

11
B-17
1313



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ван Най-янь, И. Визи, В.Н. Ефимов, Э.Н. Каржавина, Ким Хя Сан,
А.Б. Попов, Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Т. Стадников, Чен Лин-янь,
Э.И. Шарапов, И.И. Шелонцев, Н.Ю. Ширикова, Ю.С. Язвический

P-1313

ИССЛЕДОВАНИЕ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ Rh^{103}

не ядр, 1963, т 45, 66, с. 1743-1753.

Дубна 1963

Ван Най-янь, И. Визи, В.Н. Ефимов, Э.Н. Каржавина, Ким Хи Сан,
А.Б. Попов, Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Т. Стадников, Чен Лин-янь,
Э.И. Шарапов, И.И. Шелонцев, Н.Ю. Широкова, Ю.С. Язвический

P-1313

2009/2 чз.

ИССЛЕДОВАНИЕ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ Rh^{103}

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

Исследование нейтронных резонансов позволяет получить ряд сведений о свойствах уровней ядер с энергией возбуждения, близкой к энергии связи нейтрона. В настоящее время имеется обширный материал о параметрах нейтронных резонансов многих ядер периодической системы элементов. Однако этих данных оказывается недостаточно для проведения надежного сопоставления экспериментальных и теоретических результатов. Современная теория в состоянии предсказать лишь статистические закономерности в поведении параметров (например, функции распределения парциальных ширин для резонансов одного ядра или общие законы изменения некоторых величин, усредненных по многим резонансам одного ядра, при изменении атомного номера, спина резонансов и т.п.). В то же время детальный статистический анализ экспериментальных данных практически невозможен из-за того, что для каждого отдельного ядра, как правило, известны параметры сравнительно малого числа резонансов. Только для нескольких ядер исследовано по несколько десятков резонансов, но даже в этих случаях спины очень многих резонансов неизвестны. В связи с этим получение новых данных о резонансах является актуальной задачей, причем особый интерес представляет определение спинов резонансов, недостаток сведений о которых не позволяет провести полноценный анализ даже имеющегося материала.

С целью систематического исследования нейтронных резонансов и получения возможно более полного набора параметров для каждого резонанса в Объединенном институте ядерных исследований на базе импульсного быстрого реактора (ИБРа)^{/1/} был создан нейтронный спектрометр, работающий по методу времени пролета нейтронов. Были разработаны 1024-канальный временной анализатор^{/2/}, детекторы для измерения полных эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами $\sigma_{\text{полн.}}^{/3/}$, эффективных сечений радиационного захвата $\sigma_{\gamma}^{/3/}$ и эффективных сечений рассеяния нейтронов $\sigma_n^{/4/}$, а также методы обработки экспериментальных данных с помощью электронной вычислительной машины.

В данной работе сообщается о результатах первых измерений, выполненных на спектрометре. Разрешение спектрометра в разных измерениях было различно и определялось в основном длительностью нейтронной вспышки ИБРа и удалением детектора от реактора. Характеристики ИБРа как импульсного источника нейтронов таковы: длительность вспышки - 38 мксек, частота повторения - 8,3 имп/сек, число нейтронов на каждую вспышку $\approx 5 \cdot 10^{12}$. Расстояние источник-детектор и соответствующее разрешение были следующими: при измерении полных эффективных сечений - 1000 м и 0,038 мксек/м, при измерении эффективных сечений рассеяния - 500 м и 0,08 мксек/м (в последнем случае на разрешении сказывалось также время жизни рассеянных нейтронов в детекторе).

В качестве образца для первых измерений был взят Rh^{103} . Имея спин $1/2$, ядро Rh^{103} является удобным объектом для определения спинов резонансов с помощью комбинация данных о $\sigma_{\text{полн.}}^{/3/}$ и σ_n . Дополнительный интерес к исследованию этого ядра был вызван тем, что Rh^{103} находится в той области масс, где могут быть обнаружены резонансы, вызванные p -нейтронами. Результаты предшествующих экспериментов с Rh приведены

в работе ^{15/}. Одновременно с нашими проходили исследования Rh^{103} на дейтронном спектрометре в Сакле ^{16/}. Как в работе ^{15/}, так и в работе ^{16/} измерялись лишь полные сечения, поэтому спины резонансов не были определены.

Измерения пропускания

Резонансы в полном сечении родия исследовались в области от 30 эв до 1200 эв путем измерения пропускания образцов металлического родия толщиной $2,805 \cdot 10^{21}$ яд./см², $1,38 \cdot 10^{22}$ яд./см², $5,68 \cdot 10^{22}$ яд./см². Образцы устанавливались на расстоянии 500 м от реактора. Перед образцами помещался борный фильтр толщиной 0,21 г/см², подавляющий рециклические нейтроны. На расстоянии 70 м от реактора находились борные счетчики, служившие мониторами. Их выход отключался от регистрирующих схем перед импульсом мощности реактора и вновь включался примерно через 400 мксек.

Для регистрации нейтронов использовался жидкостный сцинтилляционный детектор с метилборатом ^{13/}. Детектор имел полезную площадь 490 см², глубину в направлении пучка 3 см и работал на четырех фотоэлектронных умножителях типа ФЭУ-24. Чтобы избежать перегрузок последних каскадов, фотоумножители запирались на время реакторного импульса.

Электронная система детектора производила выделение совпадающих импульсов ФЭУ с суммарной амплитудой, лежащей в области пика, обусловленного регистрацией α -частиц реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$, происходящей в сцинтилляторе. Благодаря тщательной отработке радиосхем и выбору лучших экземпляров из большого числа фотоумножителей, детектор работал очень стабильно: дрейф эффективности за 2 недели работы детектора не превышал 3%.

Эффективность регистрации нейтронов и временные характеристики детектора определяются процессами замедления и захвата нейтронов в сцинтилляторе. В таблице 1 представлены данные для сцинтиллятора, применявшегося в этой работе.

Детектор был помещен внутри свинцовой защиты с окнами для входа и выхода нейтронного пучка. При этом счет детектора, не связанный с реактором, составил $3,5-4,2 \cdot 10^{-4}$ импульсов за цикл на канал 16 мксек.

Измерение фона с открытым пучком производилось методом резонансных фильтров. В области ниже 1,2 кэв, где проводились измерения пропускания Rh , абсолютное значение фона почти постоянно, в то время как счет на канал растет в сторону малых времен пролета. Поэтому относительный вклад фона снижался от 20% при $E_n = 5$ эв до 3% при $E_n = 340$ эв и до еще меньшей величины при больших энергиях. По-видимому, основная доля фона обусловлена запаздывающими нейтронами, рождающимися и размножающимися в активной зоне реактора между импульсами мощности.

Непосредственная задача измерений состояла в получении временных распределений нейтронов в открытом пучке и в пучке, пропущенном через исследуемый образец. В рабочих измерениях чередовались серии продолжительностью один час с образцом и без образца. Периодически 1 раз в 5-6 часов с помощью резонансных фильтров из Co и Ag измерялся фон для серий обоих типов. Пример экспериментального спектра, полученного за 1 час измерений с образцом Rh толщиной $5,68 \cdot 10^{22}$ яд./см² показан на рис. 1.

Вычисление пропускания по экспериментальным спектрам производилось на электронной вычислительной машине. В программу вычислений входило усреднение отсчетов канала анализатора по многим однотипным сериям, учет поправок на фон, на просчеты анализатора и на показания мониторов, вычисление пропускания для каждого канала и вычисление среднеквадратических ошибок пропускания. При усреднении по сериям отсчеты канала в отдельной серии сравнивались со средним значением для этого канала. Если отсчет отличался от среднего больше чем на 3 среднеквадратических ошибки, он отбрасывался и среднее пересчитывалось. Такая процедура исключала влияние случайных выбросов в показаниях анализатора. На рис. 2 изображена кривая пропускания образца родия толщиной $1,38 \cdot 10^{22}$ яд./см².

Поскольку энергетическое разрешение установки в исследуемой энергетической области превышало ширину резонансов, обработка кривых пропускания производилась методом площадей (см., например, ^{18/}). Этот метод не требует знания функции разрешения установки и позволяет получить кривые зависимости произведения спинового фактора на нейтронную ширину резонанса $g\Gamma_n$ от полной ширины резонанса Γ , исходя от площади резонансного провала $A_{i\alpha}$ в пропускании образца (здесь i - "номер" резонанса, α - "номер" образца). Точка пересечения кривых $f_{i\alpha}(\Gamma_i) = g\Gamma_{ni}$, соответствующих образцам разной толщины, дает значения $g\Gamma_{ni}$ и Γ_i .

При практическом применении метода вычислялись площади $A_{i\alpha}^0$ без учета крыльев резонанса (это снижает относительные статистические погрешности площади резонанса). Крылья обрезались симметрично относительно резонансной энергии E_{0i} в точках $E_{0i} - \epsilon_i$ и $E_{0i} + \epsilon_i$, где пропускание близко к 0,9 T_c (T_c - компонента пропускания, не зависящая от энергии). Поправки на крылья $\Delta_{i\alpha} = \frac{n\sigma_0\Gamma^2}{2} \cdot \frac{1}{\epsilon_i}$ вводились методом последовательных приближений. Исправленные значения площадей $A_{i\alpha}$ использовались для определения спинов резонансов по данным (n, γ) и (n, n) -детекторов и для построения кривых $g\Gamma_{ni} = f_{i\alpha}(\Gamma_i)$. Здесь, как и при вычислении поправок на крылья резонансов, были использованы теоретические графики, связывающие площадь резонансного провала с параметрами резонанса, толщиной образца и доплеровской шириной. Эти графики впервые были предложены Юзом ^{18/}. В данной работе использовались графики, рассчитанные в работе ^{19/}.

С целью уменьшения экспериментальных погрешностей в значениях $g\Gamma_{ni}$ и Γ_i вместе с кривыми $g\Gamma_{ni} = f_{i\alpha}(\Gamma_i)$, полученными по пропусканию, строились аналогичные кривые, полученные на основании измерений с (n, γ) -детектором. Значения параметров $g\Gamma_{ni}$ и Γ_i определялись по координатам эффективного центра тяжести области пересечения кривых, а погрешности - по границам этой области. В случае очень слабых резонансов значение $g\Gamma_{ni}$ находилось по площади резонансного провала для наиболее толстого образца в предположении, что полная ширина этого резонанса равна радиационной ширине, усредненной по тем резонансам, для которых она была надежно определена. Сводка полученных резонансных параметров приведена в таблице 2.

Измерения с (n, γ) -детектором

Детектор ^{13/}, использованный для регистрации реакции (n, γ) , состоял из двух одинаковых цилиндрических баков емкостью около 200 л каждый, заполненных раствором

паратерфенла (3г/л) и *дорор* (0,1 г/л) в толуоле. Образец из исследуемого вещества помещался на оси цилиндрического отверстия соосно расположенных баков. Внешний диаметр бака - 800 мм, диаметр отверстия - 220 мм, длина - 400 мм. Каждый бак просматривался четырьмя фотоумножителями ФЭУ-49, укрепленными на торцовых крышках. Импульсы с каждой четверки ФЭУ подавались на сумматор, усиливались и пропускались через амплитудное окно. Далее импульсы от двух баков подавались на схему совпадений. Введение схемы совпадений значительно уменьшило естественный фон детектора, который при уровне дискриминации 0,5 Мэв составлял 4500 имп/сек в случае суммирования импульсов от обоих баков.

В режиме совпадений естественный фон детектора снижался до 15 имп/сек. Кроме того, схема совпадений позволила существенно уменьшить реакторный фон, связанный с захватом рассеянных нейтронов водородом сцинтиллятора. Дальнейшее уменьшение этого фона было достигнуто добавлением в состав сцинтиллятора бора в виде метилбората $B(OCH_3)_3$ в количестве 1 л на 20 л сцинтиллятора.

Описанный детектор применялся для получения информации двух видов: нахождения методом самоиндикации параметров $\beta\Gamma_{nl}$ и Γ_l совместно с методом пропускания и определения спина урочья.

Подробное изложение метода получения резонансных параметров из измерений $s(n, \gamma)$ - детектором дано в работе /10/. Метод самоиндикации /11/ заключается в том, что измерения проводятся как с образцом D , расположенным внутри детектора, так и с дополнительным поглотителем T из того же вещества, расположенным в пучке в условиях "хорошей" геометрии. Такие измерения позволяют получить величину

$$S = \frac{\sum N_i(D, T)}{\sum N_i(D)} e^{-n_T \sigma_P} = \frac{A_{D+T} - A_T}{A_D}, \quad (1)$$

где $\sum N_i(D, T)$ - суммарный счет по резонансу при наличии в пучке образцов D и T ;

$\sum N_i(D)$ - суммарный счет по резонансу при наличии только образца D ;

n_T - число ядер/см² образца T ;

σ_P - сечение потенциального рассеяния для ядер образца T ;

A_{D+T}, A_T, A_D - площади резонансного провала для образцов соответствующей толщины.

Значения S как функции параметров резонанса, доплеровской ширины и толщины образцов были рассчитаны на электронной вычислительной машине. На рис. 3 приведены для примера несколько кривых для отношения $\frac{n_T}{n_D} = 2$.

Измерения радиационного захвата нейтронов ядрами родия проводились с детекторным образцом толщиной $7,0 \cdot 10^{21}$ яд./см² при облучаемой площади образца 250 см^2 и с пропускающими образцами толщиной $1,4 \cdot 10^{21}$; $7,0 \cdot 10^{21}$; $14 \cdot 10^{21}$; $28 \cdot 10^{21}$ и $56 \cdot 10^{21}$ яд./см². На рис. 4 приведен участок временного спектра, полученный при измерении без поглощающего образца (верхний график) и с поглощающим образцом толщиной $14 \cdot 10^{21}$ яд./см² (нижний график).

Экспериментально найденные значения S позволили получить кривые $\beta\Gamma_{nl}$ как функцию Γ_l для различных n_T . Эти кривые наносились на общий график с аналогичными

кривыми, полученными методом пропускания, что позволяло получить значения $g\Gamma_n$ и Γ_i для исследованных резонансов.

При измерении с детекторным образцом

$$\sum N_i(D) = \Pi(E_0)\epsilon_\gamma \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A_D, \quad (2)$$

где $\Pi(E_0)$ - поток нейтронов при резонансной энергии на всю площадь образца на единственный интервал энергии за время измерения;

ϵ_γ - эффективность регистрации акта радиационного захвата нейтрона.

Произведение $\Pi(E_0)\epsilon_\gamma$ находилось следующим образом. Для резонансов, имеющих $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, отношение Γ_γ/Γ практически не зависит от параметров резонанса и близко к 1. Тогда из выражения (2) следует, что

$$\Pi(E_0)\epsilon_\gamma = \frac{\sum N_i(D)}{A_D}. \quad (3)$$

Подставляя найденное ранее значение A_D , можно получить искомое произведение при данной энергии.

Относительный ход потока $\Pi(E)$ как функции энергии нейтронов был получен путем измерений с тонкими борными счетчиками. Постоянство эффективности для различных резонансов проверялось путем сравнения суммарного счета по исследуемому резонансу, полученного в обычном режиме работы детектора, с тем, который получался при включении обоих баков детектора не на совпадение, а на сложение импульсов. Отношение счетов по резонансу в случае разных режимов работы детектора не менялось от резонанса к резонансу, что указывало на постоянство спектра захватных γ -лучей, а следовательно, и эффективности ϵ_γ .

Найденное таким образом произведение $\Pi(E)\epsilon_\gamma$ использовалось для определения спинов уровней, для которых нейтронная ширина сравнима с радиационной.

Преобразуя (2) к виду

$$\frac{\sum N_i(D)}{\Pi(E_0)\epsilon_\gamma} = (1 - \frac{\Gamma_n}{\Gamma}) A_D, \quad (4)$$

можно получить из уравнения (4) две различные кривые в координатах $g\Gamma_n$ и Γ в зависимости от принятого значения g . Выбор истинного значения g , а следовательно, и спина уровня делался в зависимости от того, какая из двух кривых проходит через точку пересечения кривых, полученных методом пропускания и самоиндукции.

Измерения с детектором рассеянных нейтронов

Сечение рассеяния нейтронов исследовалось с помощью сцинтилляционного детектора^{14/}, в котором использовался в качестве сцинтиллятора $ZnS(Ag) + B$ (светосостав Т-1). Для повышения эффективности детектора и улучшения светособирающая была применена следующая конструкция. Порошок Т-1 помещался в виде слоев толщиной 1 мм между пластинами плексигласа толщиной 9 мм, так что получался блок трапецевидного сечения длиной

50 см, содержащий 5 слоев Т-1. Детектор состоял из восьми блоков, собранных в восьмигранник, как это показано на рис. 5, на котором дано сечение детектора.

Каждый блок просматривался с обоих торцов фотоумножителями ФЭУ-24. Такая конструкция детектора повышала его эффективность благодаря замедлению нейтронов в плексиглазе, который одновременно служил светопроводом.

Детектор был заключен в светонепроницаемый кожух, внутренний цилиндрический канал которого имел диаметр 220 мм. Для уменьшения рассеяния нейтронов на воздухе образцы устанавливались в вакуумную трубу, которая помещалась в канал детектора.

Эффективность детектора слабо зависела от энергии нейтронов и составляла около 15% в диапазоне 5-400 эв. Эффективность к γ -лучам Co^{60} - около 0,01%. Время жизни нейтронов в детекторе - 15 мксек, что при длительности вспышки реактора 36 мксек являлось приемлемым.

Измерения рассеяния нейтронов ядрами родия проводились для образцов толщиной $0,67 \cdot 10^{21}$; $2,82 \cdot 10^{21}$ и $6,73 \cdot 10^{21}$ яд./см². Эти измерения чередовались с измерениями фона в отсутствие образца и измерениями со свинцом, применявшимся в качестве стандарта с известным сечением рассеяния, равным 11,3 барна. Для оценки вклада в фон запаздывающих нейтронов, рассеянных образцом, проводилось измерение со свинцом и фильтром из серебра. В области резонанса 5,2 эв фон от запаздывающих нейтронов не превышал 5% от общего фона, а в области больших энергий играл еще меньшую роль.

Определение параметров резонансов, более подробно описанное в [10], осуществлялось следующим образом. Суммарный счет по резонансу над уровнем потенциального рассеяния

$$(\sum N_i)_{Rh} = \Pi(E) \epsilon_n \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A \quad (5)$$

аналогично выражению (2) для реакции (n, γ) .

При измерениях со свинцом счет в канале, соответствующем энергии резонанса, равен

$$N_{Pb} = \Pi(E) \epsilon_n (1 - T_{Pb}) \Delta E, \quad (6)$$

где $T_{Pb} = \exp(-n\sigma)_{Pb}$ - пропускание свинца толщиной n яд/см²,

ΔE - интервал энергии нейтронов, определяемый шириной временного канала анализатора при резонансной энергии.

Отношение выражений (5) и (6) не содержит значений потока $\Pi(E)$ и эффективности ϵ_n :

$$\frac{(\sum N_i)_{Rh}}{N_{Pb}} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \cdot \frac{A}{(1 - T_{Pb}) \Delta E} \quad (7)$$

Выражение (7) не учитывает поправку на захват нейтронов после рассеяния, которая весьма существенна в случае $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$. Для учета поправки на основании измерений с образцами различной толщины проводилась экстраполяция к нулевой толщине функции

$$B(n) = \frac{(\sum N_i)_{Rh}}{N_{Pb}} (1 - T_{Pb}) \Delta E \frac{g\Gamma_n}{A} \quad (8)$$

Предельное значение

$$\lim_{n \rightarrow 0} B(n) = \frac{g \Gamma_n^2}{\Gamma}, \quad (9)$$

определяемое путем экстраполяции, позволяло получить зависимость $g \Gamma_n$ от Γ для двух возможных значений спинового фактора g . Сочетание этих кривых с полученными из измерений полных сечений и сечений захвата позволяло сделать выбор одного из двух значений g .

Уровень потенциального рассеяния нейтронов ядрами родия определялся по участкам между резонансами и из сравнения с рассеянием на свинце. Сечение потенциального рассеяния для Rh найдено равным $5,3 \pm 0,3$ барна.

Результаты и обсуждение

Сводка полученных параметров 17 резонансов родия с энергией от 34,4 до 320,7 эв приведена в таблице II. Кроме перечисленных в таблице, обнаружены также резонансы при энергиях 365, 407, 436, 447, 556, 648, 701, 780, 843 эв.

На рис. 6 изображен график числа зарегистрированных резонансов в функции энергии нейтронов. В области примерно до 350 эв число резонансов растет линейно с энергией, свидетельствуя о том, что в этой области доля незарегистрированных резонансов незначительна. Среднее расстояние между уровнями (без учета спина), определенное по наклону прямой рис. 6 оказывается равным 17 ± 4 эв. Указанная погрешность определялась по среднеквадратической ошибке числа резонансов с $E_0 \leq 350$ эв при предположении, что закон распределения расстояний между уровнями экспоненциален.

Интегральное распределение приведенных нейтронных ширин $2g \Gamma_{nl}^0$ в функции величины $\sqrt{2g \Gamma_n^0}$, построенное по данным таблицы II с учетом уровня 1,32 эв^{15/}, показано на рис. 7. При сравнении этого распределения с теоретической кривой Портера-Томаса с одной степенью свободы обнаруживается избыток резонансов с малыми нейтронными ширинами. Удовлетворительное согласие экспериментального и теоретического распределения получается, если исключить из рассмотрения 5 самых слабых резонансов. Поскольку Rh^{103} находится в области максимума силовой функции для p -нейтронов, естественно предположить, что эти резонансы обусловлены взаимодействием с нейтронами при $l = 1$. Если это так, то значения силовых функций для s -нейтронов и для p -нейтронов оказываются равными соответственно $S_0 = (0,46 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$ и $S_1 = (1,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$ в согласии с^{16/}. Заметим, что на величину S_0 мало влияет, какое число слабых резонансов приписано p -нейтронам. Значение S_1 из-за малой статистической точности следует рассматривать лишь как грубую оценку.

Следует заметить, что общепринятый способ выделения p -резонансов на основании отклонения экспериментального распределения значений $2g \Gamma_n^0$ от закона Портера-Томаса, которым мы пользовались, основан на том предположении, что величина $\sqrt{2g \Gamma_n^0}$ не зависит от спина резонансов. Такое предположение может быть объяснено на основе как оптической, так и статистической модели ядра, но не имеет достаточно веских экспериментальных доказательств. Судя по тому, что в области атомных весов, далеких от максимума S_1 , экспериментальные распределения значений $2g \Gamma_{nl}^0$ следуют закону Портера-Томаса (см., на-

пример, ^{12/}), можно надеяться, что $2g\Gamma_n^0$ действительно не зависит от спина. С другой стороны, выводы работы ^{13/}, где было проанализировано поведение S_0 в широком диапазоне атомных весов, говорят в пользу того, что $2g\Gamma_n^0$ пропорционально $\frac{I}{(2J+1)}$. Хотя выводы работы ^{13/} и нуждаются в подтверждении, они служат, однако, указанием на возможность отклонений от закона Портера-Томаса не только за счет p -нейтронов, но и за счет различия в значениях $2g\Gamma_{ni}^0$ для 2-х систем α -уровней со спинами $I + \frac{1}{2}$ и $I - \frac{1}{2}$ (I - спин ядра-мишени). Приведенные соображения лишней раз подчеркивают необходимость измерения спинов резонансов.

Что касается наших данных о спинах резонансов родия, то можно отметить лишь следующее. Отношение числа резонансов, для которых определен спин 1, к числу резонансов, для которых определен спин 0, равно 3/5. Согласно предсказаниям статистической модели ядра, это отношение должно быть равно 3. Причина расхождений может заключаться в том, что экспериментально определяются спины уровней лишь с достаточно большими значениями Γ_{ni} . Так как среднее значение больше для уровней с $J=0$, чем для уровней с $J=1$, имеется большая вероятность определить спин 0. Если всем уровням с неизвестным спином, за исключением пяти уровней, приписать $J=1$, то экспериментальное отношение станет равным 1,4. Остающееся расхождение может объясняться флуктуацией числа уровней со спином 0 в изученном интервале энергий. Для выяснения вопроса необходимо определить спины значительно большего числа уровней.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить признательность И.М.Франку и Ф.Л.Шапиро за интерес к работе и полезные обсуждения.

Т а б л и ц а 1

Расчетные значения эффективности ϵ и среднего времени жизни нейтронов τ для детектора с метилборатом на основе естественного бора. Данные получены методом Монте-Карло^{17/}.

E_n эв	1	10	100	1000	10000
ϵ	0,90	0,72	0,51	0,37	0,27
τ мксек	2,38	1,75	1,60	1,57	1,50

Т а б л и ц а II.
 Параметры резонансов Rh^{103}

E_0 /эв/	$2g\Gamma_n^0$ /Мэв/	Γ /Мэв/	$J \Gamma_j$ /Мэв/	$2g\Gamma_n^0$ /Мэв/
34,4±0,1	0,011±0,002			0,0040
46,7±0,1	0,37± 0,03	155±16		0,108
68,3±0,2	0,15± 0,01			0,036
95,5±0,4	1,7± 0,1	150±15	0	0,348
98,4±0,4	0,06±0,02			0,012
110,7±0,5	0,12±0,02			0,023
114,0±0,5	0,10±0,02			0,019
125,3±0,6	6,1±0,4	175±15	1	1,09
154,5±0,6	46 ± 5	280±30	0	7,42
178,7±1	0,10±0,03			0,015
187,0±1	30±2	182±10	1	4,38
205±1,1	0,20±0,05			0,028
253,7±1,6	20 ±1,5	190±20	1	2,52
283±1,7	1,5±0,4			0,185
272,5±1,8	41, ± 3	300±15	0	4,96
290,2±1,9	11±1	160±40	0	1,29
320,7±2,3	57±10	380±50	0	6,38

Л и т е р а т у р а

1. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, 437 (1961).
2. Л.А.Маталин, А.М.Шиманский, С.И.Чубаров, И.В.Штрахнх. ПТЭ № 3, 54 (1960).
3. И.Визи, Г.П.Жуков, Г.И.Забиякин и др. Nuclear Electronics, 1, 27 IAEA Vienna (1962); Л.Б.Пикельнер, М.И.Пшитула и др. ПТЭ, № 2, 48/1963/.
4. Л.Б.Пикельнер, М.И.Пшитула и др. ПТЭ, № 2, 51/1963/.
5. D.Hughes, R.Schwartz. Neutron Cross Sections BNL 325 (1958).
6. R.Ribon, A.Michaudon et al., Compt Rend, 254, N 14, 2546 (1962).
7. В.И. Кочкин, И.И.Шелонцев, А.Б.Полов. Препринт ОИЯИ Р-744, Дубна /1961/.
8. D.Hughes, J. Nucl. Ener. 1, 237 (1955).
9. В.Н.Ефимов, И.И.Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641, Дубна /1961/.
10. Д.Зелигер, Н.Илиеску и др. ЖЭТФ (в печати).
11. J.L.Rosen, J.S.Desjardins, J.Rainwater, W.W.Havens. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
12. J.S.Desjardins, J.L.Rosen, W.W.Havens, J.Rainwater Phys. Rev., 120, 2214 (1960).
13. K.K.Seth. Nuclear Physics, 24, 176 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
 29 мая 1963 года.

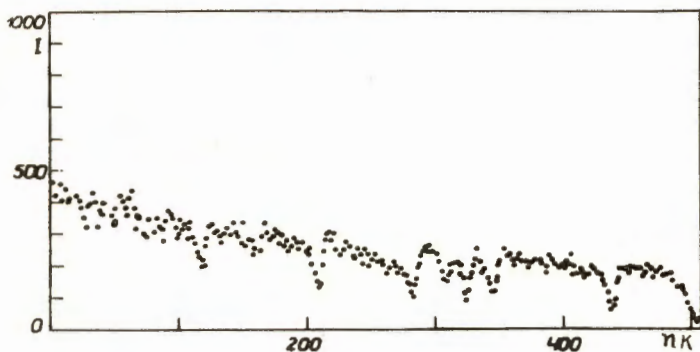


Рис. 1. Участок экспериментального спектра нейтронов, прошедших через образец Rh толщиной $5,88 \cdot 10^{22}$ яд./см². По оси ординат отложено число отсчетов за 1 час измерений.

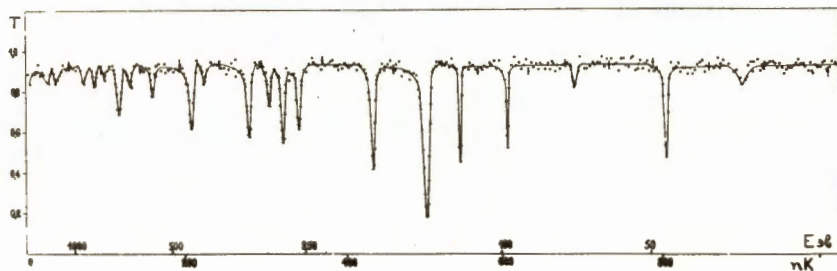


Рис. 2. Кривая пропускания образца Rh^{103} толщиной $1,38 \cdot 10^{22}$ яд./см².

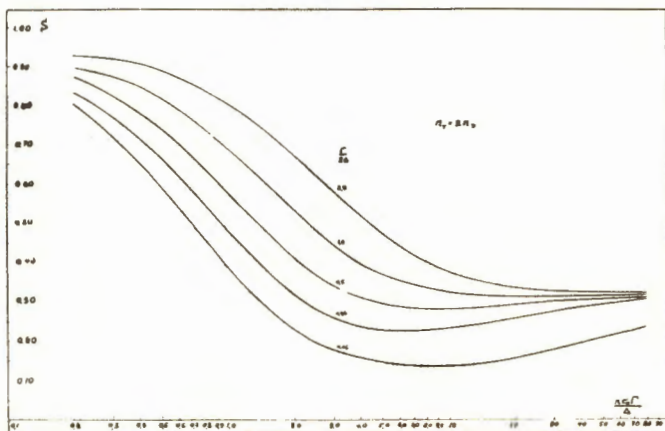


Рис. 3. Семейство кривых $S(\frac{n_0 \Gamma}{\Delta}; \frac{\Gamma}{2\Delta})$ для $\frac{n_T}{n_D} = 2$.

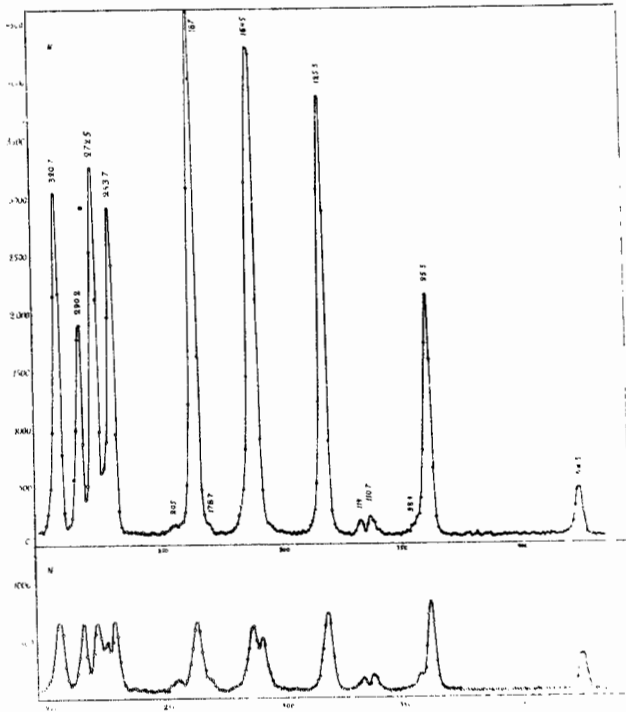


Рис. 4. Участок экспериментального спектра, полученный при измерении с (п, γ) детектором без поглощающего образца (верхний график) и с поглощающим образцом (нижний график). Толщина образцов $n_D = 7,0 \cdot 10^{21}$, $n_T = 14 \cdot 10^{21}$ (яд./см²).

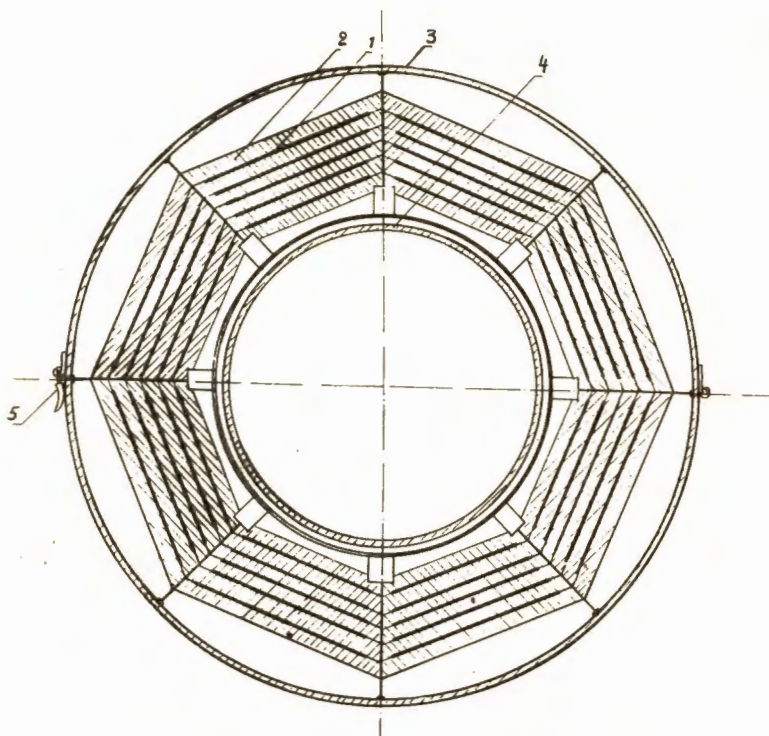


Рис. 5. Поперечное сечение детектора рассеянных нейтронов.
1 - слой светосостава Т-1; 2 - пластина плексигласа;
3 - внешний кожух; 4 - дюралевая вакуумная труба;
5 - защелка кожуха.

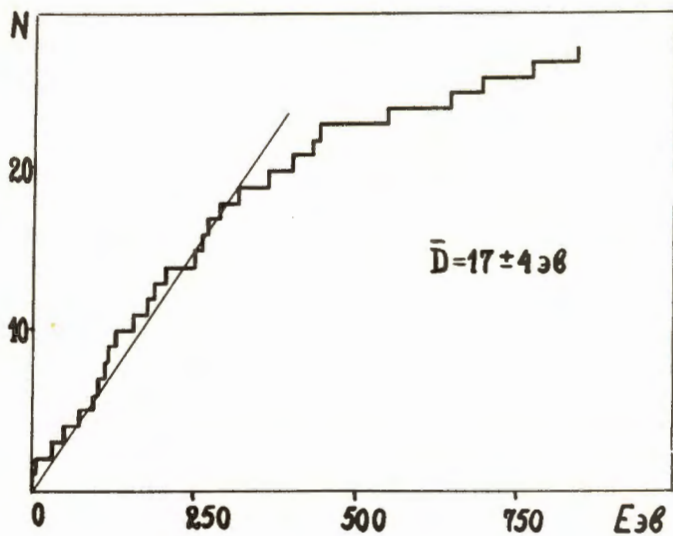


Рис. 6. График зависимости числа зарегистрированных резонансов R_h^{103} от энергии нейтронов.

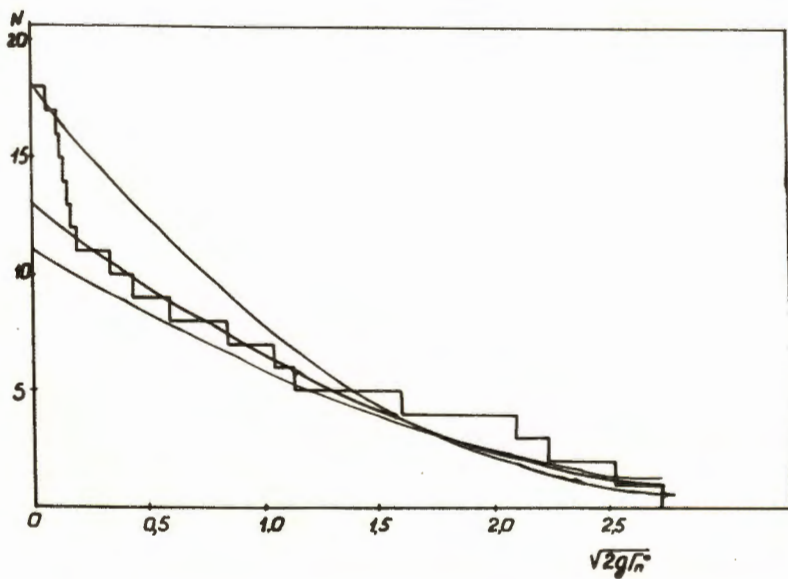


Рис. 7. Интегральное распределение значений $2g\Gamma_n^0$ для резонансов с энергией меньше 320,7 эв.