

С 343

Ш-251

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Э.И.Шарапов

2686

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЯДЕР
ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЙ ЗАХВАТА, РАССЕЯНИЯ И
ПРОПУСКАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат технических наук

Л.Б. ПИКЕЛЬНЕР

Дубна 1986

Э.И.Шарапов

2686

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЯДЕР
ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЙ ЗАХВАТА, РАССЕЯНИЯ И
ПРОПУСКАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат технических наук

Л.Б. ПИКЕЛЬНЕР

В в е д е н и е

Исследования свойств нейтронных резонансов, начатые во многих лабораториях около 30 лет назад, продолжают интенсивно развиваться. Они стимулируются возможностью непосредственного сопоставления эксперимента с теорией ядра и растущими требованиями, предъявляемыми физикой реакторов в отношении точности измерения нейтронных эффективных сечений. Сейчас в нейтронной резонансной спектроскопии по методу времени пролета можно выделить 2 тенденции развития:

1. Прежде всего, существует стремление ставить эксперимент в условиях все растущей разрешающей способности. С разрешением $(0,5 \div 1) \frac{\text{нс}}{\text{М}}$ уже изучаются по сотне и более уровней в отдельных ядрах при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона ($5 \div 10$ Мэв для различных ядер). Целью таких экспериментов является выяснение вопросов статистики уровней, уточнение значений нейтронной силовой функции, выяснение энергетической зависимости силовой функции, идентификация и изучение р-уровней (возбуждаемых нейтронами с орбитальным моментом, равным 1). Однако вследствие недостаточной светосилы, сопутствующей высокому разрешению, в этих условиях измеряются только полные эффективные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами;

2. Проявляется и вторая тенденция - тенденция повсеместного перехода к измерению парциальных сечений (обычно при умеренном разрешении) с целью более глубокого и полного изучения свойств возбужденных уровней ядер. Настоящая работа относится к этому направлению. Работа выполнена на нейтронном спектрометре по методу времени пролета с импульсным быстрым реактором Объединенного института ядерных исследований в качестве источника нейтронов 1 . Большая интегральная мощность реактора ($\approx 3 \cdot 10^{14}$ нейтр/сек) при ширине импульса 50 мксек и частоте повторения 5 имп/сек дала возможность осуществить измерения парциальных и полных сечений с разрешением $\approx 0,05$ мксек/м с хорошей статистикой при низком фоне.

Возбужденные состояния ядер в изучаемой области энергий проявляются в виде нейтронных резонансов, анализ которых ведется в терминах параметров хорошо извест-

ной формулы Брейта-Вигнера. Данная работа посвящена определению полных наборов параметров резонансов для ряда ядер и в первую очередь радиационных шири Γ_γ и спинов J . Знание радиационных шири нескольких первых уровней любого ядра существенно необходимо для анализа данных из полных сечений в области более высоких энергий. Помимо этого, такие данные могут оказаться полезными для развития теории полных радиационных шири, современное состояние которой не может считаться удовлетворительным. /2/ Вайскопфом в рамках одночастичной модели и в предположении дипольного характера переходов (энергия E) из возбужденного состояния (энергия возбуждения U) предложена формула (с точностью до постоянного множителя):

$$\Gamma_\gamma \approx A^{2/3} \int_0^U \frac{\rho(U-E)}{\rho(U)} dE \quad (1)$$

по существу сводящая вычисление полной радиационной ширины к вычислению спектра первичного гамма-излучения по данным о плотности уровней ρ . Первоначальные теоретические оценки привели к расхождению с экспериментальными значениями Γ_γ на два порядка, и был сделан вывод о том, что теория не дает обоснованных предсказаний абсолютной величины Γ_γ .

Однако в последующих работах, несмотря на существенное количественное расхождение, формула (1) стала широко использоваться для описания относительного поведения Γ_γ в зависимости от массового числа A , энергии возбуждения U и расстояния между уровнями составного ядра вблизи энергии связи. Последние расчеты в этом направлении /3/, использующие современную модель ферми-газа для вычисления ρ , приводят к максимумам значений Γ_γ для околomagических ядер с числом нейтронов вблизи $N = 50, 82, 126$. Результаты существенно зависят от выбора модели ядра для вычисления плотности уровней. Между тем, известны другие расчеты плотности уровней (Ю.Т. Гринь, В.М. Струтинский), использующие методы и идеи теории сверхпроводимости для учета эффектов парной корреляции нуклонов. Также согласуясь с экспериментальными данными при энергии связи нейтрона, эти расчеты приводят к существенно меньшему, чем по модели ферми-газа, значению плотности уровней при возбуждениях ниже энергии связи нейтрона.

Таким образом, имеющиеся теоретические расчеты Γ_γ не являются достаточно надежными, и дальнейшее накопление экспериментальной информации о Γ_γ , особенно в областях A , где она раньше практически отсутствовала (средние и легкие ядра), представляет несомненный интерес и для теории.

Возвращаясь к задаче определения спинов уровней из измерений парциальных сечений, необходимо отметить, что такие данные могут служить как опорные для других методов определения спинов, таких, как измерения гамма-спектров или эксперименты с

поляризованными нейтронами и мишенями. В целом данные о спинах могут пролить свет на спиновую зависимость плотности уровней и других параметров.

А п п а р а т у р а

Детектор радиационного захвата. Известно несколько типов таких детекторов, по-разному удовлетворяющих совокупности требований, предъявляемых к ним. Мы работали с жидкостным сцинтилляционным детектором объемом ≈ 500 л, добившись существенного улучшения его фоновых характеристик путем разделения детектора на два бака с введением схемы совпадений импульсов между ними. С целью контроля постоянства эффективности регистрации захвата в разных резонансах была обеспечена возможность работы и в режиме одного большого бака (режим суммирования). Для разных ядер в области $A = 80 \div 180$ эффективность детектора составляет величину от 20 до 40%. Она зависит от энергии связи и характера гамма-спектров. Однако в отмеченной области ядер возможные изменения в спектрах резонансов одного какого-либо ядра не приводили к изменениям эффективности, большим 5%. Соответствующие результаты исследования характеристик детектора приведены в виде таблиц и графиков. Возможность работы детектора в режимах суммирования и совпадений позволяет, помимо контроля, проводить также абсолютную калибровку.

Естественный фон детектора был около 35 имп/сек без защиты при пороге дискриминации 0,5 Мэв. При работе на пучке нейтронов фон увеличивался в 1,5 - 2 раза и составлял величину $\approx 2\%$ от счета в максимумах сильных резонансов. Эффективность к нейтронам в среднем в 150 раз меньше эффективности регистрации акта резонансного захвата.

Детектор рассеянных нейтронов. Отсутствие высокоэффективного детектора нейтронов в электрон-вольтовой области энергий, нечувствительного к гамма-лучам, является одной из основных причин, в силу которых до настоящего времени сделано мало работ по рассеянию нейтронов в резонансах. Нами был создан сцинтилляционный детектор геометрии 4π , содержащий слой порошка $ZnS(Ag)$ с бором между пластинами флюксигласа, которые служили одновременно как замедлителями, так и световодами. Использование процесса замедления приводило к времени жизни нейтронов в детекторе ≈ 15 мксек для случая светосостава с небогащенным бором и ≈ 5 мксек для случая 90% обогащения изотопом B^{10} .

Эффективность детектора равна 7% при 100 эв и слабо уменьшается с ростом энергии. При этом эффективность регистрации гамма-лучей с энергией 1,25 Мэв меньше в 10^4 раз, а для γ -лучей с энергией 2,8 Мэв - в 600 раз. Естественный фон детектора 30 имп/сек.

Детектор на литевых стеклах. 7 литевых стекол толщиной 10 мм и ϕ 72 мм, смонтированные на фотоумножителях ФЭУ-24, служили простым, надежным и удобным детектором нейтронов в измерениях пропускания. Фон при этом составлял 2% от счета в открытом пучке при энергии 400 эв и 6% при энергии 24 эв. Эффективность детектора 25% при 100 эв.

Для определения относительного хода потока с энергией и его абсолютной величины использовались калиброванные борные счетчики с BF₃.

В схеме нейтронного спектрометра детекторы располагались на расстоянии от 500 до 1000 м от импульсного реактора^{/1/}. Сигналы с детекторов подавались в Измерительный центр Лаборатории нейтронной физики^{/4/}, где были сосредоточены многоканальные временные анализаторы.

Методика исследования

Для того, чтобы повысить точность и надежность определения параметров и получить более полные наборы параметров нейтронных резонансов, использовалась методика совместных измерений полных и парциальных сечений. Для случая пропускания, самоиндикации, радиационного захвата и рассеяния мы имели возможность составлять следующие уравнения:

$$\frac{\Sigma(N_0 - N)}{N_0 \cdot \delta E_0} = \frac{\Gamma}{2} \int [1 - e^{-\sigma_0 \Psi(\beta, x)}] dx = A, \quad (2)$$

$$\frac{\Sigma N(D, T)}{\Sigma N(D)} = \frac{A_{D+T} - A_T}{A_D} \cdot e^{-\sigma_p} = S, \quad (3)$$

$$\frac{\Sigma N}{\Pi(E_0) \epsilon} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A(1 + f_\gamma), \quad (4)$$

$$\frac{\Sigma N}{\Pi(E_0) \epsilon} = \frac{g \Gamma_n}{g \cdot \Gamma} A \left[1 - \frac{\sigma_p}{2} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_n} + 1 \right) \right] f_n. \quad (5)$$

Здесь через ΣN обозначены соответствующие площади в числе отсчетов над фоном на аппаратной кривой по всему резонансу в разных экспериментах. Для пропускания через N_0 обозначена величина приведенного уровня отсчетов без образца (фон вычтен). Через ϵ обозначены соответствующие эффективности детекторов, $\Pi(E_0)$ — поток нейтронов на 1 эв в центре резонанса,

δE_0 — энергетическая ширина временного канала анализатора, a — толщина образца, σ_p — сечение потенциального рассеяния. Индексы D и T использованы в случае самоиндикации для обозначения измерений только с детекторным (D) и с детекторным и пропускающим (T) образцами. Поправочные факторы f_γ и f_n учитывают захват нейтронов в образце после 1-го взаимодействия.

В этих уравнениях справа находятся величины, вычисляемые теоретически^{/5/}. $E_0, \Gamma_\gamma, \Gamma_n, \Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$ и g — параметры резонансов, подлежащие определению. $\Psi(\beta, x)$ — известная функция, учитывающая эффект Доплера при тепловом движении ядер образцов. Каждое из уравнений (2-5) является уравнением с двумя неизвестными $g \Gamma_n$ и Γ , уравнения (4) и (5) содержат помимо этого параметр g , могущий принимать 2 значения (соответственно 2-м возможным значениям спина уровней для α -резонансов). Таким образом, число уравнений превышает число неизвестных параметров, особенно если иметь в виду, что для каждого типа эксперимента измерения проводились с несколькими образцами. Поскольку, далее, источники систематических ошибок в разных экспериментах различны, очевидно, что описываемая методика позволяет получать более полные и надежные наборы параметров. Конкретный пример для резонанса 35,9 эв Вг⁷⁹ показан на рис. 1. Для получения объективных значений параметров из совокупности всех экспериментов использовался метод наименьших квадратов, реализованный в программе для ЭВМ, составленной Шелошевым.

При разработке методики измерения парциальных сечений особое внимание было обращено на вопросы калибровки измерений радиационного захвата (описано 4 метода определения величин $\Pi(E_0) \epsilon$) и на способы учета поправок f_γ и f_n , которые приходится вводить при работе с образцами промежуточной толщины, как при измерении захвата, так и при измерении рассеяния. Подробно последний вопрос анализируется в нашей совместной работе с Михайлузом^{/6/}, составившим программу для ЭВМ для расчета поправок на вторичные взаимодействия нейтронов в образце.

Результаты и обсуждения

Конкретные ядра. В соответствии с задачами, поставленными выше, были исследованы резонансы 10 элементов — Zr, Rb, Br, Nb, Mo, Ru, Rh, Tl, Pr, Ba — в области энергий нейтронов до нескольких сот электрон-вольт. В случае Rh, Pr и Tl измерения и обработка пропускания были выполнены в группе Ю.С. Язвickого^{/7/}. Для остальных ядер полные сечения измерялись непосредственно нами вместе с парциальными сечениями. В диссертации описаны образцы, типы измерений, особенности калибровки для каждого ядра и даны итоговые таблицы значений параметров, которые здесь не приводятся ввиду их большого числа.

Отметим некоторые моменты исследования конкретных ядер. Измерения с Rb, Br, Tl, Pt и Ba были сделаны с целью получения наиболее полного набора параметров, включая значения спинов уровней. Для остальных ядер основной целью, которая преследовалась, было получение радиационных ширин. Первым изучался родий, данных о котором к началу исследования было мало. Родий интересен как элемент, расположенный в области атомных весов, где проявляется максимум p -волновой силовой функции. Здесь можно было ожидать появления слабых p -резонансов при низких энергиях. Кроме того, спин ядра-мишени для Rb: $I = \frac{1}{2}$, что облегчало возможность определения спинов составного ядра. Слабые уровни были действительно обнаружены и некоторые из них приписаны p -волне на основании избытка резонансов с малыми ширинами, проявившегося в экспериментальном распределении приведенных нейтронных ширин при сравнении с теоретическим распределением Портера-Томаса. Оценка p -волновой силовой функция дала значение $S^{(1)} \approx 1,8 \cdot 10^{-4}$ с точностью до фактора 2.

Измерения парциальных сечений позволили определить радиационные ширины и спины некоторых уровней Rb. Вопреки ожиданию, в изученной энергетической области до 300 эв число резонансов со спином $J = 0$ оказалось больше, чем для $J = 1$. Однако статистика невелика. Заметим, что предварительные результаты измерения рассеяния, выполненные в прошлом году в Сакле в более широком энергетическом интервале, указывают на преобладание спинов $J = 1$.

В измерениях с бромом также обнаружен ряд слабых уровней, неизвестных ранее, и определены спины и радиационные ширины большинства уровней. Таблица результатов для брома приведена ниже (таблица 1), чтобы дать представление о характере и полноте данных, получаемых по описанной методике.

Ядра Pt и Ba представляли особый интерес в связи с обнаруженными для них другими авторами аномалиями. В работе /8/ были отмечены аномальное распределение приведенных нейтронных ширин празеодима (число степеней свободы $\nu = 6$ вместо общепринятого значения $\nu = 1$) и сильная флюктуация Γ_γ (различие в 3 раза для 2-х уровней). Согласно нашим данным среднее значение Γ_γ для Pt равно 86 мэв и одинаково в разных резонансах с точностью до ошибки измерений ($\approx 15\%$). Обнаружено 4 новых уровня. Есть основания считать их p -волновыми. Тогда остающиеся 10 уровней действительно дают распределение нейтронных ширин, плохо согласующееся с $\nu = 1$. Однако вывод о явном противоречии между экспериментальным и теоретическим распределением, сделанный в работе /8/, является необоснованным, поскольку при статистике в 10 случаев по критерию согласия Колмогорова имеющееся отклонение с вероятностью 25% может быть чисто случайным. Предварительные результаты более поздних измерений для большего числа уровней /8/ подтверждают отсутствие явной аномалии.

Для Ba в работе /10/ была обнаружена аномалия в спектре γ -лучей из резонанса 24 эв: парциальные ширины для переходов на основной и 1-й возбужденный уровни (переходы типа M1 или E2 в случае s -волновой природы резонанса) оказались $\approx 10\%$ от полной Γ_γ , что почти на 2 порядка превысило интенсивности этих переходов в других резонансах. Предположение о p -волновой природе резонанса могло бы снять аномалию. Наши измерения пропускания толстых образцов Ba показали, однако, что это s -уровень, поскольку была обнаружена асимметрия кривой, соответствующая интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием в s -волне. Помимо этого, измерены спины и радиационные ширины 4-х уровней.

Остальные ядра, которые были изучены, относятся к области средних массовых чисел, где до последнего времени данные о радиационных ширинах были бедны и неточны. Наши измерения с изотопами рубидия показали, что радиационная ширина магического ядра Rb⁸⁷ (145 + 30 мэв) меньше, чем у немагического Rb⁸⁵ (220 + 30 мэв). Для цинка было обнаружено большое различие в значениях Γ_γ двух изотопов (≈ 400 мэв для Zn⁶⁷ и 180 мэв для Zn⁶⁸) и впервые обнаружены и измерены параметры первых уровней в изотопах Zn⁶⁴ и Zn⁶⁶. Измерения проводились на разделенных изотопах.

В результате измерений с естественной смесью изотопов рутения и молибдена (область $A = 95-101$) были снижены почти в два раза значения радиационных ширин, измеренные ранее /11/. Важный физический результат получен при изучении радиационных ширин ниобия - элемента, для которого при низких энергиях надежно идентифицированы p -уровни. Согласно данным работы /12/, радиационные ширины p -уровней Nb в 2 раза больше, чем для s -уровней (230 мэв против 114 мэв). Качественно этот результат объясняется тем, что для p -уровней разрешены, а для s -уровней запрещены высокоэнергетичные E1 - переходы на имеющие положительную четность состояния вблизи основного состояния ядра-продукта Nb. Однако не находит себе объяснения столь существенное количественное расхождение. Измерения пропускания, рассеяния, радиационного захвата и самоиндикации, осуществленные нами, не подтверждают большого различия в радиационных ширинах s - и p -уровней ниобия. По нашим данным, $(\Gamma_\gamma)_s = 187$ мэв.

Радиационные ширины. Полученные данные вместе с другими результатами, опубликованными в последнее время, представлены на рис. 2. Наибольший прогресс достигнут в области средних ядер ($A < 100$), здесь получено много новых и существенно уточнены имевшиеся ранее данные. Значения Γ_γ оказались в 1,5-2 раза меньше известных ранее, также меньшими оказались значения в области $A \approx 140$ (Ba, Pt, La). В целом новые экспериментальные данные показывают плавное поведение радиационных

ширин в зависимости от массового числа ядер. В области $A = 100-120$ наблюдается систематический подъем экспериментальных значений с уменьшением A , который не может быть объяснен в рамках теории, базирующейся на формуле (1), поскольку энергия возбуждения и параметр, описывающий плотность уровней, для разных ядер в этой области остаются на одном уровне. В то же время отсутствуют максимумы Γ_γ при $N = 50, 82$, предсказываемые статистической теорией для околомагических ядер, как результат сильного уменьшения плотности уровней в этих ядрах. Не исключено, что плотность уровней ядер ниже энергии связи не следует расчетам по модели ферми-газа, или полные радиационные ширины не описываются такой простой формулой, как (1).

Спины уровней. Из общего числа 120 исследованных резонансов спины измерены в 38 случаях. Однако для каждого элемента в отдельности число уровней с измеренным спином оказалось невелико. Результаты для ядер-мишеней с $I = 3/2$, показанные в таблице 2, согласуются с ожидаемой зависимостью плотности $\rho(J) = (2J+1)$, хотя статистическая точность результата невысока. Для других ядер (родий, празеодим), где согласия не наблюдается, необходимо исследовать большее число уровней, прежде чем делать окончательные заключения. Ввиду ограниченного числа измеренных спинов для отдельных элементов и широкого распределения нейтронных ширин нельзя сделать заключений относительно зависимости силовой функции от спина. В то же время для радиационных ширин, имеющих узкое распределение, не наблюдалось зависимости от спина в пределах ошибки измерений, составлявшей около 10%.

Усредненные параметры. Для Rb, Tl, Pt, Vg и Rb из анализа параметров индивидуальных резонансов получены усредненные характеристики (нейтронная силовая функция S^0 , радиационная силовая функция Γ_γ/D_0 и среднее наблюдаемое расстояние между уровнями $D_{\text{набл.}}$), показанные в таблице 3. В диссертации приведено сравнение с данными других авторов, обнаруживающее удовлетворительное согласие для большинства случаев.

Основные итоги

1. Применительно к условиям нейтронного спектрометра по методу времени пролета с импульсным реактором ОИЯИ в качестве источника нейтронов разработана и построена физическая аппаратура (детекторы) для измерения парциальных и полных сечений.

2. Разработана методика измерения парциальных и полных сечений с целью определения резонансных параметров, включая значение спинов уровней составного ядра.

Особое внимание обращено на учет многократных процессов и расчет ряда поправок при измерениях на сравнительно толстых образцах.

3. Проведены измерения полных и парциальных сечений для 10 элементов: Zn, Rb, Vg, Nb, Mo, Ru, Rh, Tl, Pt, Ba. Помимо параметра g_D^2 , определены радиационные ширины и спины многих уровней и получены усредненные характеристики: нейтронная и радиационная силовые функции, наблюдаемое расстояние между уровнями.

4. Наиболее существенным физическим результатом является получение радиационных ширин средних ядер и установление более плавного поведения полных радиационных ширин в широкой области массовых чисел. Показано отсутствие максимумов в значениях радиационных ширин для околомагических ядер с числом нейтронов 50 и 82. Экспериментальные результаты не могут быть удовлетворительно описаны существующей статистической теорией.

5. Первые результаты, полученные на новой системе: микротрон + ИБР, позволяют планировать исследования в области более легких ядер ($A < 70$), где можно ожидать заметные изменения радиационных ширин от уровня к уровню и от изотопа к изотопу.

Основной материал диссертации опубликован в следующих работах:

- I. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чэн Лин-янь, Э.И. Шарапов. ПТЭ № 2, 48, 51 (1963).
- II. Д. Зелигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Д. Лонго, Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов. ЖЭТФ, 45, 1204 (1963).
- III. 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, Чэн Лин-янь, Э.И. Шарапов, И.И. Шелюцев, Н.Ю. Ширякова, Ю.С. Язвickий. ЖЭТФ, 45, 1743 (1963).
- IV. Ван Най-янь, И. Илиеску, Э.Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А.Б. Попов, Л.Б. Пикельнер, Т. Стадников, Э.И. Шарапов, Ю.С. Язвickий. ЖЭТФ, 47, 44 (1964).
- V. Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Л.Б. Пикельнер, Х. Сиражет, Э.И. Шарапов. Nucl. Phys., 72, 298 (1965).
- VI. Ким Хи Сан, Л.Б. Пикельнер, Х. Сиражет, Э.И. Шарапов. ЖЭТФ, 49, 410 (1965).
- VII. Ким Хи Сан, Л.Б. Пикельнер, Х. Сиражет, Э.И. Шарапов. Reports subm. to the Intern. Conf. Antwerp, Belgium. Препринт ОИЯИ, Е-2214, Дубна, 1965.
- VIII. Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов. Препринт ОИЯИ, Р-1547, Дубна, 1964.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев и др., АЭ, 10, 437 (1961).
2. Дж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
3. С.М. Захарова, А.В. Малышев. Congress Intern. de Phys. Nucl. Paris, II, 759 (1964).

4. Г.П. Жухов и др. ПТЭ, № 6, 34 (1964).
 5. В.Н. Ефимов, И.И. Шелощев. Препринт ОИЯИ, Р-641, Дубна, 1981.
 6. Ф.Ф. Михайлус, Л.Б. Пихельнер, Э.И. Шарашов. Препринт ОИЯИ, Р-2455, Дубна, 1985.
 7. Ю.С. Язвицкий. Автореферат диссертации. Препринт ОИЯИ, 2426, Дубна, 1985.
 8. C.Corge, V.D. Nuynch, J.Jullien, J.Morgenstern, F.Netter. Jour. Phys. et Rad., 22, 719 (1961).

9. J.Rainwater et al. "Intern. Conf." Antwerp, Belgium, 95 (1965).

10. Ян Урбанец, Ян Врзал, Ян Липтак. ЖЭТФ, 49, 80 (1985).

11. Н.Н.Володин, Р.Е.Чриен. Nucl. Phys., 42, 676 (1963).

12. Н.Е. Jackson. Phys. Rev. Lett., 11, 378 (1963).

13. J.Jullien et coll. Nucl.Phys., 66, 433 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1988 г.

Т а б л и ц а 1

Параметры резонансов брома^{x/}

№№ п/п	E ₀ ; эВ	Изо- топ	Данные ЛНФ			Данные Сакле ^{/12/}			
			εΓ _n meV	Γ _{meV}	J Γ _γ meV	εΓ _n	Γ	J	Γ _γ
I. 35,9±0,1	79	24+I	370±35	2	332±35	25,7±2	-	-	-
2. 53,8±0,2	79	I35+I	380±40	I	344±40	II, 8±I, 4	-	-	-
3. I0I, 3±0,5	8I	94±6	450±30	2	300±30	97±8	440±40	2	285±40
4. I35, 9±0,7	8I	I55±I5	720±50	I	307±50	I58±I4	730±70	I	3I0
5. I57, 3±I, 7	-	0,065±0,0I5	-	-	-	-	-	-	-
6. I89, 8±I, 2	79	3I±2	400±40	I	3I8±40	32±4	-	-	-
7. 204, 9±I, 3	79 ^{xx/}	6,5±0,7	400±60	2	390±60	-	-	-	-
8. 2I2, 4±2, 7	-	0,085±0,02	-	-	-	-	-	-	-
9. 239, 4±I6	79	350±20	860±40	2	300±40	379±50	900±70	2	295
I0. 256±3, 6	-	0, I35±0,03	-	-	-	-	-	-	-
II. 295, I±2, 2	79	26±2	-	-	-	40±5	-	-	-
I2. 3I9, 6±2, 5	79	350±30	830±50	2	270±50	372±30	880±70	2	285
I3. 336±5	-	0,4I±0,08	-	-	-	-	-	-	-
I4. 368±6	-	0,26±0,06	-	-	-	-	-	-	-
I5. 394, 8±3, 5	79	75±7	480±40	I	280±50	70±I0	-	-	-

^{x/} Подобные таблицы результатов для других исследовавшихся элементов приведены в диссертации.

^{xx/} Изотопная идентификация этого уровня сделана по данным ЛНФ.

Таблица 2

Зависимость плотности уровней от спина для ядер-мишеней с $I=3/2$

Ядро	Tь	Br	Ba	Всего	Отношение $\rho(J=2)/\rho(J=1)$	
					эсп.	теор.
Число уровней со спином $I - 1/2$	3	3	1	7	1,86	1,67
Число уровней со спином $I + 1/2$	6	4	3	13	$\pm 0,7$	

Таблица 3

Усредненные параметры ядер

Ядро-мишень	Rh ¹⁰³	Tь ¹⁵⁹	Pr ¹⁴¹	Br ^{79,81}	Rb ⁸⁵
D _{набл.} ^{эв}	17 \pm 4	4,2 \pm 0,6	64 \pm 13	23 \pm 5	130 \pm 30
s ⁰ · 10 ⁴	0,46 \pm 0,18	0,9 \pm 0,3	3,6 \pm 1,4	-	0,5 \pm 0,3
$\Gamma_{\gamma} / D_0 \cdot 10^4$	15 \pm 3	25 \pm 4	1,1 \pm 0,3	16 \pm 3	1,33 \pm 0,4

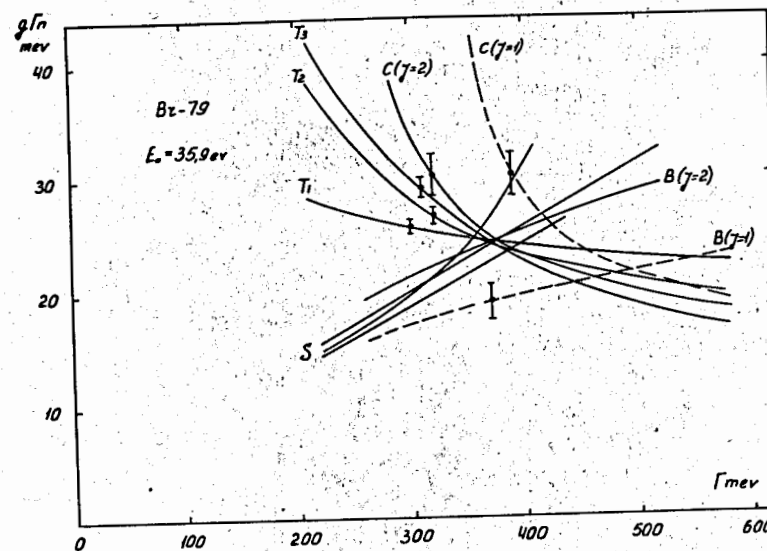


Рис. 1. Пример определения параметров $g\Gamma$, Γ , J ; резонанс брома 35,9 эв. Т - кривые, полученные из измерений пропускания образцов различной толщины. S - кривые из измерений самоиндикации. В - кривые из измерений рассеяния. С - кривые из измерений захвата.

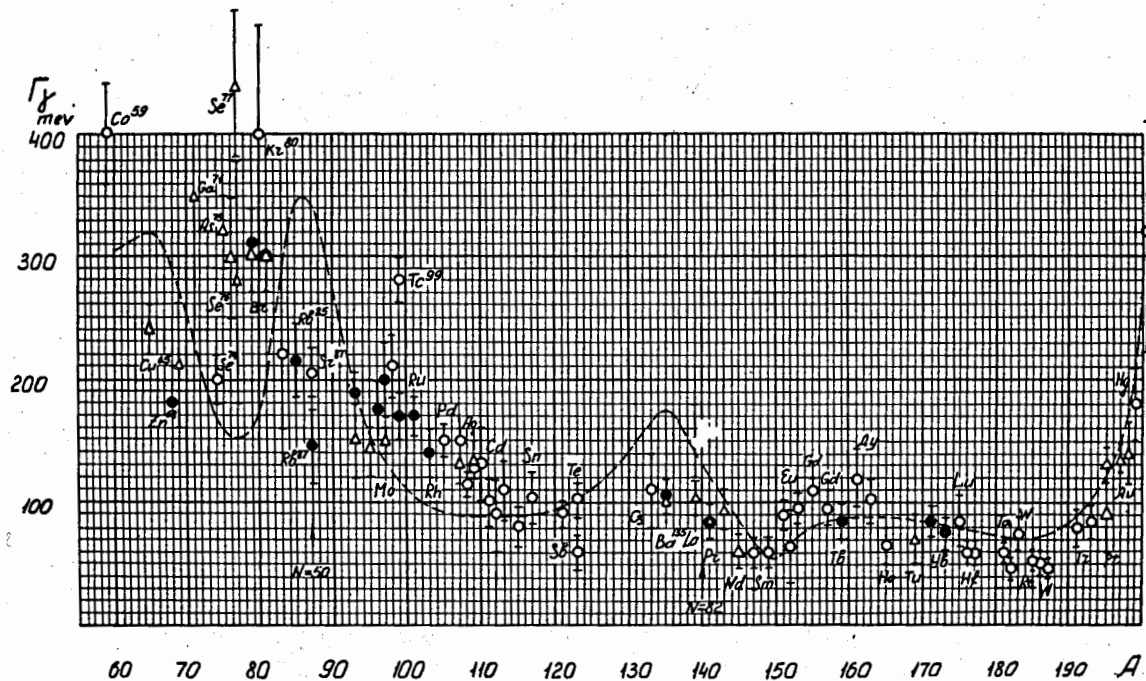


Рис. 2. Радиационные ширины в зависимости от массового числа ядер. Черные кружки - данные ЛНФ ОИЯИ; Треугольники - данные Сакле; Пунктирная кривая - теоретическая кривая, полученная в работе [3].