

Изучение взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами на линейном ускорителе в Сакле*

Ф. Неттер

(Центр ядерных исследований, Отдел ядерной физики низких энергий, Сакле, Франция)

Описана работа по изучению взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами, которая проводится на линейном ускорителе в Сакле. Объектом исследования являются ядра следующих элементов: Al, V, Mn, Co, Cu, Zn, Ga, As, Se, Br, Y, Z, Nb, Mo, Ag, Ba, La, Pr, Nd, Tm, W, Pt, Au, Hg, U^{238} . Основная цель работы — изучение статистических свойств параметров резонансов.

Описана аппаратура, с помощью которой измеряются полные сечения, сечения захвата и частичные радиационные переходы. В настоящее время при пролетном расстоянии 103 м достигнуто разрешение 0,3 нсек/м, позволяющее проводить исследования при энергии нейтронов вплоть до 80 кэв. Кратко описан метод обработки результатов и рассмотрены методы идентификации резонансов со спинами.

На основе полученных результатов проводится анализ статистических свойств ширины рассеяния и рассматриваются статистические свойства радиационных спинов.

Линейный электронный ускоритель в Сакле [1, 2] используется группой Тзара для исследований по фундаментальной ядерной физике в области фотоядерных реакций. В остальное время он используется для получения нейтронов, анализируемых по времени пролета. Две группы, работающие в области нейтронной физики, одновременно эксплуатируют пять имеющихся пучков. Группа, руководимая Жюли, связана с ядерными реакторами и в основном выполняет исследования на тяжелых (особенно делящихся) ядрах. В настоящей статье рассматриваются исследования по ядерной физике, которые с 1958 г. проводятся другой группой, связанной с Отделом ядерной физики низких энергий. В эту группу входят Жюльен, Хюин, Моргенштерн, Самур, Неттер, а также Корж и Бьянки, специализирующиеся на обработке экспериментальных данных на электронных счетных машинах. Кроме того, в работе группы принимали участие иностранные стажеры Симиш, Де Баррос и преподаватели университета Кольмин, Ле Пуаттевин, Вастель.

НАПРАВЛЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для исследования взаимодействия с резонансными нейтронами ядра выбирали в основ-

ном из области максимума силовой функции с массовыми номерами, близкими к 60, 140 и 190, а также с массовыми номерами, близкими к 75 для нейтронной *s*-волны и к 100 для нейтронной *p*-волны. Кроме того, выбирали ядра из области минимума силовой функции (массовый номер 100 для *s*-волны). Мы исследовали также ядра, близкие к ядрам с заполненными оболочками из 50, 82 и 126 нейтронов. Были изучены ядра элементов: Al, V, Mn, Co, Cu, Zn, Ga, As, Se, Br, Y, Zr, Nb, Mo, Ag, Ba, La, Pr, Nd, Tm, W, Pt, Au, Hg, U^{238} . В некоторых случаях (Al, Zn) удалось обнаружить новые резонансы [3], определить спины известных резонансов (Ag) [4] или изучить статистическое распределение уровней (U^{238}) [5]. В основном же систематически изучались статистические свойства параметров резонансов.

Основное направление экспериментов — измерение одновременно полного эффективного сечения (по пропусканию) и сечения захвата и исследование относительных интенсивностей радиационных переходов, наблюдаемых в резонансах, при одновременном использовании трех пролетных баз. В каждом случае делалось все возможное для определения спина рассматриваемого резонанса. Статистические эффекты нельзя правильно интерпретировать, если они не относятся к семейству резонансов, имеющих один и тот же спин. Например, для *s*-нейтронов и ядра-мишени со спином *I* характерны два различающихся семейства резонансов со спинами $J_+ = I + 1/2$ и $J_- = I - 1/2$.

Кроме того, для получения существенной статистики необходимо располагать достаточным количеством изученных резонансов. Ранее такие исследования были выполнены только для некоторых тяжелых ядер, например платины [6]. В настоящее время эксперименты по пропусканию проводятся с разрешением лучше, чем 1 нсек/м, что дает возможность исследовать резонансные уровни средних ядер, таких, как кобальт [7], в диапазоне энергий до 30 кэв; недавно после достижения предельного разрешения 0,3 нсек/м эта область была расширена до 80 кэв [8].

* Перевод с французского.

АППАРАТУРА

Измерение полных сечений

Измерения по пропусканию с максимальным разрешением проводятся на пролетном расстоянии 103 м. Нейтроны выводятся по вакуумным трубам, закрытым пластинками из чистого алюминия. Для исследования области энергий около 35 кэв, в которой у алюминия имеются резонансы, применяются пластинки из магния. Детектор представляет собой коробку размером $29 \times 15 \times 3$ см, заполненную V^{10} и окруженную шестью кристаллами NaJ(Tl) диаметром 12,5 и толщиной 5 см, смонтированными с фотоумножителями. С помощью кристаллов регистрируется γ -излучение, испускаемое возбужденным ядром Li^7 , образующимся в реакции $V^{10}(n, \alpha)Li^7$. Исследуемый образец удален от источника нейтронов на одну треть пролетного расстояния.

Импульсы от фотоумножителей усиливаются, подаются на одноканальный амплитудный анализатор, пропускающий только импульсы, соответствующие фотопике γ -излучения с энергией 478 кэв, и затем направляются на временной анализатор (так называемый аккордеон [9]) с числом каналов $2^n - 1$ ($n = 9, 10, \dots, 16$), ширина которых в каждом эксперименте может изменяться в пределах 0,05–3,2 мксек. Число возможных значений ширины канала, равное 16, определяется блоком памяти на ферритах, имеющим 4096 каналов.

В 1963 г. наилучшее разрешение, полученное при ширине импульса нейтронов в ускорителе 0,06 мксек, с учетом точности времени детектирования составило 0,8 нсек/м. После внедрения новых электронных схем детектирования было получено эффективное разрешение 0,3 нсек/м при ширине импульса нейтронов 20 нсек и ширине каналов временного анализатора 10 нсек. Это дает возможность проводить исследования при энергиях нейтронов выше 30 кэв. Такое разрешение обеспечивалось соответствующим временем замедления нейтронов в полиэтиленовом блоке толщиной 2 см, находящемся около мишени. В ближайшее время разрешение будет снова улучшено за счет увеличения пролетного расстояния до 200 м.

В настоящее время с помощью ферритового блока часто проводится одновременная регистрация двух спектров, соответствующих измерениям с образцом и без образца; каждый из спектров размещается в 2048 каналах. Можно использовать также два блока по 4096 кана-

лов. Каждую минуту исследуемый образец на 30 сек помещается в пучок и затем убирается. Чтобы избежать перекрытия нейтронов из соседних циклов (частота следования 500 гц), на пучке помещался фильтр из V^{10} . Для измерения фона в пучке постоянно находились фильтры из элементов, позволяющих получать «черные» резонансы в изучаемой области энергий. Для фильтров использовались La, Co, Zn, Cu, Bi, Al.

Измерения частичных радиационных переходов

Измерения проводились на пролетных расстояниях 14 и 28 м. Первые результаты были получены с кристаллами NaJ(Tl) диаметром 12,5 и высотой 12,5 и 15 см. В настоящее время для измерений используется установка*, в которой совпадением выделяется первый аннигиляционный пик. Эта установка аналогична установке, которая используется в Йельской лаборатории [10]. Она состоит из центрального кристалла NaJ(Tl) диаметром 10 и высотой 15 см, соединенного с фотоумножителем, и окружающего его кольцевого кристалла NaJ(Tl) с внутренним отверстием 11, внешним диаметром 29, высотой 30 см, соединенного с девятью фотоумножителями. Исследуются γ -лучи, регистрирующиеся в центральном кристалле, в совпадении с γ -лучами (511 кэв), регистрирующимися в кольцевом кристалле. Многомерный анализатор [11] позволяет одновременно регистрировать на магнитной ленте амплитуду импульса каждого исследуемого γ -кванта и время пролета вызвавшего его нейтрона в пределах полного числа каналов 2^{16} ; обычно используется 128 амплитудных и 512 временных каналов.

Измерение сечений захвата

В этих измерениях применяется большой жидкостный сцинтилляционный детектор**. Он обладает 4 π -геометрией и представляет собой резервуар диаметром 1 м со сквозным, направленным по диаметру каналом для пропускания пучка. В центре канала устанавливается образец, в котором происходит радиационный захват нейтронов. Резервуар содержит 500 л жидкого сцинтиллятора (ксилена с добавкой РОРОР и 15 л метилбората, введенного для

* Изготовлена фирмой «Харшоу» (США).

** Изготовлен фирмой «Ньюклеар Энтерпрайз» (Англия).

захвата рассеянных нейтронов и ослабления γ -излучения с энергией 2,2 Мэв, возникающего от захвата нейтронов в водороде). Объем просматривается восемью фотоумножителями диаметром 12,5 см, смонтированными в непосредственном соприкосновении с жидким сцинтиллятором. Применение внутреннего отражателя (краски) позволило увеличить сбор света на 17%. Иногда детектор использовался с многомерным анализатором, но в основном применялся одноканальный амплитудный анализатор, настроенный на амплитуду, соответствующую полной энергии, освобождаемой составным исследуемым ядром. Одноканальный анализатор соединялся с временным анализатором (аккордеоном) и блоком памяти из 4096 каналов.

Для облегчения анализа полученные данные рассматривались вместе с результатами измерений пропускания образца, помещенного в центре 4π -детектора. Пропускание определялось с помощью детектора В¹⁰, установленного на выходе диаметрального канала 4π -детектора.

Методы обработки результатов

Результаты пропускания систематически обрабатывались различными методами [12] на счетной машине (IBM-7094) в основном по программе, соответствующей обработке по форме, которая позволяет проводить вычисления с учетом эффекта Доплера и разрешения одновременно для нескольких десятков резонансов в широкой области энергий. На рис. 1 приведены полученные результаты.

Спектры γ -лучей, полученные на устройстве совпадений, анализировали на счетной машине по различным компонентам с помощью определенной программы (рис. 2).

Методы идентификации резонансов

В ряде случаев возникает необходимость идентификации изотопа, ответственного за данный резонанс, но более частой задачей является выбор для s -резонанса значения J^+ или J^- -спина составного ядра, а иногда определение принадлежности некоторых резонансов к типу p .

Проводимые эксперименты дают определенную информацию для решения этих задач.

Многомерный анализ радиационных переходов [11], возникающих при поглощении нейтрона в резонансе, позволяет иногда иден-

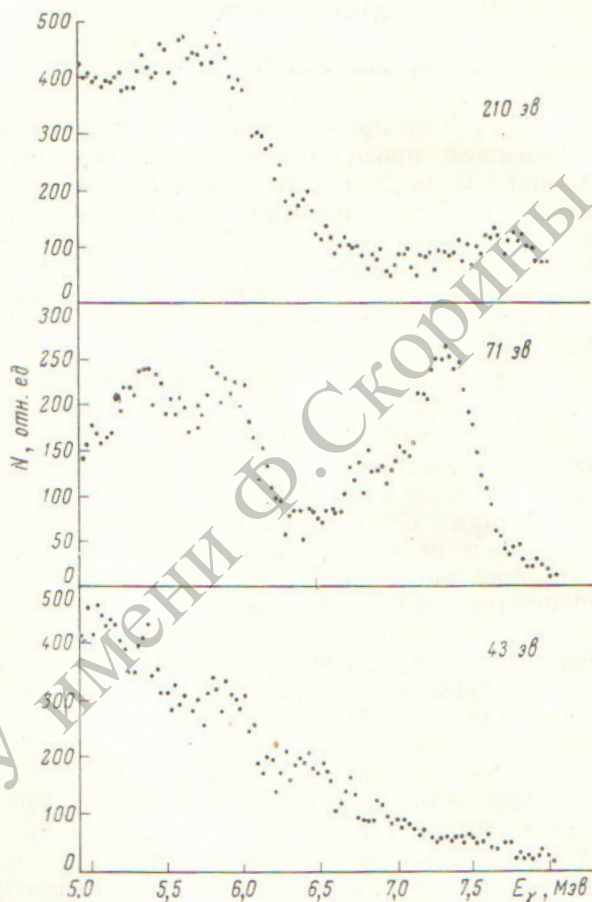


Рис. 2. Спектр γ -лучей, испускаемых Hg^{202} , образованным в реакции $\text{Hg}^{201} + n$, в резонансах 43, 71 и 210 эв.

тифицировать изотоп, ответственный за резонанс. Например, по низкоэнергетическому (< 1 Мэв) спектру γ -лучей, измеренному с одним кристаллом, было установлено, что дублет резонансов при 102,2 и 103,6 эв, наблюдаемых в сечении естественного неодима, связан с Nd^{145} . В других случаях идентификация проводилась по полной энергии каскада γ -переходов, измеряемой большим жидкостным сцинтилляционным детектором. Знание полной энергии каскада и энергии связи нейтрона позволяло проводить изотопную идентификацию.

В некоторых случаях исследование высокоэнергетических радиационных переходов дает возможность определять принадлежность некоторых резонансов к p -типу: исключительно высокая относительная интенсивность соответствующих прямых переходов на основной уро-

вень, доказывающая, что они являются дипольными электрическими, позволяет определять четность исходного уровня. Таким образом были идентифицированы p -резонансы в ядрах-мишенях Zr^{91} при энергиях нейтронов 1933, 1991 и 4320 эв [4,11].

Наиболее классическим случаем является выбор между значениями J_+ и J_- , когда ядро-мишень имеет спин $1/2$ и отрицательную четность, а основное состояние составного ядра 0^+ . Тогда интенсивный радиационный переход в основное состояние будет свидетельствовать о том, что возбужденное состояние составного ядра имеет спин $J_+ = 1$ (четность отрицательная [13]). Такие измерения были проведены в наших экспериментах для ядер-мишеней W^{183} [14, 15], Pt^{195} [15, 16] и для других ядер

(например, для тулия [17]). Соображения, связанные с высокоэнергетичными переходами, позволяют также проводить выбор между J_+ и J_- и для других типов ядер. Например, в упоминавшемся уже дублете для Nd^{145} спин $J_- = 3$ был приписан резонансу 102,2 эв [18].

Измерение полной ширины Γ и полной радиационной ширины Γ_γ также позволяет определить спин s -резонанса, когда нейтронная ширина Γ_n не слишком близка к Γ . Это относится в основном к резонансам, для которых можно точно измерить Γ (величина Γ_n мала) и провести относительные измерения Γ_γ/Γ для других резонансов того же ядра с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора. На рис. 3 представлены кривые, полученные при одновременных измерениях

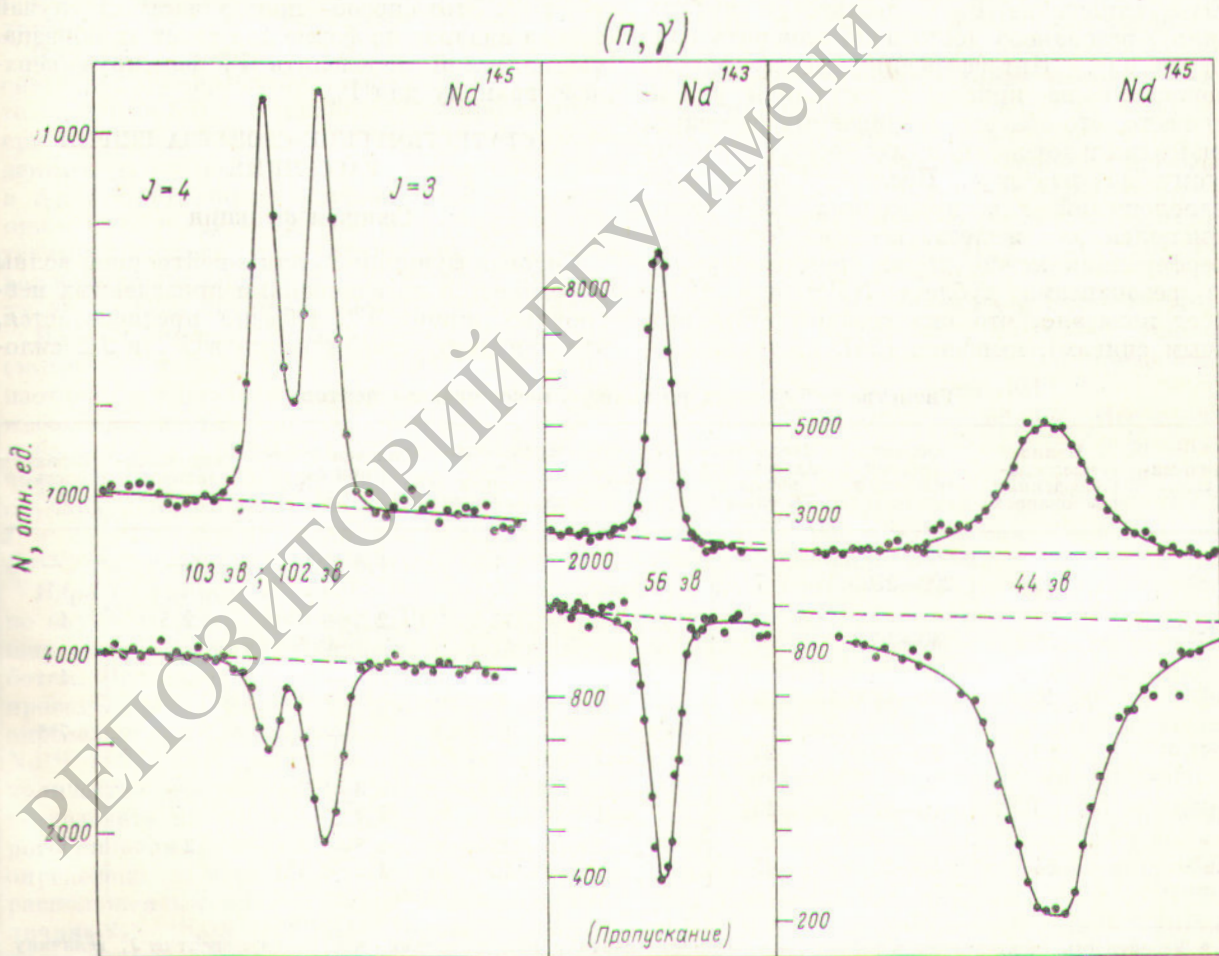


Рис. 3. Одновременное измерение захвата и пропускания на образце естественного неодима.

пропускания и полного радиационного захвата, выполненных для неодима [19]. Этот метод применялся для многих ядер и, в частности, для празеодима [20] и железа [21].

Измерение одного пропускания позволяет иногда прямо решать некоторые задачи. Идентификация некоторых p -резонансов может быть осуществлена по симметрии кривой пропускания, указывающей на отсутствие интерференции между потенциальным и резонансным рассеяниями. При изучении очень толстых образцов nonetheless [22] было показано также, что некоторые резонансы с не очень малым значением Γ_n являются, однако, p -резонансами, хотя ранее обычно считалось, что это просто случай весьма малых значений Γ_n . Наоборот, асимметрия указывает на принадлежность к s -типу несильного резонанса Pr^{141} при 85 эв.

Если отношение Γ_n/Γ достаточно велико, то для s -резонансов достаточно измерить одно пропускание. Интерференция между двумя резонансами на кривой пропускания указывает на то, что оба рассматриваемых резонанса имеют один и тот же спин (и относятся к одному и тому же изотопу). После проверки этих предположений для празеодима [23] метод применялся для железа, неодима (отсутствие интерференции между двумя упоминавшимися уже резонансами дублета Nd^{145} при 102—103 эв показало, что они соответствуют различнымospin), мышьяка [24], изотопов бро-

ма [25] и для исследования средних ядер (Co [7], Mn [8], V [8]) в области энергий выше нескольких килоэлектронвольт.

Когда Γ_n очень близко к Γ , для определения статистического фактора g или спина J резонанса достаточно определить минимальное пропускание изолированного, достаточно сильного резонанса, исследуемое на тонком образце и с высоким разрешением. Наконец, измерение интенсивности интерференционного эффекта между потенциальным и резонансным рассеяниями на достаточно толстом образце позволяет оценить сечение в максимуме резонанса и, следовательно, J в предположении, что величина потенциального сечения известна; и, наоборот, можно определить величину потенциального сечения, если параметры резонанса известны из других источников (как, например, в случае резонанса при 1120 эв у Pr^{141}). Этот способ—просто частный случай метода анализа по форме для толстого образца, позволяющий определить Γ , фиксируя верхнюю границу для Γ_n .

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ШИРИН РАССЕЙНИЯ

Силовая функция

Силовая функция S_0 для s -нейтронной волны определяется по измерениям приведенных нейтронных ширин Γ_n^0 . Обычно предполагается, что для двух семейств спинов J_+ и J_- сило-

Свойства нейтронных резонансов некоторых элементов

Ядро-мишень	Полное число наблюдаемых резонансов	Область энергии нейтронов, эв	Число резонансов, для которых определен спин	Спин	Число резонансов, имеющих данный спин	Силовая функция S_0 , $\times 10^{-4}$ эв ^{-1/2}	Экспериментальное отношение	Вероятность, %*
Ca^{69}	12	200—2500	7	$J_+ = 2$ $J_- = 1$	7 0	$1,8 \pm 0,9$ $< 0,4$	—	—
As^{75}	55	40—4000	27	$J_+ = 2$ $J_- = 1$	15 12	$2,5 \pm 0,6$ $1 \pm 0,3$	2,5	1
Se^{77}	10	100—1500	9	$J_- = 0$ $J_+ = 1$	3 6	—	7	1
$\text{Br}^{79}, 81$	82	30—2000	23	$J_+ = 2$ $J_- = 1$	16 7	—	2	7**
Pt^{195}	19	10—310	19	$J_- = 0$ $J_+ = 1$	6 13	$2,3 \pm 1,3$ $1,9 \pm 0,7$	—	—
Au^{197}	64	50—1000	43	$J_+ = 2$ $J_- = 1$	28 15	$2,5 \pm 0,5$ $1,2 \pm 0,35$	2	1

* Вероятность, приведенная в таблице, — вероятность найти в предположении, что S_0 не зависит от J , величину отношения, равную или превышающую экспериментальное значение.
** Для каждого изотопа.

вые функции тождественны. Мы подтвердили это предположение в случае Pt^{195} . Однако было отмечено [6, 24, 25], что указанное условие не соблюдается для многих других ядер. Следует отметить зависимость S_0 от J , которую можно объяснить как следствие того, что определенные комбинации состояний исходного ядра и частицы благоприятствуют одной из величин спина J [26].

Результаты наших исследований частично приведены в таблице, из которой видно, что резонансы с известными спинами наиболее сильные и, следовательно, вносят основной вклад в S_0 . Предполагая, что для величины Γ_n^0 справедливо распределение Портера — Томаса [27], и считая S_0 не зависящим от J , мы вычислили вероятность того, что отношение S_0 для J_+ к S_0 для J_- (>1) больше или равно значению, найденному экспериментально. Эта вероятность приведена в последнем столбце таблицы.

Ядра со спином $I = 1/2$. Если Pt^{195} — классический пример слабой зависимости S_0 от J , то у селена [7] эта зависимость проявляется существенным образом, однако число наблюдаемых резонансов мало и основной вклад в S_0 ($J = 0$) вносят уровни, расположенные ниже 1000 эв. Для кадмия [28] и тулия [29] такая зависимость проявляется несильно. Продолжаются эксперименты для иттрия, поскольку число исследованных резонансов невелико.

Ядра со спином $I = 3/2$. Сейчас можно рассмотреть шесть ядер этого типа: два моноизотопа — мышьяк и железо и два элемента, имеющие каждый по два изотопа, — галлий и бром. Зависимость $S_0(J)$, по порядку величины примерно одинаковая во всех шести случаях, свидетельствует в пользу значения $J = 2$. Для других ядер (Cu^{63} , Cu^{65} , Hg^{201} , Ba^{135}) статистика недостаточна для заключений.

Ядра со спином $I > 3/2$. Наши результаты по изучению ядер Mn^{55} [8] и Pr^{141} [20], имеющих спин $5/2$, находятся пока в стадии обработки. Исследование Co^{59} , имеющего спин $7/2$, проведенное до 80 кэв, не позволило сделать определенного заключения. Для Nd^{143} и Nd^{145} [48] пока не исследовано достаточного количества резонансов. Случай p -волны можно исследовать на примере $Nb^{93} + n$, для которого силовая функция S_1 может быть прямо определена из параметров 33 резонансов [22], расположенных ниже 2200 эв. Полученная величина $S_1 = (5,05 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$ хорошо согласуется со значением, определенным по измерениям среднего эффективного сечения [30].

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН

Полные радиационные ширины

Отличное аппаратное разрешение в соединении с методом анализа по форме позволяет изучать полные радиационные ширины Γ_γ в функции от массового номера. Можно считать, что полная радиационная ширина никогда не превышает 0,5 эв, ее флуктуации от резонанса к резонансу невелики, за исключением нескольких ядер ($Pt^{195} + n$, $Hg^{201} + n$), и ее изменения связаны с характером s - или p -резонанса.

Случай s -нейтронной волны. Были исследованы ядра-мишени: Fe^{56} , Cu^{63} , Cu^{65} , Zn , Ga^{69} , Ga^{71} , As^{75} , Se^{77} , Br^{79} , Br^{81} , Zr^{91} , Zr^{96} , Nb^{93} , La^{139} , Pr^{141} , Nd^{143} , Nd^{145} , Tm^{169} , W^{183} , Pt^{195} , Au^{197} , Hg^{199} , Hg^{201} . Полученные значения Γ_γ близки к 0,3 эв для ядер с массовыми числами A между 56 и 90 и уменьшаются до значения 0,1 эв для ядер с A около 145. Тенденция к уменьшению Γ_γ имеет место и в области деформированных ядер, но для ядер, близких к ядрам с заполненной оболочкой, Γ_γ начинает расти и достигает значений, превышающих величину Γ_γ для Hg^{201} . Следует отметить также значительные флуктуации Γ_γ от резонанса к резонансу для Hg^{199} и Hg^{201} (при одинаковом значении спина).

Весьма тонкий анализ показывает, что при переходе от $Nd^{143} + n$ к $Nd^{145} + n$ существует [49] заметное уменьшение Γ_γ , предсказываемое формулой Камерона [31].

Случай p -нейтронной волны. Исследование реакции $Nb^{93} + n$ показало, что у резонансов типа p Γ_γ равно 230 ± 50 мэв, а у резонансов типа s оно составляет 140 ± 30 мэв. Исследование спектров γ -лучей захвата в резонансах выявило большие различия спектров, однако они не могут служить достаточным критерием для доказательства того, что эти резонансы принадлежат к p -волне. Природа этих резонансов, имеющих повышенные значения Γ_γ , была выяснена по симметрии кривой пропускания в измерениях с толстыми образцами.

Частичные радиационные ширины

В настоящее время с помощью кольцевого детектора на кристаллах ведется систематическая работа с целью повторения и продолжения прежних измерений, касающихся Pt^{195} [46] и U^{238} [32], а также исследования флуктуации от резонанса к резонансу ширины, относящихся к высокоэнергетичным переходам. Для Hg^{199}

и Hg^{201} флуктуации полных ширин Γ_γ необходимо объяснить в зависимости от спина.

Было проведено исследование для железа, где переход с энергией около 6 Мэв связан с частичной шириной, флуктуирующей в соответствии с силой резонансов, что позволило определить возможный вклад прямого радиационного захвата в крыльях резонанса при 4,8 кэв. Резонансы меди при 648 и 990 эв и цинка при 281 и 322 эв, для которых $\Gamma_\gamma \approx \Gamma$, также являлись объектами исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы надеемся, что к моменту, когда будет установлена третья секция ускорителя, которая увеличит энергию электронов до 45 Мэв, и эксперименты возобновятся при более высоких интенсивностях нейтронного пучка, будет получено много данных о зависимости статистических свойств резонансов у средних ядер, расположенных между 5 и 100 кэв от спина. В этой области, где разрешение 0,1 нсек/м достижимо, установка, используемая в Сакле, может успешно конкурировать с ускорителем Ван де Граафа. С другой стороны, интенсивное развитие исследований частичных радиационных ширин, проводимых с более высокой интенсивностью или разрешением, должно привести к уточнению имеющихся результатов.

Поступила в Редакцию 13/1 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Bergere. Neutron time-of-flight methods. Publié par Euratom. Bruxelles, 1961, p. 329.

2. H. Leboutet et al. Onde électrique, 37, 358, 28 (1957).
3. Rapports intérieurs EANDC, 1963—1964.
4. J. Julien. Neutron time-of-flight methods. Publié par Euratom. Bruxelles, 1961, p. 139; C. Corge et al. J. Phys., 22, 724 (1961).
5. C. Corge et al. C. R. Acad. Sci., 253, 859 (1961).
6. J. Julien et al. Phys. Letters, 3, 2, 67 (1962).
7. J. Morgenstern et al. Nucl. Phys. (в печати).
8. J. Morgenstern et al. (в печати).
9. J. Thenard, G. Victor. Nucl. Instrum and Methods, 26, 45 (1964).
10. C. Bostrom, J. Draper. Rev. Sci. Instrum., 32, 1024 (1961).
11. J. Julien et al. C. R. Acad. Sci., 254, 4162 (1962).
12. G. Bianchi, C. Corge. Rapport C. E. A. n° 2346 (1963); Rapport C. E. A. (в печати).
13. H. Landon, E. Rae. Phys. Rev., 107, 1333 (1957).
14. V. Huynh et al. C. R. Acad. Sci., 248, 2330 (1959).
15. C. Corge et al. C. R. Acad. Sci., 249, 413 (1959).
16. J. Julien et al. J. Phys., 21, 423 (1960).
17. G. Bianchi et al. J. Phys., 24, 994 (1963).
18. G. Bianchi et al. J. Phys., 24, 997 (1963).
19. G. Bianchi et al. J. Phys., 24, 999 (1963).
20. M. Vastel. Thèse de 3e cycle. Orsay, 1963.
21. J. Julien et al. Nucl. Phys. (в печати).
22. J. Julien et al. Congrès International de Physique Nucléaire. Paris, Juillet, 1964.
23. J. Julien. C. R. Acad. Sci., 252, 3233 (1961).
24. J. Julien. Phys. Letters, 10, 86 (1964).
25. J. Julien. Nucl. Phys. (в печати).
26. F. Firk et al. Proc. Phys. Soc., 82, 477 (1963).
27. C. Porter, R. Thomas. Phys. Rev., 104, 483 (1956).
28. L. Bollinger et al. Congrès International de Physique Nucléaire. Paris, Juillet, 1964.
29. P. Singh. (Частное сообщение).
30. K. Seth et al. Phys. Letters, 13, 70 (1964).
31. A. G. W. Cameron. Canad. J. Phys., 37, 322 (1959).
32. C. Corge et al. J. Phys., 22, 722 (1961).



УДК 621.039.520.22

Эффективность гетерогенных поглотителей в гомогенных уран-водных реакторах

Г. М. Владыков, Б. Г. Дубовский, А. В. Камзев, В. Я. Свириденко,
Ф. М. Кузнецов, Г. А. Попов, Ю. Д. Паламарчук

Приводятся результаты экспериментов по определению эффективности поглотителей в гомогенных уран-водных реакторах. Изучена эффективность одного и группы цилиндрических стержней из карбида бора и кадмия в зависимости от размеров поглотителей и концентрации урана в активной зоне. Показано влияние стальных оболочек на эффективность стержней.

Проведено сравнение результатов двухгруппового расчета эффективности центрального стержня из карбида бора с экспериментальными данными.

Для обеспечения ядерной безопасности при переработке делящихся веществ широко используются гетерогенные поглотители нейтронов. В настоящей работе рассматривается влияние поглотителей на величину критической массы гомогенных уран-водных реакторов. Эксперименты проводились на реакторах без отражателя и реакторах с боковым и нижним