

4.3.1964

С 343

B-17



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ван Най-янь, Н. Илиеску, Э.Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А.Б. Попов,
Л.Б. Пикельнер, Т. Стадников, Э.И. Шарапов, Ю.С. Язвический

P-1546

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ
ПРАЗЕОДИМА И ТЕРБИЯ

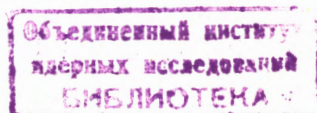
не этф, 1964, т47, в.1, с.43-51.

Ван Най-янь, Н. Илеску, Э.Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А.Б. Попов,
Л.Б. Пикельнер, Т. Стадников, Э.И. Шарапов, Ю.С. Язвицкий

P-1546

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ
ПРАЗЕОДИМА И ТЕРБИЯ

Направлено в ЖЭТФ



Дубна 1964

2284/1, 48

В данной работе сообщаются результаты новых измерений, проведенных на нейтронном спектрометре по времени пролета, действующем на базе импульсного быстрого реактора Объединенного института ядерных исследований. Результаты первых измерений с родием и бромом уже опубликованы^{/1,2/}.

Для дальнейшего исследования были выбраны редкоземельные элементы тербий и празеодим. Данные атласа нейтронных сечений^{/3/} об этих элементах относятся к 1955 г. и не содержат спинов и значений Γ_γ в отдельных резонансах. Из работ последнего времени только в одной^{/4/} приведены результаты по празеодиму, полученные методом пропускания. Однако в отношении радиационных ширин большинство данных работы^{/4/} нельзя рассматривать даже как грубую оценку.

Приступая к работе с празеодимом и тербием, мы надеялись получить радиационные ширины и спины некоторых уровней и уточнить распределения приведенных нейтронных ширин этих элементов, в особенности для празеодима, у которого согласно данным работы^{/4/} число степеней свободы ν в распределении приведенных нейтронных ширин оказалось равным шести, вместо $\nu = 1$ для общепринятого распределения Портера-Томаса.

1. Измерение пропускания

При измерении пропускания использовалась аппаратура, описанная в работе^{/5/}. Пропускание тербия измерялось в области энергий от 3 эв до 80 эв с образцами из окиси тербия толщиной $1,22 \cdot 10^{20}$; $6,94 \cdot 10^{20}$; $2,76 \cdot 10^{21}$ и $1,498 \cdot 10^{22}$ ядер на см^2 образца. В случае празеодима измерение проводилось в области от 8 эв до 1700 эв с образцами из окиси празеодима толщиной $1,08 \cdot 10^{21}$; $3,25 \cdot 10^{21}$; $9,42 \cdot 10^{21}$; $2,355 \cdot 10^{22}$ и $7,3 \cdot 10^{22}$ ядер Pr на см^2 образца. Обработка экспериментальных результатов проводилась методом, изложенным в работе^{/1/}. Метод основан на экспериментальном определении площади A провала на кривой пропускания, являющейся функцией параметров резонанса и толщины образца n :

$$A = A(g\Gamma_n, \Gamma, n). \quad (1)$$

2. Измерение радиационного захвата

Радиационный захват нейтронов изучался с помощью детектора, описанного в

работе^{/6/}. При этом осуществлялись две чередующиеся серии измерений. В первой серии в пучке нейтронов располагался только один образец D непосредственно в канале детектора. В этом случае можно получить, как показано в^{/2/}, выражение:

$$\frac{\Sigma N(D)}{\Pi(E_0)\epsilon_\gamma} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A_D = C, \quad (2)$$

где $\Sigma N(D)$ - сумма отсчетов детектора по всему резонансу, а произведение суммарного потока $\Pi(E_0)$ на эффективность регистрации акта радиационного захвата ϵ_γ определяется экспериментально одним из методов, описанных в работе^{/7/}.

Во второй серии измерений на пути пучка достаточно далеко от детектора устанавливался второй образец T (с числом ядер n_T на см^2). Из соотношения суммы отсчетов по всему резонансу при наличии и отсутствии пропускающего образца T можно получить выражение

$$\frac{\Sigma N(D, T)}{\Sigma N(D)} \exp(n_T \sigma_p) = \frac{A_{D+T} - A_T}{A_D}. \quad (3)$$

Этот метод самоиндикации был подробно описан ранее^{/8/, /2/}.

Следует отметить, что в случае резонансов с $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ в правой части уравнения (2) практически исчезает зависимость от параметров Γ_n и Γ . Это легко показать, подставив в (2) аналитическое выражение для A_D (см., например,^{/9/}):

$$A_D = \frac{\pi}{2} n \sigma_0 \Gamma_0 e^{-\pi \sigma_0 / 2} [I_0(n \sigma_0 / 2) + I_1(n \sigma_0 / 2)].$$

Поскольку в этом случае $\Gamma_n / \Gamma \sim 1$, а $\sigma_0 \sim g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$, то в правой части уравнения (2) остается только зависимость от Γ_γ и g . Это значит, что для данного g радиационная ширина резонансов с $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ может быть определена из измерений резонансного захвата независимо от точного значения параметров Γ_n и Γ . Учет доплеровского уширения не меняет сути дела. Радиационные ширины большинства резонансов R_T были получены именно таким путем.

Выражения (2) и (3) выведены в предположении однократного взаимодействия нейтронов с ядрами образца. Однако при использовании образцов промежуточной толщины, особенно в случае $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, в эксперименте получалась величина $C_{\text{эксп}}$, в которую входили отсчеты детектора, вызванные захватом нейтронов во втором и последующих взаимодействиях, и отсчеты, связанные с регистрацией детектором рассеянных нейтронов. Поэтому при использовании выражения (2) вводилась поправка, определяемая формулой:

$$C = C_{\text{эксп}} (1 - Q_2 / Q_1) \left(1 + \frac{\Gamma_n \epsilon_n}{\Gamma_\gamma \epsilon_\gamma}\right)^{-1}. \quad (4)$$

Поправочный фактор $1 - Q_2 / Q_1$, вызванный вторичными взаимодействиями, содержит функции параметров резонанса и толщины образца: Q_1 и Q_2 , определяемые

как вероятности первого и второго взаимодействий нейтрона в образце. Q_1 и Q_2 рассчитаны в работе ^{/10/}. Поправка $(1 + \frac{\Gamma_n \epsilon_n}{\Gamma_\gamma \epsilon_\gamma})^{-1}$, связанная с регистрацией рассеянных нейтронов, пояснений не требует.

Измерения радиационного захвата нейтронов ядрами празеодима и тербия были проведены на пролетной базе 750 м с разрешением 0,05 мксек/м. Образцами служили окиси исследуемых элементов, засыпанные в тонкостенные алюминиевые кассеты диаметром 190 мм. Для Pr было использовано четыре D -образца толщиной от $1 \cdot 10^{21}$ до $5,5 \cdot 10^{21}$ яд./см² и четыре T - образцы с числом ядер от $8 \cdot 10^{20}$ до $2,1 \cdot 10^{22}$ на см². Для Tb было использовано два D -образца с числом ядер $7,9 \cdot 10^{20}$ и $15,3 \cdot 10^{20}$ на см² и один T -образец толщиной $7,4 \cdot 10^{20}$ ядер на см².

3. Измерение рассеяния нейтронов

При изучении рассеяния нейтронов непосредственно измеряемой величиной является разность между экспериментальной суммой отсчетов ΣN по области резонанса и суммой отсчетов ΣN_p в тех же каналах, обусловленной только потенциальным рассеянием при отсутствии резонансного взаимодействия. Эта разность связана с параметрами следующим образом:

$$\frac{\Sigma N - \Sigma N_p}{\Pi(E_0)\epsilon_n} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} A(1 - \Omega) f \quad (5)$$

Выражение (5) без множителя f приведено в работе ^{/2/}. Здесь $1 - \Omega$ - поправочный фактор, подробно обсуждавшийся в ^{/2/}, обусловленный тем, что резонансное взаимодействие нейтронов снижает число нейтронов, испытывающих потенциальное рассеяние. Произведение суммарного потока на эффективность регистрации нейтронов детектором $\Pi(E_0)\epsilon_n$ определяется из калибровочных измерений со свинцом, как показано в ^{/2/}.

Поправочный фактор f учитывает захват нейтронов после рассеяния. Для детектора с постоянной эффективностью ϵ_n , не зависящей от энергии нейтронов и угла их вылета из образца, этот фактор можно представить в виде:

$$f = \frac{1 - (\Gamma/\Gamma_n)(Q_2/Q_1)}{1 - Q_2/Q_1} \quad (6)$$

где Q_1 и Q_2 имеют тот же смысл, что и в выражении (4). Поправочный фактор f может быть использован в тех случаях, когда нельзя провести процедуру экстраполяции данных к нулевой толщине образца, описанную в ^{/2/}.

Следует отметить, что в случае резонансов с $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, измеряя рассеяние, можно получить величину A , обычно определяемую из пропускания. Необходимым

условием для этого является независимое определение Γ_γ , что позволяет фиксировать отношение Γ_n/Γ с точностью 1-2% в широком диапазоне значений Γ_n . Тогда уравнение (5) определяет величину A , причем поправки, входящие в (5), в случае $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ становятся малыми. Этот метод определения A из измерений рассеяния был применен для тонких образцов Pr , для которых трудно было получить хорошую точность при измерении пропускания.

Рассеяние нейтронов изучалось с помощью детектора, описанного в /11/. В измерениях с тербием разрешение составляло 0,08 мксек/м при пролетной базе 500 м. Были использованы три образца из окиси тербия толщиной $1,14 \cdot 10^{20}$; $1,9 \cdot 10^{20}$; $7,4 \cdot 10^{20}$ яд/см². В измерениях с празеодимом разрешение составляло 0,05 мксек/м при пролетной базе 1000 м. Использованные образцы празеодима имели толщину $2,02 \cdot 10^{20}$; $1,48 \cdot 10^{21}$ и $1,66 \cdot 10^{21}$ ядер/см².

4. Результаты и обсуждение

Уравнения (1), (2), (3) и (5) позволяют построить графики зависимости $g\Gamma_n$ от Γ для каждого измеренного образца. Для этого использовались таблицы, рассчитанные в работе /12/. Уравнения (2) и (5) давали при этом по две зависимости, каждое в соответствии с принятым значением статистического множителя g . Одно из двух полученных таким способом семейств кривых должно быть противоречивым в силу неправильного выбора g . В настоящей работе противоречивым считалось то семейство, для которого кривые, полученные из уравнений (2) и (5), проходили от эффективного центра пересечения других кривых на расстоянии большем, чем две стандартные ошибки, если при этом аналогичные кривые с другим значением g проходили от эффективного центра в пределах стандартной ошибки.

Тербий. Результаты измерений с тербием представлены в таблице 1. Разрешение спектрометра позволило провести анализ 22 уровней с энергией до 100 eV, не считая плохо разрешенные резонансы 76,8 и 78 eV.

Для всех резонансов данные по радиационному захвату нейтронов ядрами тербия калибровались, исходя из счета в максимуме сильного и хорошо разрешенного резонанса 11,1 eV по методу, изложенному в /17/.

Резонансы, для которых в таблице приведены спины уровней j , обрабатывались по полной программе. При этом данные по рассеянию экстраполировались к нулевой толщине образца по трем точкам (три образца) для резонансов с энергией 11,1 eV; 46,1 eV; 97,5 eV. Исключая случай наиболее сильного резонанса 11,1 eV, экстраполяция привела к тем же результатам, к которым приводила процедура внесения поправки

согласно уравнению (6). Ввиду этого, для остальных, более слабых, уровней данные по рассеянию были получены из выражения (5) с поправкой по (6). Наибольшее значение поправки доходило до 10%.

Для остальных резонансов, имеющих меньшие нейтронные ширины, измерения рассеяния и по методу самоиндикации не могли дать достаточной точности. Поэтому для этих резонансов получены только значения $g\Gamma_n$ в предположении, что $\Gamma = \bar{\Gamma}_y = 86 \text{ meV}$.

Спины нами определены для 7 уровней. Кроме того, недавно в работе^{/13/} посредством поляризационной методики определены спины резонансов 3,34; 4,98 и 11,1 eV. Для резонанса 11,1 eV спины совпадают. Спины резонансов 3,34 и 4,98 eV нами не определялись ввиду очень малых нейтронных ширин этих резонансов.

Как следует из таблицы, число уровней с данным значением спина согласуется с известной зависимостью для плотности уровней $\rho(j) \sim (2j + 1)$. Зависимости радиационной ширины от спина возбужденного состояния ядра в пределах ошибки измерений не наблюдается. Не наблюдается также заметных флуктуаций в величине радиационной ширины от резонанса к резонансу. Обращает на себя внимание сильное различие между нашими данными и данными работы^{/14/} для параметра $g\Gamma_n$ в области энергий больше 50 eV. Полученные нами значения $g\Gamma_n$ значительно меньше. При этом ряд уровней, наблюдавшихся нами, в работе^{/14/} отсутствует. Весьма вероятно, что из-за недостаточного разрешения два или более близких уровня раньше принимались за один.

Данные таблицы 1 позволили получить значения средней приведенной нейтронной ширины $2g\Gamma_n^0 = (0,75 \pm 0,23) \text{ meV}$, среднего наблюдаемого расстояния между уровнями (без разделения по спину) $D = (4,2 \pm 0,8) \text{ eV}$ и силовой функции $S_0 = (0,90 \pm 0,30) 10^{-4}$ приведенные ошибки обусловлены в основном статистикой числа наблюдаемых уровней и рассчитаны в предположении Вигнеровского распределения для интервалов между уровнями и распределения приведенных нейтронных ширин по Портеру-Томасу. Как видно из рисунка 1а, последнее распределение удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Празеодим.

Для празеодима нами определены параметры 14 резонансов в области энергий до 1000 eV. Результаты собраны в таблице 2. Слабые уровни 50; 112,1; 411 и 470 eV обнаружены впервые. Чистота образцов согласно паспорту была не хуже 99,5%. Если считать эти резонансы принадлежащими ядрам примесей, то резонансы должны быть сильными. Было проведено сравнение со всеми сильными резонансами из работы^{/3/}

и сделаны: дополнительные измерения с неодимом, как наиболее вероятной примесью. Отмеченные резонансы оказались новыми, принадлежащими празеодиму.

Значения параметра $g\Gamma_n$ для этих уровней получены на основании уравнения (2), где $\Pi(E_0)\epsilon_\gamma$ известно, а Γ_γ/Γ для слабых резонансов порядка единицы. Параметры резонансов 85,1 и 384 eV с малыми нейтронными ширинами получены обычным методом совместного анализа графиков зависимости $g\Gamma_n = f(\Gamma)$, построенных на основании уравнений (1), (2), (3).

Остальные резонансы празеодима имеют большие нейтронные ширины. Это позволило для них определить радиационные ширины из измерений радиационного захвата нейтронов. Однако это же обстоятельство привело к тому, что в отличие от измерений с тербием, где все поправки были малы, в измерениях с празеодимом поправочный фактор в уравнении (4), связанный с регистрацией рассеянных нейтронов, теперь уже отличался от единицы вплоть до 15%, а поправочный фактор $1 - Q_2/Q_1$ отличался от единицы, как правило, на 20-30%. При этом следует отметить, что именно после введения соответствующих поправок данные по радиационному захвату для разных по толщине образцов приводились в согласие, т.е. давали близкое значение Γ_γ .

Ввиду отсутствия у Pr резонансов с надежно измеренными параметрами, величины $\Pi(E_0)$ и ϵ_γ , входящие в уравнение (2), в случае празеодима определялись раздельно по методу, изложенному в работе^{17/}. Оценка ошибок в значениях суммарного потока и эффективности показывает, что они не превышают 10% каждая. Имея в виду, что точность определения $\Sigma N(D)$ не хуже 5%, мы получаем для величины S суммарную среднеквадратичную ошибку 15%. Однако учитывая также возможную неточность результата из-за введения поправки на захват после рассеяния, мы оцениваем окончательную ошибку в величине Γ_γ в 20%.

В случае сильных резонансов графики зависимости $g\Gamma_n = f(\Gamma)$, полученные из уравнения (2), сводятся к двум линиям

$$g_i(\Gamma - \Gamma_n) = g_i \Gamma_\gamma, \quad i = 1, 2, \quad (7)$$

пересекающим кривые, полученные из уравнения (1) для пропускания. Спины были получены в тех случаях, когда кривые для пропускания и рассеяния независимо определяли совокупность параметров $(g\Gamma_n, \Gamma)$, которая ложилась в пределах своей стандартной ошибки ($\sim 10\%$ для Γ) на одну из кривых (7) и отстояла от кривой с другим спином на расстояние в две или более стандартные ошибки. Пример определения параметров сильных резонансов показан на рис. 2.

Спины нами определены для 5 уровней. Значение спина резонанса 234 eV, поставленное в таблице в скобки, вытекает из эффекта интерференции между уровнями 216,7 и 234 eV, обнаруженного в работе^{15/}. Таким образом, из шести уровней спин $j = 2$ имеет только один - 942 eV.

Относительно радиационных ширин следует отметить отсутствие (в пределах точности измерений) флуктуаций от уровня к уровню.

Анализ данных таблицы 2 приводит к следующим значениям усредненных характеристик ядер празеодима:

$$2g\Gamma_n^0 = (49 \pm 18) \text{ meV} ; D = (64 \pm 13) \text{ eV} ; \bar{\Gamma}_\gamma = 86 \text{ meV} ; S_0 = (3,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$$

Представляет интерес сопоставление величины $\bar{\Gamma}_\gamma / D_0$, полученной в работе /18/ из измерения усредненного сечения радиационного захвата в области энергии ниже 50 keV, с результатами настоящей работы. Имея в виду, что $D_0 = D \cdot 2(2I + 1)$, значение $\bar{\Gamma}_\gamma / D_0$ по нашим данным получается равными $(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$, тогда как в /18/ приводится величина $(0,80 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$. Это расхождение почти не превосходит ошибку измерения, которая велика в нашем случае и в значительной степени связана с малой статистикой уровней. Однако можно предположить и другое объяснение. Как видно из таблицы 2, приведенные нейтронные ширины уровней с энергией 50; 112; 411 и 470 eV заметно меньше, чем у остальных уровней. Если предположить, что эти уровни обусловлены p -нейтронами, то это приведет к увеличению D_0 и хорошему согласию в величинах $\bar{\Gamma}_\gamma / D_0$. Предположению о том, что отмеченные резонансы являются p -волновыми, не противоречит найденное отсюда значение силовой функции $S_1 = (2,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-4}$, согласующееся с найденной в /18/ величиной

$$S_1 = (1,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$$

Распределение нейтронных ширин для всех 14 уровней приведено на рис. 16 вместе с распределением Портера-Томаса для $\nu = 1$. Согласие не является хорошим, однако оценка по критерию Колмогорова вероятности такого случайного отклонения дает значение около 50%, т.е. противоречия между экспериментальным и теоретическим распределениями нет. В случае, если четыре слабых уровня отнесены к p -волновым, согласие между распределениями еще ухудшается, но и в этом случае критерий Колмогорова дает вероятность такого расхождения около 25%.

Дальнейшее уточнение вопроса о распределении нейтронных ширин может быть сделано при измерениях с лучшим разрешением в значительно более широком интервале энергии.

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Ф.Л. Шапиро за ценные обсуждения и интерес к работе. Мы благодарны И.И. Шелонцеву и Н.Ю. Шириковой за расчеты на электронной вычислительной машине.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Най-янь, И. Визи, В.Н. Ефимов, Э.Н. Каржавина и др. Исследование нейтронных резонансов Rh^{103} . ЖЭТФ, 45, вып. 6 (12), 1743, 1963.
2. Д. Зелигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Д. Лонго, Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов. Нейтронные резонансы брома. ЖЭТФ, 45, вып. 5 (11), 1294, 1963.
3. D.J. Hughes, V.A. Magurno, M.K. Brussel. 1960. Supplement number 1 to BNL-325, 2-nd ed 1958.
4. C. Corge, V.-D. Huynh, J. Julien, J. Morgenstern, F. Netter. J. Phys. Rad., 22, № 10, 719, 724 (1961).
5. И. Визи, Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин, Э.Н. Каржавина и др. Nucl. Electronics, 1, 27, Vienna, 1962.
6. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чен Лин-янь, Э.И. Шарапов. ПТЭ, № 2, 48, 1963.
7. Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов. Методы калибровки при измерении сечения радиационного захвата нейтронов. Препринт ОИЯИ Дубна, Р-1547, 1964.
8. J.L. Rosen, J.S. Desjardins, J. Rainwater, W.W. Havens. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
9. J.V. Dardel, R. Persson. Nature, 170, N=4339, 117 (1952).
10. J.E. Draper. Nucl. Sci and Eng., 1, N=6, 552 (1956).
11. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чен Лин-янь, Э.И. Шарапов. ПТЭ, № 2, 51 (1963).
12. В.Н. Ефимов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641, Дубна, 1961.
13. Hans Postma, F.J. Shore, C.A. Reynolds BNL-7347 (1963).
14. J.A. Harvey, D. Hughes, R. Carter, V. Pilcher. Phys. Rev., 99, N=1, 10 (1955).
15. J. Julien C.R. Acad. Sc., 252, 3233 (1961).
16. В.А. Конкс, Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ, 46, в 1, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1964 г.

Т а б л и ц а 1
 Параметры резонансов Tb^{159}

E_0 eV	$g\Gamma_n$ meV	Γ_γ meV	J	$2g\Gamma_n^0$ meV
1. 3,340 \pm 0,005	0,21 \pm 0,02	80 \pm 10	2	0,23
2. 4,98 \pm 0,01	0,032 \pm 0,003		1	0,029
3. 11,05 \pm 0,02	5,0 \pm 0,2	87 \pm 6	2	3,02
4. 14,38 \pm 0,03	0,084 \pm 0,008			0,044
5. 21,20 \pm 0,05	0,62 \pm 0,06			0,26
6. 24,6 \pm 0,07	2,7 \pm 0,2	76 \pm 11	2	1,12
7. 27,6 \pm 0,08	0,47 \pm 0,05			0,18
8. 33,9 \pm 0,11	1,4 \pm 0,2	81 \pm 15	1	0,48
9. 40,7 \pm 0,15	0,29 \pm 0,05			0,091
10. 43,7 \pm 0,17	2,5 \pm 0,2	76 \pm 16	2	0,765
11. 46,1 \pm 0,18	6,7 \pm 0,5	89 \pm 11	2	1,97
12. 50,3 \pm 0,20	1,3 \pm 0,3			0,37
13. 51,6 \pm 0,20	0,54 \pm 0,07			0,15
14. 54,2 \pm 0,23	0,30 \pm 0,05			0,081
15. 57,3 \pm 0,25	0,66 \pm 0,07			0,176
16. 58,7 \pm 0,25	0,85 \pm 0,15			0,22
17. 65,5 \pm 0,30	5,0 \pm 0,5	92 \pm 20		1,25
18. 66,8 \pm 0,30	1,2 \pm 0,1			0,29
19. 74,0 \pm 0,35	8,5 \pm 0,6	87 \pm 16	2	1,98
20. 76,8 \pm 0,4				
21. 78,0 \pm 0,4				
22. 88,8 \pm 0,5	1,8 \pm 0,2			0,38
23. 90,6 \pm 0,5	3,8 \pm 0,3			0,8
24. 97,5 \pm 0,5	14 \pm 1	103 \pm 14	1	2,7

Подчеркнуты значения спинов, определенные в работе/13/

Т а б л и ц а 2
 Параметры резонансов Pr^{141}

	E_0 eV	$g\Gamma_n$ meV	Γ_γ meV	J	$2g\Gamma_n^0$ meV
1.	50,5±0,2	0,030±0,005			0,0085
2.	85,1±0,2	3,2 ± 0,4	80 ±20		0,70
3.	112,0±0,3	0,23±0,03			0,044
4.	216,7±0,8	570±40	71±15	3	77,50
5.	234±1	460±25	93±15	(3)	60,2
6.	359±2	790±50	60±15	3	82,9
7.	384±3	27± 4	125±30		2,75
8.	411±5	1,2±0,2			0,118
9.	470±5	1,7±0,3			0,157
10.	515±4	380±25	75±15	3	33,8
11.	631±5	1200±50	107±20		95,70
12.	718±6	1200±60	68±15		89,50
13.	839±7	2200±100	83±15	3	151,6
14.	942±8	1470±70	167±20	2	96,0

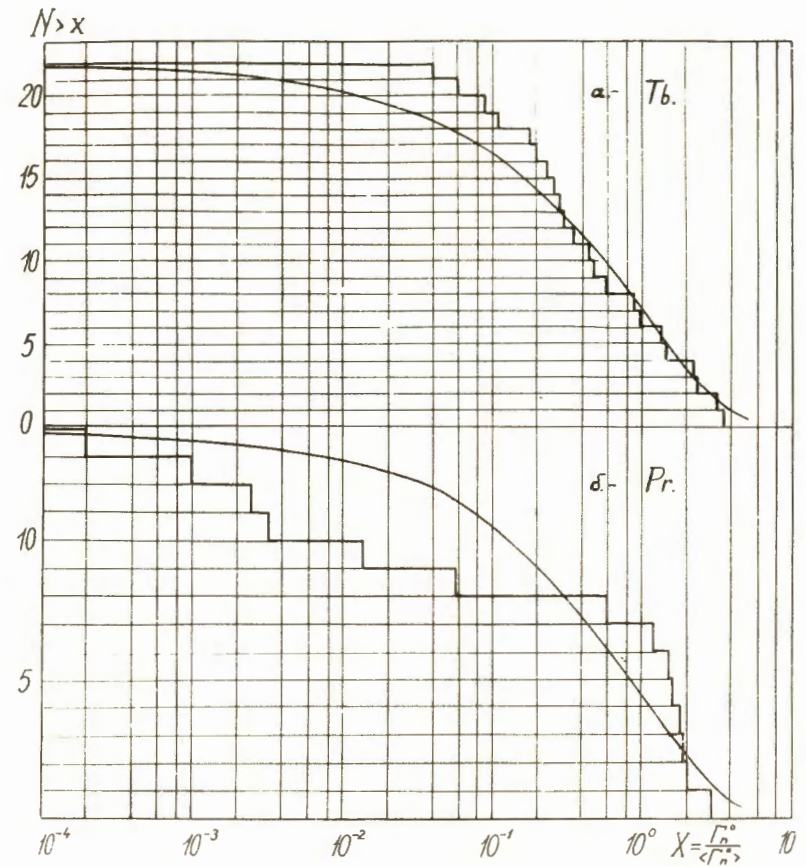


Рис.1. Распределение приведенных нейтронных ширин. Плавная кривая - распределение Портера-Томаса для $\nu = 1$
 а) тербий, б) празеодим.

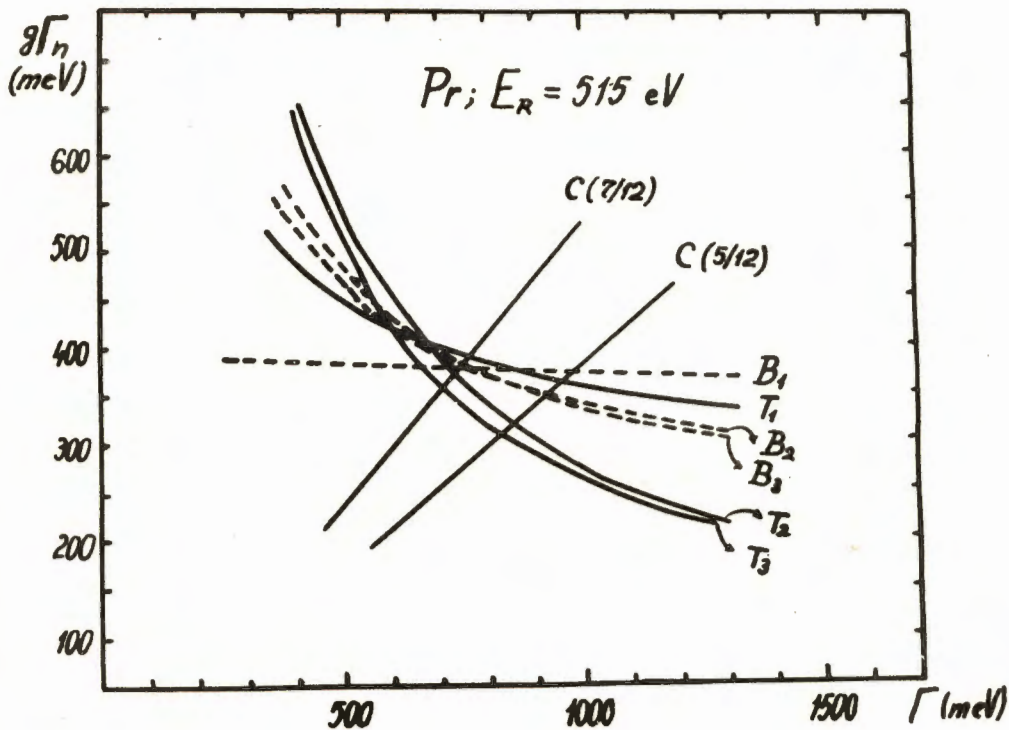


Рис. 2. Кривые B_1 , B_2 , B_3 получены из измерений рассеяния на образцах толщиной $2,02 \cdot 10^{20}$; $1,48 \cdot 10^{21}$ и $1,66 \cdot 10^{21}$ ядер/см² соответственно. Кривые T_1 , T_2 , T_3 - из измерений пропускания образцов толщиной $1,08 \cdot 10^{21}$; $2,35 \cdot 10^{22}$; $9,4 \cdot 10^{21}$ ядер/см² и кривые C - из измерений радиационного захвата для образцов толщиной $(1-5,5) \cdot 10^{21}$ ядер/см². Стоящие в скобках значения $7/12$ и $5/12$ указывают на принятое значение g .