

С 343г

ЯФ, 1967, т. 5, в. 3,
с. 471-482

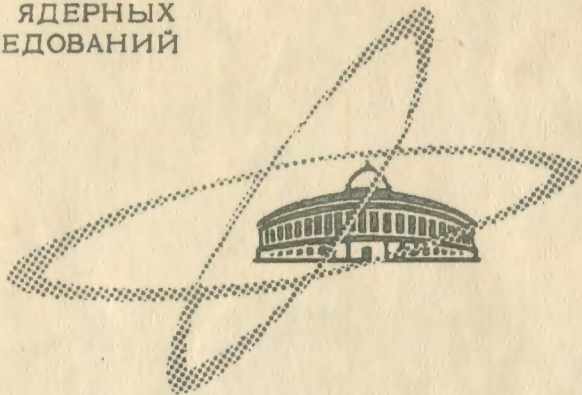
2/10-66

К-228

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2593



Э. Н. Каржавина, А. Б. Попов, Ю. С. Язвицкий,
В. Н. Ефимов, Н. Ю. Ширикова

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ Но¹⁶⁵

АБСОЛЮТНО НЕЙТРОННО ФИЗИКА

1966

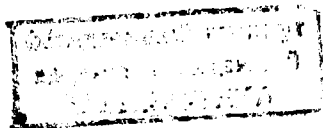
P-2593

40931/1, кр.

Э. Н. Каржавина, А. Б. Попов, Ю. С. Язвицкий,
В. Н. Ефимов, Н. Ю. Ширикова

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ Но¹⁶⁵

Направлено в журнал "Ядерная физика"



В настоящее время накоплен обширный материал по параметрам нейтронных резонансов почти всех ядер периодической системы^{/1/}. Однако объем данных и недостаточная точность определения параметров не дают еще возможности надежно подтвердить или отвергнуть некоторые предсказания различных теоретических моделей ядра (например, зависимость силовой функции от атомного веса, зависимость плотности уровней от спина, зависимость от спина нейтронных ширин, поведение средних радиационных ширин с атомным весом). Эти обстоятельства продолжают стимулировать дальнейшее развитие методов нейтронной спектроскопии и набор экспериментальных данных о параметрах уровней.

В данной работе, которая является продолжением проводимых в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ исследований нейтронных резонансов атомных ядер в области редкоземельных элементов^{/2/,3/}, сообщаются результаты по изучению резонансов No¹⁶⁵. Опубликованные ранее^{/1/} данные о резонансах No¹⁶⁵ содержали сведения о параметрах уровней No¹⁶⁵ в области ниже 90 эв. Наши измерения выполнены с разрешением 0,06 мксек/м и 0,006 мксек/м (последнее было достигнуто введением в эксплуатацию микротрона, работающего совместно с импульсным реактором^{/4/}) и охватывают область до 500 эв. Изучение No¹⁶⁵ представляло также интерес в связи с исследованиями спинов нейтронных резонансов этого ядра на пучке поляризованных нейтронов, проводящимися в нашей лаборатории^{/5/}.

Э к с п е р и м е н т

Были проведены 2 серии измерений. В первой из них реактор давал вспышку длительностью около 50 мксек, чему соответствовало (для пути нейтронов 750–1000 м) разрешение 0,08–0,06 мксек/м. С таким разрешением измерялись пропускание и самоиндикация. В измерениях пропускания использовался жидкостный сцинтилляционный боросодержащий детектор^{/6/}. Образцы готовились из окиси гольмия (No₂O₃). В области от 13 до 110 эв измерены пропускания образцов 4-х толщин: 1,24; 2,51; 7,51; $15,0 \cdot 10^{-21}$ атомов гольмия на см², а в интервале 3–70 эв измерены пропускания

образцов толщиной 0,21; 2,20; $8,77 \cdot 10^{21}$ атом/см². Фон, как и ранее^{/2,3/}, определялся по резонансным фильтрам из Со или Ag, которые во время измерения постоянно находились в пучке нейтронов. Измерения велись часовыми циклами с образцом и без образца. Данные с временного анализатора передавались по кабелю на электронную вычислительную машину, на которой после окончания измерений проводилось вычисление пропускания. На рис. 1 в качестве примера приведено пропускание образца толщиной $2,51 \cdot 10^{21}$ см⁻². Измерения самоиндикации проведены на большом сцинтилляционном (п,γ) детекторе^{/6/}. Толщина пропускающего образца была равна толщине детекторного образца ($2,20 \cdot 10^{21}$ атомов/см²). Эти измерения охватывали область от 8 до 110 эв.

Во второй серии измерений реактор работал с микротроном, обеспечивая разрешение 0,006 мсек/м. В этих условиях на (п,γ) детекторе были измерены кривые выхода γ-лучей от захвата нейтронов для двух образцов толщиной $1,38 \cdot 10^{21}$ и $4,38 \cdot 10^{21}$ см⁻². Эти измерения проведены в области от 70 до 500 эв.

На рис. 2 показана экспериментальная зависимость счета (п,γ) детектора от времени пролета нейтронов, полученная на 2048-канальном анализаторе за 25 часов измерений для образца толщиной $1,38 \cdot 10^{21}$ см⁻².

Поскольку ранее резонанс 8,15 эв приписывался примеси Sm^{152} в образцах No^{171} , то было проведено контрольное измерение пропускания образца Sm^{152} , которое показало, что резонанс Sm^{152} имеет несколько меньшую энергию (8,04 эв), чем резонанс No^{165} . Определенная нами полная ширина уровня 8,15 эв составляет 55 ± 15 мэв, что согласуется со средней радиационной шириной No^{165} . Полная же ширина уровня 8,04 эв Sm^{152} равна 200 ± 10 мэв^{/14/}.

Обработка данных

Для определения параметров резонансов, проявившихся на кривых пропускания и самоиндикации, был использован метод площадей. Из данных по пропусканию определялись площади резонансов, которые являются функцией параметров $\Gamma, g\Gamma_n$, доплеровской ширины Δ и толщины образца n , а также среднеквадратичные ошибки площадей δ , т.е.

$$A \pm \delta_A = f(g\Gamma_n, \Gamma, \Delta, n). \quad (1)$$

Измерения самоиндикации дают величину

$$S \pm \delta_s = \frac{A(n_T + n_D) - A(n_T)}{A(n_D)}, \quad (2)$$

где n_T и n_D - толщины пропускающего и детекторного образцов. Таким образом для каждого резонанса было определено от 2 до 6 значений A и одно значение S . Для нахождения параметров Γ и $g\Gamma_n$ решалась система из уравнений вида (1) и (2) методом наименьших квадратов на электронной вычислительной машине. Подробно этот метод изложен в приложении в работе^{/8/}. Программа, по которой вычислялись параметры, вводила поправки на крылья резонансов, если площади последних были определены без крыльев (из-за наличия близко расположенных соседних уровней). Таким способом получены параметры Γ и $g\Gamma_n$ для 17 уровней в области до 110 эв. Для слабого уровня 37,0 эв определено только значение $g\Gamma_n$.

Обработка кривой пропускания для образцов четырех толщин ($1,24 - 2,51 - 7,51 - 15,0 \cdot 10^{21}$ 1/см²) в области 18 - 106 эв была проведена также методом формы. Была составлена программа для электронной вычислительной машины, которая методом наименьших квадратов при заданной функции разрешения находила параметры уровней (E_0, Γ, σ_0), наилучшим образом удовлетворяющие экспериментальным кривым пропускания для всех образцов одновременно. (Подробно метод формы и его реализация изложены в приложении). Функция разрешения бралась в форме кривой Гаусса

$$R(t, t_0) = e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\theta^2}}$$

Значение θ было взято по ширине резонанса 405 эв Cl^{35} , форма которого была измерена в тех же условиях, что и пропускание No^{165} . Энергетическая ширина функции разрешения при 400 эв составляет примерно 13 эв, что на порядок больше полной ширины Γ и доплеровской ширины Δ уровня 405 эв Cl^{35} , поэтому форма этого резонанса на кривой пропускания по существу представляет функцию разрешения нашей установки. На рис. 3 сравнивается кривая Гаусса с экспериментальной формой резонанса Cl^{35} , видно, что согласие с кривой Гаусса хорошее. Из этого графика получено значение $\theta = 39,4$ мсек. В таблице 1 приведены параметры резонансов от 18 до 106 эв, найденные как методом площадей, так и методом формы. Для результатов по методу площадей указано также, сколько образцов использовалось для определения параметров и значения χ^2 , а приведенные ошибки - это ошибки параметров, даваемые методом наименьших квадратов, исправленные на фактор $\sqrt{\frac{\chi^2}{m-2}}$, где m - число образцов (см. ^{/8/}).

На рис. 4 изображен участок расчетных кривых пропускания для образцов 4-х толщин (сплошные кривые). Точками указаны экспериментальные значения пропускания.

Сравнение параметров резонансов из таблицы 1, вычисленных методом площадей и методом формы, обнаруживает вполне удовлетворительное согласие. Это дает основание считать, что составленная программа нахождения параметров методом формы по пропусканию для нескольких образцов может успешно применяться в наших условиях

плохого разрешения, если известна функция разрешения. (В наших измерениях отношение полуширины функции разрешения R_E к доплеровской ширине исследуемых резонансов Δ лежит в пределах $1 < \frac{R_E}{\Delta} \leq 6$). Сравнение значений параметров, полученных из расчетов с шириной функции разрешения $\theta = 39,4$ мксек (реальная) и $\theta = 30$ мксек, показывает, что относительное изменение параметров примерно равно относительному изменению θ . Это означает, что точность нахождения параметров методом формы определяется точностью задания θ . Ошибки, приведенные в таблице, учитывают только чисто статистические погрешности. Реальные ошибки параметров будут несколько больше, так как они должны включать неопределенность ширины функции разрешения $\Delta\theta$ (у нас $\frac{\Delta\theta}{\theta} \approx 10\%$ ^х).

Из таблицы видно, что для некоторых слабых уровней не получается разумных значений Γ , а ошибки $g\Gamma_n$ велики, что вполне естественно, так как соответствующие резонансные провалы малы и для метода формы не содержат достаточной информации. Фиксирование для этих резонансов полных ширин $\Gamma = \bar{\Gamma}_\gamma$ позволяет получить значения $g\Gamma_n$ и их ошибки, близкие к полученным методом площадей.

Следует обратить внимание, что для слабых уровней наличие измерения самоиндикации позволяет совместно с данными по пропусканию найти полные ширины уровней Γ и $g\Gamma_n$, в то время как одни данные по пропусканию дают только значения $g\Gamma_n$.

Предлагаемый метод формы для нескольких толщин образцов в области плохого разрешения в сравнении с методом площадей имеет ряд преимуществ. Во-первых, при хорошем знании функции разрешения он дает лучшую точность в определении параметров, во-вторых, позволяет механизировать всю обработку экспериментальных данных, в третьих, дает возможность объективно вычислить параметры перекрывающихся резонансов.

При вычислении площади резонанса всегда имеется значительная неопределенность в определении поправок к площади от крыльев соседних уровней. В методе площадей находится величина A_E/T_C - площадь провала резонанса, деленная на нерезонансное пропускание в области резонанса. Значение T_C зависит от расположения и силы соседних уровней. Стремление корректно учесть эти факторы, а также интерференцию между потенциальным и резонансным рассеянием и влияние формы функции разрешения на форму крыльев перекрывающихся уровней неизбежно приводит к единственно строгому решению этой проблемы - методу формы. Использование программы

х) Поскольку за окончательные значения параметров, в основном, приняты результаты обработки данных методом площадей с учетом самоиндикации и использованием большего числа образцов, чем при обчете методом формы, точная оценка ошибки ширины функции разрешения не проводилась.

метода формы хотя и требует значительного машинного времени (на одну итерацию для 6 резонансов требуется 7 мин, а полное время счета по 4 образцам занимает ≈ 100 мин), однако, позволяет в принципе полностью освободиться от ручной обработки и является надежным способом определения параметров перекрывающихся уровней.

Обработка кривой выхода γ -лучей от захвата нейтронов была проведена методом, аналогичным описанному в ^{13/}. Суммарное число отсчетов в пике резонанса на кривой выхода γ -лучей можно представить так

$$\sum N_i = \Pi(E_0)\epsilon A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma},$$

где $\Pi(E)$ - поток нейтронов, ϵ - эффективность регистрации акта захвата, A - площадь резонанса в кривой пропускания для образца той же толщины.

Полагая, что ϵ не зависит от энергии резонанса (это разумно, поскольку трудно ожидать различия в спектрах γ -лучей для v -резонансов при спине мишени $I = 7/2$ и спине составного ядра 0), и зная относительную зависимость потока нейтронов от энергии, можно проинформировать (определить абсолютные значения произведений $\Pi(E_0)\epsilon$) экспериментальную кривую по резонансам с известными параметрами. Такая нормировка была проведена по резонансам 93,8; 101,9; 106,3, параметры которых определены из измерений пропускания и самоиндикации. Это позволило получить для большинства резонансов экспериментальные значения величины

$$\left(A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \right)_k = \frac{(\sum N_i)_k}{\Pi(E_{0k})\epsilon}$$

(k - номер резонанса). Отсюда можно получить площадь резонанса:

$$A_k \approx \frac{\sum N_i}{\Pi(E_{0k})\epsilon} \left(1 + \frac{2g\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} \right).$$

Используя графики Юза и полагая в первом приближении $2g\Gamma_n = 0$, можно последовательными приближениями получить $g\Gamma_n$. Операция повторялась до тех пор, пока изменения в $g\Gamma_n$ становились меньше ошибки. При этом Γ_γ для каждого резонанса принималось равной средней радиационной ширине Γ_γ , найденной из параметров резонансов, определенных из измерений пропускания и самоиндикации. Таким образом были получены значения $g\Gamma_n$ для резонансов с энергиями выше 110 эв и для резонансов в районе 85 эв, которые в измерениях пропускания не были разрешены. Для некоторых сильных резонансов ($v\sigma_0 \gg 1$) такой способ определения $g\Gamma_n$ не дает ответа, поскольку в этом случае $g\Gamma_n$ не сходится к пределу, так как прибавка к $g\Gamma_n$ в каждом новом приближении становится сравнимой с исходным значением $g\Gamma_n$. Значения $g\Gamma_n$ для таких уровней оценены из сравнения площадей с соседними резо-

нансами ($v \sigma_0 \gg 1$), для которых $g\Gamma_n$ определяются. Большая часть значений $g\Gamma_n$ получена из кривой выхода γ -лучей для образца толщиной $1,38 \cdot 10^{21}$, а для нескольких слабых резонансов значения $g\Gamma_n$ получены из данных для образца толщиной $4,38 \cdot 10^{21}$.

Поправки на резонансный захват после рассеяния были оценены методом, предложенным в работе /9/. Для данной области энергии даже для сильных уровней поправки не превышали 5% и поэтому не вводились.

Результаты и их обсуждение

Полная сводка уровней ^{165}No приведена в таблице II. В исследуемой области (до 500 эв) было обнаружено около 90 резонансов. На рис. 5 показана зависимость числа наблюдавшихся уровней от энергии нейтронов. Среднее расстояние между уровнями составляет $D = 5,5 \pm 0,5$ эв. На рис. 6 представлено интегральное распределение приведенных нейтронных ширин резонансов, расположенных в интервале до 392 эв. Экспериментальное распределение хорошо согласуется с распределением Портера-Томаса (χ^2 -распределение с $\nu = 1$), если допустить в указанном интервале пропуск примерно 8 слабых уровней, что вполне разумно для наших измерений с микротроном с малой статистикой. При этом допущении $D = 5,0$ эв, а $\bar{\Gamma}_n^0 = 1,86$ мэв. Это дает значение силовой функции $S_0 = 1,9 \cdot 10^{-4}$. На рис. 7 приведен график зависимости $\sum 2g\Gamma_n^0$ от энергии, из наклона которого получается такое же значение силовой функции

$$S_0 = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}.$$

Указанная ошибка вычислена в предположении о справедливости распределения Портера-Томаса для нейтронных ширин и распределения Вигнера для расстояний между уровнями.

Наше значение S_0 хорошо согласуется с результатом, полученным Конксом из усредненных сечений /11/. Поскольку g близко к 1/2 (для ^{165}No $I = 7/2$), то с хорошим приближением можно считать, что

$$\Gamma_y = \Gamma - 2g\Gamma_n$$

Это позволяет найти радиационные ширины для 14 резонансов (от 18 до 106 эв), параметры которых получены как методом площадей, так и методом формы. Радиационные ширины этих уровней в пределах ошибок одинаковы. Получено, что $\bar{\Gamma}_y = 73 \pm 3$ мэв.

Из обработки пропускания методом формы была определена амплитуда потенциального рассеяния $a = (0,89 \pm 0,04) \cdot 10^{-12}$ см² и соответствующее сечение $\sigma_p = 4\pi a^2 = (9,9 \pm 0,9)$ бн.

Следует отметить, что полученные нами данные находятся в хорошем согласии с результатами по исследованию резонансов ^{165}No , проведенными в последнее время в Харуэлле в области до 260 эв /15/.

В заключение авторы выражают свою признательность Л.Б. Пикельнеру и Э.И. Шарпову за предоставление возможности использовать большой (v, γ) детектор, И.И. Шелонцеву за помощь в обработке, а также Яо Чжунуань, принимавшему участие в начальной стадии измерений.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Определение параметров нейтронных резонансов методом анализа формы кривых пропускания

Для определения параметров нейтронных резонансов, приведенных в таблице 1, был использован метод формы. Так как соответствующие измерения проводились в условиях плохого разрешения, то для определения параметров была разработана программа, позволяющая одновременно анализировать кривые пропускания для нескольких образцов с различными толщинами. Это связано с тем обстоятельством, что при плохом разрешении форма провала на кривой пропускания вблизи резонанса определяется в основном функцией разрешения, а от параметров уровня зависит лишь глубина провала, пропорциональная юзовской площади. Было предположено, что энергетическая зависимость полных сечений определяется суммой брейт-вигнеровских сечений (с учетом доплер-эффекта) для изолированных уровней, и задача определения параметров уровней была сформулирована как задача минимизации по искомым параметрам функционала следующего вида:

$$\sum_{k,k} [T_{\text{эксп}}^{(s)}(E_k) - T^{(s)}(E_k)]^2 \frac{1}{[\delta T_k^{(s)}]^2}, \quad (1)$$

где $T_{\text{эксп}}^{(s)}(E_k)$ - экспериментальное значение пропускания s -го образца при энергии E_k , соответствующей k -ому каналу анализатора, $T^{(s)}(E_k)$ - аналитическое выражение для пропускания s -го образца при энергии E_k , $\delta T_k^{(s)}$ - ошибка измерения $T_{\text{эксп}}^{(s)}(E_k)$.

Выражение для $T^{(s)}(E_k)$ имеет следующий вид:

$$T^{(s)}(E_k) = T_p^{(s)} \int dE R(E_k, E) \exp \left\{ -n_s \sum_i \sigma_{0i} F(x_i, y_i, a_i) \right\}, \quad (2)$$

где

$$T_p^{(s)} = e^{-4\pi n_s a^2} \quad (3)$$

$$F(x_i, y_i, a_i) = \sqrt{\pi} y_i [U(x_i, y_i) + \alpha_i V(x_i, y_i)] \quad (4)$$

$R(E_k, E)$ - функция разрешения, нормированная условием

$$\int dE R(E_k, E) = 1.$$

В формулах (2) и (3) приняты следующие обозначения: n_s - толщина s -го образца, a - амплитуда потенциального рассеяния, σ_{0i} - максимальное значение полного сечения для i -го уровня.

Функции $U(x, y)$ и $V(x, y)$ в (4) представляют собой соответственно вещественную и мнимую части функции $W(x + iy)$ ^{/11/}, которая определяется следующим образом:

$$W(x + iy) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{x + iy - t} dt.$$

В (4) введены также обозначения:

$$x_i = \frac{E - E_{0i}}{\Delta_i}, \quad y_i = \frac{\Gamma_i}{2\Delta_i}, \quad \alpha_i = \frac{2a}{\lambda_{0i}}$$

где $E_{0i}, \Gamma_i, \Delta_i$ - соответственно резонансная энергия, полная ширина и доплеровская ширина i -го уровня, λ_{0i} - длина волны нейтрона, соответствующая энергии E_{0i} .

Функционал (1) минимизировался по стандартной программе метода наименьших квадратов, разработанной в Вычислительном центре ОИЯИ ^{/12/}. При этом определялись значения параметров $a, \sigma_{0i}, y_i, E_{0i}$, наилучшим образом согласующиеся с экспериментальными кривыми пропускания для нескольких образцов. Было принято, что в выражении (2) функция разрешения определяется временными зависимостями нейтронного импульса и канала анализатора. Для нейтронной вспышки, имеющей гауссовскую зависимость от времени, и для прямоугольного канала временного анализатора функция разрешения $R(E, E')$ может быть представлена в виде:

$$R(E, E') = \frac{L\sqrt{M}}{2r(2E)^{3/2}} \left\{ \Phi \left[\frac{L\sqrt{M}}{\theta\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{E'}} - \frac{1}{\sqrt{E}} \right) + \frac{r}{2\theta} \right] - \Phi \left[\frac{L\sqrt{M}}{\theta\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{E'}} - \frac{1}{\sqrt{E}} \right) - \frac{r}{2\theta} \right] \right\}, \quad (5)$$

где $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz$, L - пролетная база, M - масса нейтрона, r - ширина временного канала анализатора, θ - ширина нейтронного импульса, имеющего временную зависимость $e^{-t^2/2\theta^2}$.

При выполнении $\frac{|E-E'|}{E} \ll 1$ и $\frac{r}{\theta} \ll 1$ функция разрешения (5) принимает гауссовскую форму:

$$R(E, E') = \frac{1}{Q\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(E-E')^2}{Q^2}\right],$$

где ширина функции разрешения определяется следующим образом:

$$Q = \frac{(2E)^{3/2}\theta}{(ML^2)^{1/2}}.$$

В схеме вычисления пропускания $T^{(s)}(E_k)$ по формуле (2) предусмотрены следующие приближения, существенно уменьшающие время счета:

1) Интеграл по E берется в пределах от $E_k - mQ$ до $E_k + mQ$, где $m=4 \div 5$;

2) В сумме по i опускаются все далекие уровни j , для которых выполняется следующее условие:

$$\exp\{-n_s \sigma_{0i} F(\bar{x}_i, y_i, \alpha_i)\} \leq 1 + \epsilon,$$

где ϵ - некоторая малая величина ($10^{-2} \div 10^{-3}$),

$$\bar{x}_i = \frac{|E_k - E_{0i}| - mQ}{\Delta_i}.$$

3) За знак интеграла выносятся крылья соседних резонансов, удовлетворяющие условию:

$$\exp\{-n_s \sigma_{0i} [F(x'_i, y_i, \alpha_i) - F(x''_i, y_i, \alpha_i)]\} \leq 1 + \epsilon,$$

где

$$x'_i = \frac{E_k - mQ - E_{0i}}{\Delta_i}, \quad x''_i = \frac{E_k + mQ - E_{0i}}{\Delta_i}.$$

Для вычислений функций $U(x, y)$ и $V(x, y)$ в прямоугольнике $0 \leq x \leq 5$ и $0 \leq y \leq 5$ используются их интегральные представления ^{/13/}, а вне этого прямоугольника - асимптотические разложения ^{/11/}. По данной схеме возможна одновременная обработка кривых пропускания для нескольких образцов при условии, что на соответствующих участках обрабатываемых кривых находится не более 6 уровней. Это ограничение обусловлено недостаточной емкостью оперативной памяти вычислительной машины. В программе предусмотрена возможность учета влияния сильных резонансов, расположенных вне группы обрабатываемых каналов.

Обработка кривых пропускания No 165 по методу формы показала, что предлагаемая схема вполне применима для определения параметров резонансов по результатам измерений, выполненных в условиях плохого разрешения, если достаточно хорошо известна функция разрешения. При этом метод формы позволяет единообразным способом определять постоянную составляющую пропускания, а также учитывать перекрытие близких уровней и интерференцию между потенциальным и резонансным рассеянием.

Л и т е р а т у р а

1. BNL-325, Neutron Cross Section; BNL-325, Sp. 1; BNL-325, Sp. 2.
2. Ван Най-янь, И. Илиеску, Э. Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А. Б. Попов, Л. Б. Пякельнер, Т. Стадников, Э. И. Шаратов, Ю. С. Язвицкий. ЖЭТФ, 47, 43 (1984).
3. Ван Най-янь, Э. Н. Каржавина, А. Б. Попов, Ю. С. Язвицкий, Яо Чи-чуань. Препринт ОИЯИ Р-2158, Дубна 1985.
4. В. Д. Ананьев, П. С. Анцупов и др. Препринт ОИЯИ 2313, Дубна 1985.
5. В. П. Алфименков и др. Препринт ОИЯИ 2209, Дубна 1985.
6. И. Визи, Г. И. Забиякин и др. Nuclear Electronics 1,27, IAEA, Vienna, 1962.
7. Harvey et al. Phys. Rev., 99, 10 (1955).
8. Э. Н. Каржавина, А. Б. Попов и др. Препринт ОИЯИ Р-2198, Дубна 1985.
9. J. E. Dwyer. Nucl. Sci. and Eng., 6, 552 (1956).
10. V. A. Konks, Yu. Feain. Препринт ОИЯИ Е-2214, 45, Дубна 1985.
11. В. Н. Фаддеева и Н. М. Терентьев. "Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента", Москва, 1954.
12. С. Н. Соколов, И. Н. Силян. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна 1981.
13. F. Adler, Naliboff. Journal of Nucl. Energy, 14, no. 4.
14. Бюллетень информационного центра по ядерным данным, вып. 1, 1984.
15. M. Ahlger, M. Moxon, C. Caffey 1985. Частное сообщение.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1986 г.

Таблица I

№	E ₀ (эВ)	m	χ ²	Метод площадей		Метод форм ε-εА		Метод форм ε-εА		Метод форм ε-εЭ	
				Γ (мэв)	σ _г ² (мэв)	Γ (мэв)	σ _г ² (мэв)	Γ (мэв)	σ _г ² (мэв)	Γ (мэв)	σ _г ² (мэв)
1.	18,1	7	12	70±5	0,54±0,02	68±2	0,59±0,03	98±2	2,7±0,2	233±18	0,27±0,03
2.	21,0	7	2,4	85±5	0,33±0,01	84±3	0,36±0,02	104±2	10,5±0,6	131±3	8,9±0,6
3.	35,3	6	3,7	82±5	3,13±0,09	83±3	3,16±0,14	144±3	20±2	168±10	1,1±0,5
4.	37,7	6	II	83±7	0,28±0,02	220±20	0,30±0,03	34±7	1,5±0,5		
5.	39,4	6	4,4	90±4	1,4±1,4	86±2	13,2±0,6	90±3	10,6±0,7		
6.	47,3	6	4,4	90±4	12,9±0,7	110±3	11,1±0,6	70±60	0,5±0,5		
7.	51,2	4	3	105±10	23±3	113±3	26,2±1,7	94±4	10,8±0,8		
8.	54,0	3	0,5	69±8	1,8±0,1	34±7	1,5±0,5	7±110	0,4±0,8		
9.	64,7	6	6,6	83±6	II,5±0,4	90±3	10,6±0,7	185±7	36±3		
10.	68,2	4	2,9	66±12	0,54±0,03	70±60	0,5±0,5	89±10	9,5±1,4		
11.	71,4	6	1,9	93±3	II,4±0,2	94±4	10,8±0,8	40±2	10,6±0,2		
12.	79,4	3	0,1	54±16	0,64±0,04	7±110	0,4±0,8	40±2	10,6±0,2		
13.	93,6	5	1,6	185±10	40±2	185±7	36±3	40±20	4,5±2,3		
14.	101,9	5	0,7	86±4	10,6±0,2	89±10	9,5±1,4	40±20	4,5±2,3		
15.	106,3	5	7,8	72±13	4,4±0,2	40±20	4,5±2,3	Γ-Γ _γ	4,1±0,4		

Таблица II
 Параметры резонансов No 165.

№№ ПП	E ₀ (эВ)	Γ (мэВ)	gΓ _n (мэВ)	2gΓ _n	№№ ПП	E ₀ (эВ)	gΓ _n (мэВ)	2gΓ _n
1.	3,91	57±10	1,0±0,1	1,0±0,1	31.	164,3	8,7±0,5	1,4±0,1
2.	8,15	55±15	0,08±0,01	0,056±0,005	32.	169,7	9,9±0,4	1,50±0,07
3.	12,6	65±10	9,0±1,0	5,1±0,05	33.	174,5	2,0±0,2	0,30±0,03
4.	18,1	70±5	0,55±0,02	0,26±0,01	34.	180,8	22±2	3,3±0,3
5.	21,0	85±5	0,33±0,01	0,146±0,004	35.	188,7	10,2±0,6	1,5±0,1
6.	35,3	82±5	3,20±0,14	1,08±0,05	36.	192,5	3,6±0,3	0,52±0,04
7.	37,0		0,30±0,03	0,10±0,01	37.	195,2	1,3±0,2	0,19±0,03
8.	39,4	83±7	13±1	4,1±0,3	38.	202,1	42±10	5,9±1,4
9.	47,3	110±10	12±1	3,5±0,3	39.	204,9	4,8±0,4	0,67±0,05
10.	51,2	113±10	26±2	7,3±0,6	40.	214,6	20±2	2,8±0,3
11.	54,0	69±8	1,8±0,1	0,49±0,03	41.	220,4	15±1	2,0±0,2
12.	64,7	86±6	11±0,5	2,7±0,1	42.	229,9	4,8±0,4	0,63±0,05
13.	68,2	66±12	0,54±0,03	0,13±0,01	43.	232,4	4,1±0,3	0,54±0,04
14.	71,4	93±3	11,8±0,2	2,70±0,05	44.	239,4	16±1	2,1±0,1
15.	79,4	54±16	0,64±0,04	0,14±0,01	45.	254,1	(70)	(8,8)
16.	83,9		7,8±0,5	1,7±0,1	46.	260,9	20±2	2,5±0,3
17.	84,8		2,4±0,2	0,52±0,04	47.	272,5		
18.	85,7		(40)	(8,6)	48.	273,7		
19.	93,6	185±10	40±2	8,3±0,4	49.	276,8	6,1±0,5	0,73±0,06
20.	101,9	86±4	10,6±0,2	2,11±0,04	50.	280,8	8,7±0,6	1,03±0,07
21.	106,3	72±13	4,4±0,2	0,86±0,04	51.	287,4	5,0±0,2	0,60±0,02
22.	117,8		6,3±0,3	1,16±0,06	52.	291,4	14±1	1,6±0,1
23.	120,6		2,9±0,2	0,52±0,03	53.	297,0	13±1	1,5±0,1
24.	124,7		26±3	4,6±0,5	54.	300,0	(50)	(5,8)
25.	126,8		15±1	2,7±0,2	55.	306,6	3,3±0,6	0,37±0,07
26.	128,4		10,3±0,5	1,8±0,1	56.	312,8	7,0±0,6	0,79±0,07
27.	141,1		0,72±0,09	0,12±0,02	57.	320,3	8,3±0,7	0,93±0,08
28.	149,2		1,6±0,2	0,26±0,03	58.	323,4	19±2	2,1±0,2
29.	150,9		21±2	3,4±0,3	59.	327,8	3,1±0,4	0,34±0,04
30.	163,1		2,4±0,2	0,37±0,03	60.	331,8	34±3	3,7±0,3

№№ ПП	E ₀ (эВ)	gΓ _n (мэВ)	2gΓ _n
61.	339,1	55±15	6,2±2
62.	341,5	7,1±0,7	0,77±0,08
63.	350,0		
64.	351,3		
65.	353,8	16±2	1,7±0,2
66.	358,5	3,6±0,4	0,38±0,04
67.	366,1	15±2	1,6±0,2
68.	374,1	32±2	3,3±0,2
69.	384,3		
70.	400,5	8,4±0,8	0,94±0,08
71.	404,4	37±4	3,7±0,4
72.	414,7		
73.	416,4		
74.	422,4	12±1	1,2±0,1
75.	429,8	45±5	4,3±0,5
76.	433,6		
77.	436,2		
78.	438,2		
79.	442,8	25±3	2,4±0,3
80.	446,8		
81.	450,2	38±4	3,6±0,4
82.	454,4	5,2±0,9	0,49±0,08
83.	460,8	5,8±0,9	0,54±0,08
84.	474,2		
85.	478,8		
86.	485,2	24±3	2,1±0,3
87.	487,6		
88.	495,0	54±5	4,8±0,4
89.	510,4		

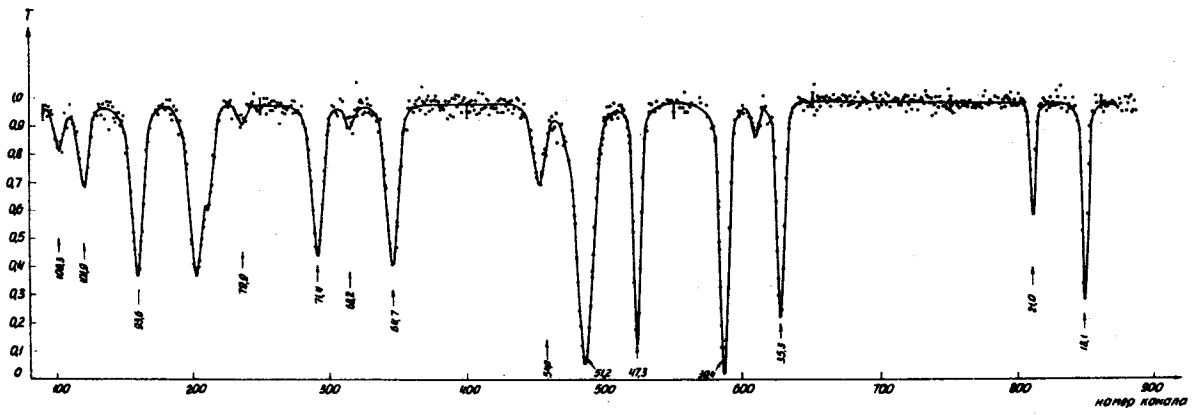


Рис. 1. Пропускание образца No 165 толщиной $2,51 \cdot 10^{21}$ атомов/см 2 в интервале от 18 до 110 эв.

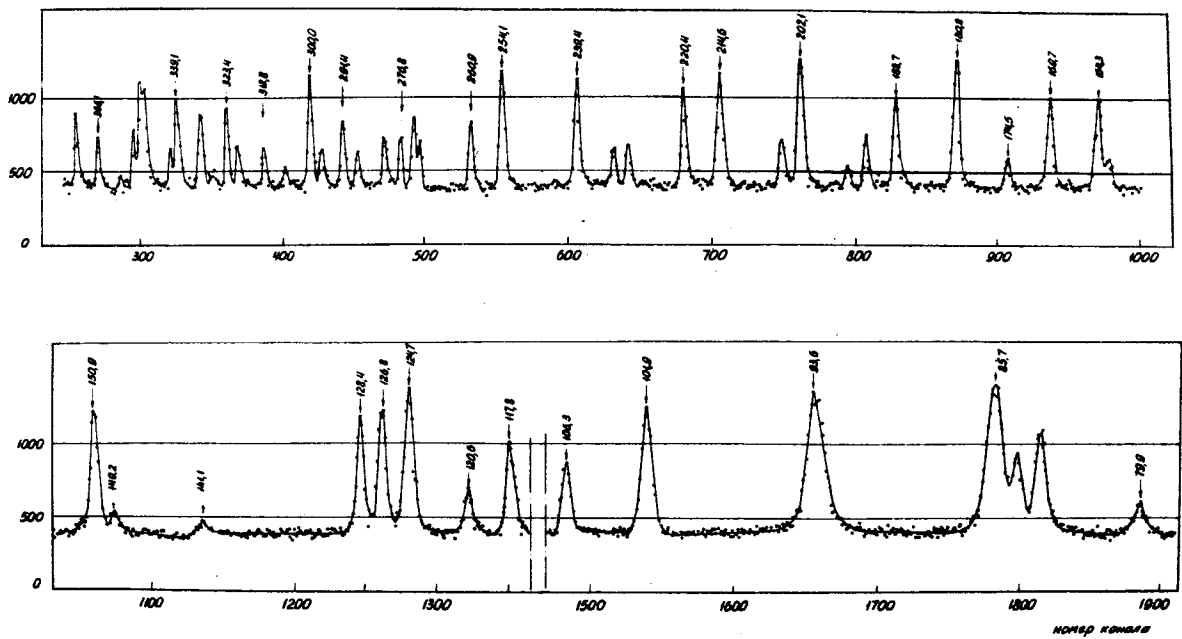


Рис. 2. Зависимость счета (n, y) детектора от времени пролета нейтронов, полученная за 25 часов измерений на микрофоне для образца No 165 толщиной $1,38 \cdot 10^{21}$. Ширина канала анализатора 2 мксек.

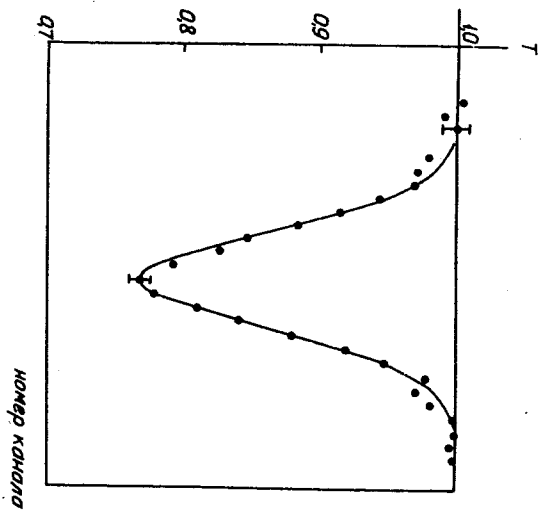


Рис. 3. форма резонанса 405 эв ^{35}Cl (ширина канала 8 мксек).
 Сплошная кривая - функция Гаусса e^{-x^2/σ^2} с $\sigma = 39,4$ мксек.

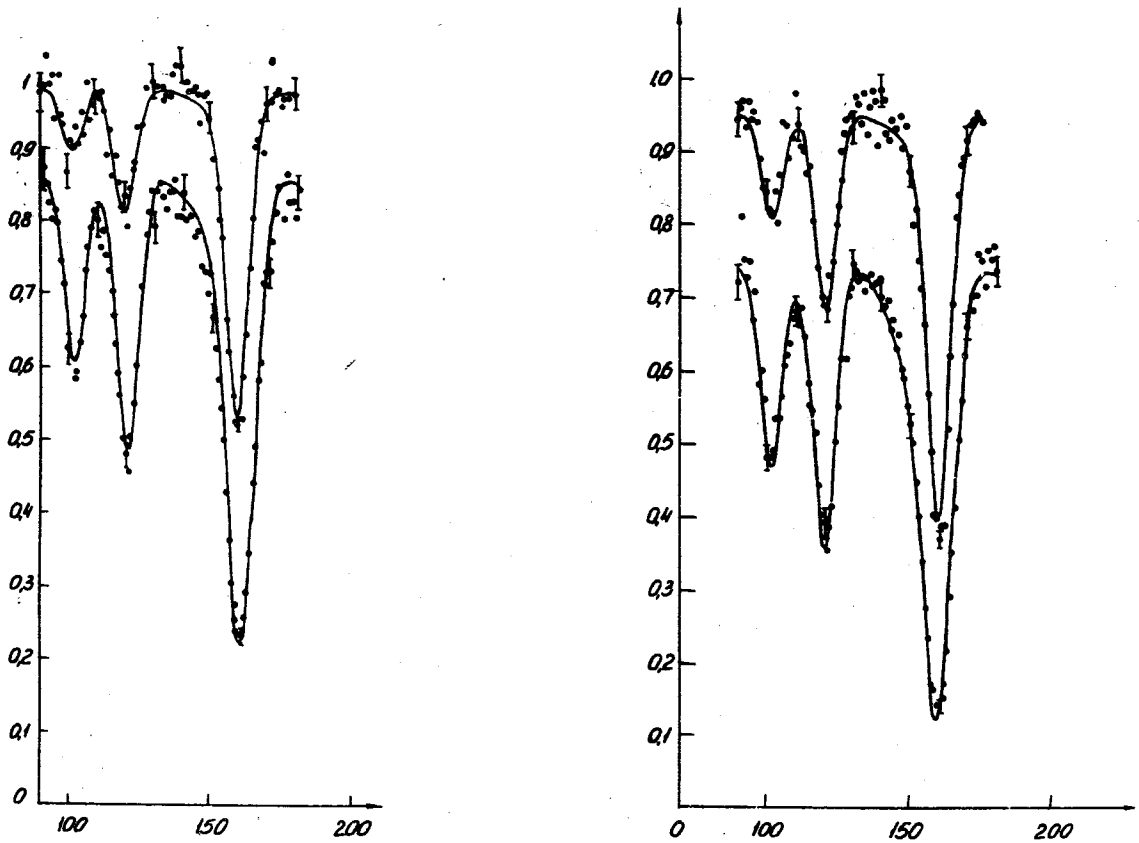


Рис. 4а,б. Участки расчетных кривых пропускания (сплошные кривые) для резонансов 106,3; 101,9; 93,6 эв для образцов толщиной $1,24 \cdot 10^{21}$ и $7,51 \cdot 10^{21}$, $2,51 \cdot 10^{21}$ и $15,0 \cdot 10^{21}$ соответственно. Точками указаны экспериментальные значения пропускания.

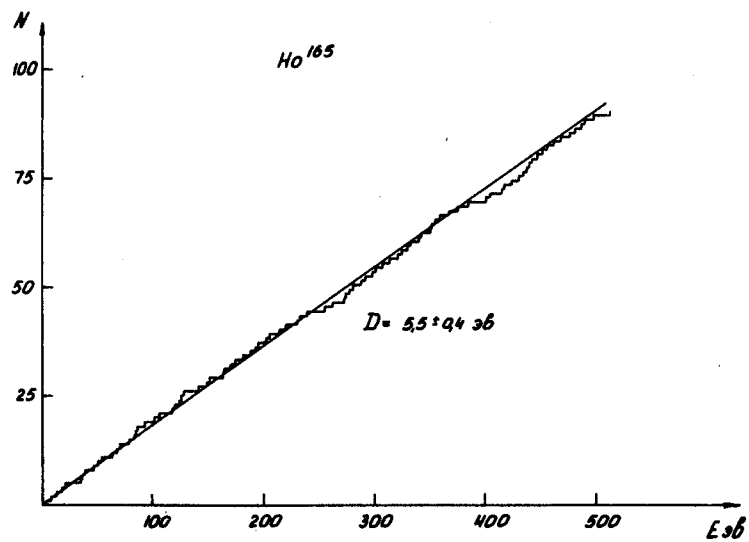


Рис. 5. Зависимость числа зарегистрированных резонансов Ho^{165} от энергии нейтронов.

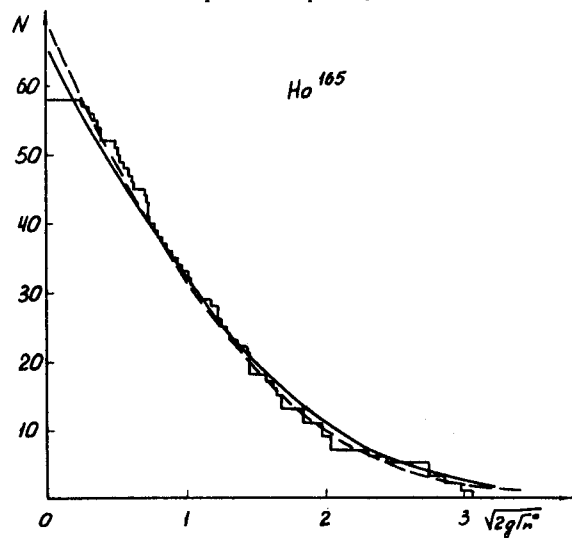


Рис. 6. Интегральное распределение приведенных нейтронных ширин резонансов Ho^{165} , расположенных в области ниже 332 эв. Пунктирная кривая - распределение Портера-Томаса для полного числа уровней, равного 68 ($\Gamma_n^0 = 1,86$ мэв). Сплошная кривая - аналогичное распределение для числа уровней, равного 65 ($\Gamma_n^0 = 2,11$ мэв).

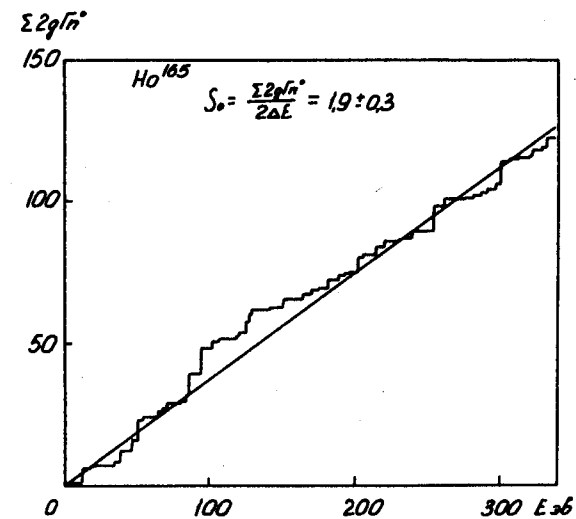


Рис. 7. Зависимость суммы приведенных нейтронных ширин Ho^{165} от энергии нейтронов.