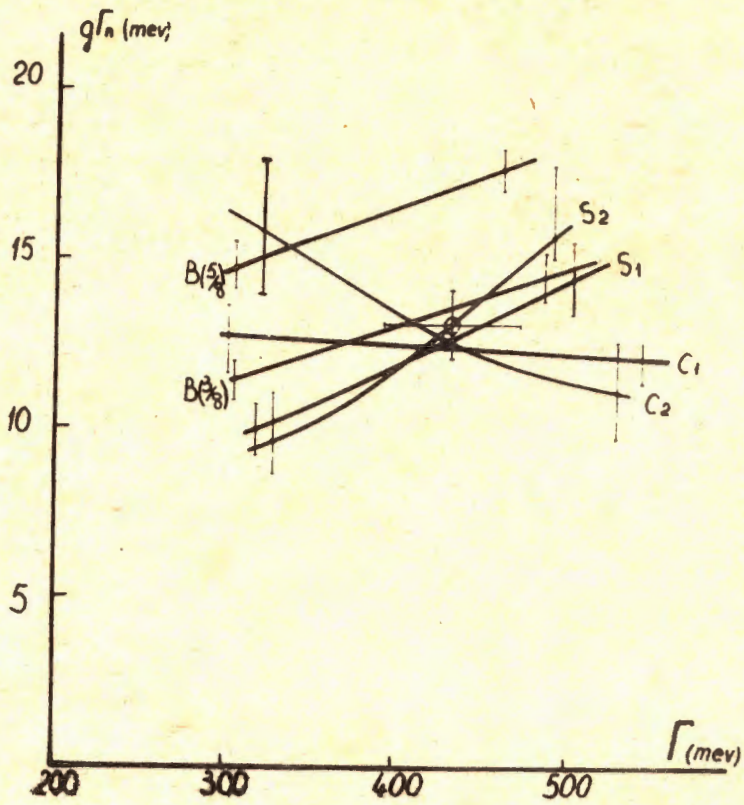


Рис. 5. Резонанс 53,8 эв. Семейство кривых, построенных на основании уравнений /4/, /8/ и /29/.

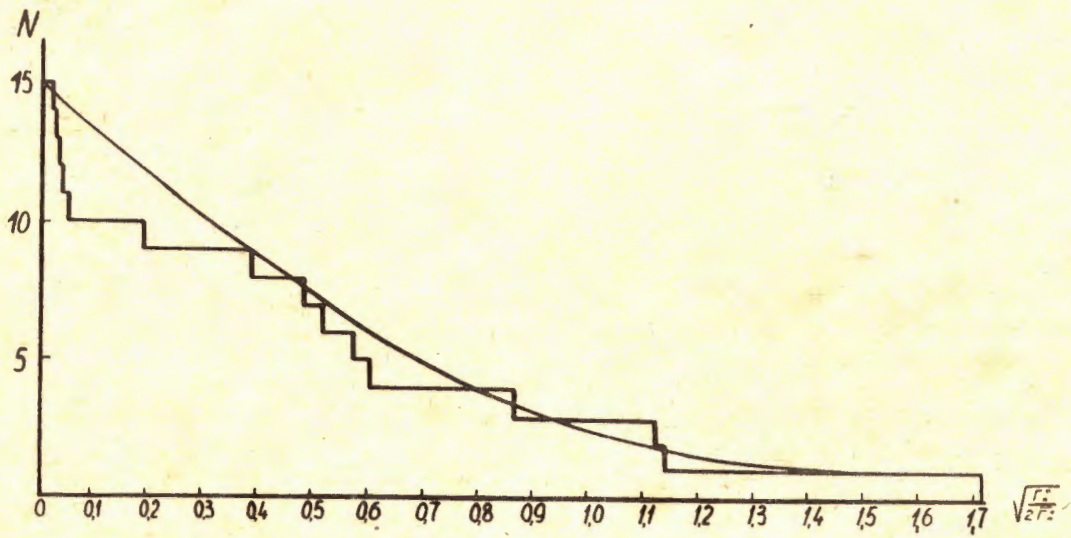


Рис. 6. Распределение приведенных нейтронных ширин резонансов брома. Кривая соответствует распределению Портера-Томаса с  $\nu = 1$ .