

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-86-479

Ф.Бечварж, М.Э.Монтеро-Кабрера, Х.Риголь,
С.А.Тележников, Хоанг Тьонг Хиен

ИЗУЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ
В ^{148}Sm И ^{150}Sm

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

1. Введение

При изучении особенностей поведения интенсивностей первичных γ -переходов из нейтронных резонансов на низколежащие уровни ядра надо учитывать ряд факторов:

1. Интенсивности переходов типа E1 значительно выше, чем интенсивности переходов других типов.

2. Интенсивности переходов одного типа из разных резонансов с фиксированным значением спина и четности на фиксированный уровень испытывают большие флуктуации, которые подчиняются распределению Портера-Томаса ^{1/1}.

3. Интенсивности переходов, усредненные по многим резонансам с фиксированным значением спина и четности, зависят от энергии перехода.

Для анализа свойств усредненных по резонансам интенсивностей Бартоломью ^{1/2} ввел понятие "радиационной силовой функции" (РСФ):

$$S_{\gamma f, E_1}(E_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{\lambda f f}^{(J)} \rangle \lambda}{E_\gamma^3 D_J}, \quad (1)$$

где $\Gamma_{\lambda f f}^{(J)}$ - парциальная радиационная ширина, соответствующая переходу из резонанса λ со спином J на уровень f , E_γ - энергия перехода и D_J - среднее расстояние между резонансами. Усреднение в числителе проводится по некоторому набору резонансов с фиксированным значением J .

Ожидаемое значение РСФ должно определяться сглаженным по энергии сечением фотопоглощения $\overline{\sigma}_{\gamma abs}(E_\gamma)$ для данного ядра:

$$\overline{S}_{\gamma f, E_1}(E_\gamma) = \frac{\overline{\sigma}_{\gamma abs}(E_\gamma)}{3(\pi \hbar c)^2 E_\gamma}. \quad (2)$$

Это выражение можно получить, исходя из принципа детального равновесия между реакциями (n, γ) и (γ, n) , гипотезы Бринка ^{1/3} и предположения о спиновой независимости РСФ.

В области гигантского дипольного электрического резонанса (ГДЭР) сечение $\overline{\sigma}_{\gamma abs}(E_\gamma)$ можно описать лоренцевской кривой:

$$\overline{\sigma}_{\gamma abs}(E_\gamma) = \sigma_G D R(E_\gamma) \equiv \frac{\sigma_0}{\left(\frac{E_\gamma^2 - E_G^2}{E_\gamma \Gamma_G}\right)^2 + 1},$$

где σ_0 и E_G - сечение и положение максимума ГДЭР и Γ_G - его шири-

на. Строго говоря, это выражение справедливо лишь для сферических ядер. Для несферических ядер сечение σ_{GDR} будет описываться суммой двух независимых лоренцевских кривых. Отсюда выражение (2) преобразуется в

$$\bar{\sigma}_{\delta E_1}(E_\gamma) = \frac{\sigma_{GDR}(E_\gamma)}{3(\pi \hbar c)^2 E_\gamma} \equiv \frac{1}{3(\pi \hbar c)^2 E_\gamma} \frac{\sigma_0}{\left(\frac{E_\gamma^2 - E_0^2}{E_\gamma \Gamma_0}\right)^2 + 1} \quad (3)$$

За последнее время получены параметры ГДР для многих ядер в области $A = 60 + 240$, что позволило проанализировать согласие экспериментальных значений РСФ ядер с теми, что ожидаются на основании выражения (3). Если рассмотреть результаты сравнения в ^{4/}, видно, что в целом согласие экспериментальных значений РСФ с вычисленными хорошее, хотя наблюдается низкое значение для изотопов ^{144,146}Nd и ¹⁵⁰Sm. Автор работы ^{5/} отмечает, что экстраполяция лоренцевской кривой идет выше экспериментальных значений РСФ в ¹⁴⁴Nd и ¹⁴⁶Nd в 2,3 и 4,6 раза соответственно.

Есть предположение ^{6/}, что понижение значения РСФ в районе $A = 144 + 150$ коррелировано с понижением величины $(R^1/R)^2$ в том же районе массовых чисел; R - здесь радиус ядра и R^1 - радиус потенциального рассеяния. Успешная попытка объяснить упомянутое занижение РСФ была сделана авторами ^{7/} на основании теории ферми-жидкости. Поэтому поведение РСФ ядер в непосредственной близости к изотопам неодима представляет значительный интерес. Нами получено значение РСФ ядра ¹⁵⁵Gd ^{8/}. Оно оказалось в хорошем согласии с рассчитанным значением. Для понимания указанного понижения РСФ необходимо увеличить объем экспериментальной информации, что и является целью настоящей работы.

2. Экспериментальное определение РСФ в ядрах.

Измерения и обработка данных

Как видно из выражения (1), для получения РСФ нам необходимо определить $\langle \Gamma_{\lambda \gamma f}^{(j)} \rangle$, усредненное по набору резонансов с фиксированным J^π .

Когда нет интерференции между резонансами и когда $\Gamma_\gamma^\lambda \approx \Gamma_t^\lambda$, $\Gamma_{\lambda \gamma f}^{(j)}$ связаны с абсолютной интенсивностью перехода следующим выражением:

$$I_{abs}^{\lambda f} = \Gamma_{\lambda \gamma f} / \Gamma_\gamma^\lambda,$$

где Γ_γ^λ - полная радиационная ширина резонанса и Γ_t^λ - полная ширина резонанса. Обычно используют тот факт, что разброс величин Γ_γ^λ сравнительно небольшой. Тогда:

$$\langle \Gamma_{\lambda \gamma f}^{(j)} \rangle = \langle I_{abs}^{\lambda f} \rangle \cdot \langle \Gamma_\gamma^\lambda \rangle \quad (4)$$

Таким образом, для получения РСФ ядра нужны величины $I_{abs}^{\lambda f}$ для набора резонансов. В работе ^{9/} описана методика абсолютизации интенсивностей переходов в резонансах. В этой методике предполагается, что уже существует набор относительных интенсивностей переходов в ряде резонансов, и достаточно получить абсолютную интенсивность одного перехода в одном резонансе.

Для определения РСФ в ядрах ¹⁴⁸Sm и ¹⁵⁰Sm измерялись абсолютные интенсивности ряда переходов в реакциях ¹⁴⁷Sm(n, γ) и ¹⁴⁹Sm(n, γ) для нейтронов различных энергий. Измерения проводились на реакторе ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ. Условия работы реактора приведены в таблице 1. Таблица 1. Условия работы реактора

Обозначение	Источник нейтронов	Частота	Мощность
P1	ИБР-30 + ЛУЭ-40	100 Гц	5 кВт
P2	ИБР-30	4 Гц	20 кВт
P3	ИБР-30	100 Гц	20 кВт

Все измерения проводились на расстоянии 50 м от активной зоны реактора, что обеспечило разрешение по времени пролета нейтронов 70 нс/м в условиях P1 и 4,5 мкс/м в условиях P2 и P3.

Измерения проводились на различных мишенях. Характеристики мишеней приведены в таблице 2.

Таблица 2. Характеристики мишеней

Обозначение	Состав	Количество (г)	Обогащение (%)	A	Плотность (атомов/барн)
M1	¹⁴⁷ Sm ₂ O ₃	35,129	95,5±0,2	147	7,73·10 ⁻⁴
M2	¹⁴⁹ Sm ₂ O ₃	4,525	95,5±0,2	149	3,93·10 ⁻³
M3	¹⁴⁷ Sm ₂ O ₃	40,983	95,5±0,2	147	1,72·10 ⁻³
M4	Sm ₂ O ₃	106,905	естественная смесь	147	3,70·10 ⁻⁴
				149	3,41·10 ⁻⁴

Абсолютные интенсивности получались различными способами:

I - одновременное измерение захвата в мишени и пропускания через нее с помощью слоя В₄С (далее обозначение ЭIа) или слоя NaCl (ЭIб). Более подробно эта методика измерений и обработки приведена в ^{9/};
 2 - одновременное измерение захвата нейтронов в двух параллельных мишенях одинаковой площади (Э2). В одной мишени - измеряемое вещество, в другой - В₄С. Эта методика возможна в случае, когда все нейтроны определенной энергии захватываются в мишенях, т.е. для абсолютно

"черных" мишеней; 3 - измерение отношения интенсивности выбранного жесткого перехода к определенному мягкому переходу, абсолютная интенсивность которого уже известна (ЭЗ). На рис. 1 приведена схема измерений способом 1, на рис. 2 приведена схема измерения способом 2. Способ 3 отличается от способа 1 тем, что в этом измерении отсутствует слой 2.

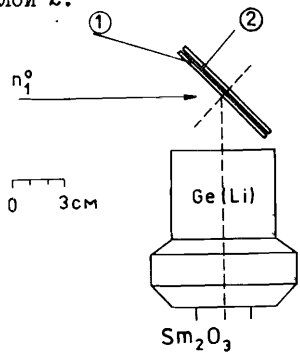


Рис. 1. Схема эксперимента по абсолютизации интенсивностей при одновременном измерении захвата в мишени и пропуска через нее. 1- слой, содержащий исследуемый изотоп. 2- слой B_4C или $NaCl$.

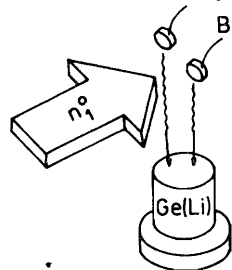


Рис. 2. Схема эксперимента по абсолютизации интенсивностей на абсолютно "черных" мишенях. В одном контейнере Sm_2O_3 , обогащенный по изотопу ^{149}Sm , в другом контейнере B_4C .

Гамма-спектры из реакций регистрировались с помощью $Ge(Li)$ -детекторов. Для калибровки детекторов по эффективности были использованы радиоактивные источники ^{152}Eu и ^{160}Tb , а также реакция $^{35}Cl(n, \gamma)$ с тепловыми нейтронами. Интенсивности γ -переходов для калибровок брались из [10].

Двумерная информация о времени пролета и об энергии γ -кванта каждого зарегистрированного события поступала в виде 24-разрядных слов на ЭВМ типа СМ-3. Методика накопления и сортировки информации описана в [11].

Окончательные спектры обрабатывались на ЭВМ PDP-11/70. Обработывались спектры двух типов: 1) амплитудные спектры; 2) спектры по времени пролета. Площади пиков на амплитудных спектрах определялись с помощью простой линейной интерполяции фона. Методика обработки спектров по времени пролета приведена в [9].

При определении абсолютных интенсивностей γ -переходов большое внимание уделялось оценке систематических ошибок. Систематические ошибки разного рода суммировались линейно.

В таблицах 3 и 4 приведены абсолютные интенсивности некоторых переходов в реакциях $^{147}Sm(n, \gamma)$, ^{148}Sm и $^{149}Sm(n, \gamma)$, ^{150}Sm соответственно. В скобках после статистической ошибки приведена систематическая ошибка.

Таблица 3. Абсолютные интенсивности γ -переходов в резонансах реакции $^{147}Sm(n, \gamma)$, ^{148}Sm

E_γ (кэВ)	$E_R = 3,4$ эВ $J^\pi = 3^-$	$E_R = 18,3$ эВ $J^\pi = 4^-$
550	$0,963 \pm 0,016$ (6%)	$0,83 \pm 0,03$ (8%)
611	$0,218 \pm 0,004$ (6%)	$0,179 \pm 0,007$ (8%)
630	$0,322 \pm 0,006$ (6%)	$0,407 \pm 0,015$ (8%)
6246	$0,0177 \pm 0,0005$ (13%)	-

Примечание: Абсолютная интенсивность дана в числе испускаемых γ -квантов на один захваченный нейтрон. В скобках - систематическая ошибка.

Таблица 4. Абсолютные интенсивности γ -переходов при захвате тепловых и резонансных нейтронов ядром ^{149}Sm

E_γ (кэВ)	$E_n = 0,0253$ эВ		$E_R = 0,872$ эВ	
	(1)	(2)	(3)	(4)
334	$0,952 \pm 0,007$ (3%)	-	$0,99 \pm 0,01$ (6%)	$1,14 \pm 0,04$ (21%)
439	$0,566 \pm 0,004$ (3%)	-	$0,64 \pm 0,01$ (6%)	-
6016	-	-	-	$0,0046 \pm 0,0008$ (10%)
6016*	-	-	-	$0,0043 \pm 0,0005$ (21%)
7213	$0,0094 \pm 0,0005$ (6%)	-	-	-

Примечание: Абсолютная интенсивность дана в числе испускаемых γ -квантов на один захваченный нейтрон. В скобках - систематическая ошибка.

Интенсивности переходов в таблице 3, кроме перехода 6246 кэВ, получены в условиях P1+M1+Э1а. Интенсивность перехода 6246 кэВ получена в условиях P3+M3+Э3. Интенсивности мягких переходов хорошо согласуются с рассчитанными на основе статистической модели населенности соответствующих уровней, приведенными в таблице 3 работы [12].

Интенсивности переходов в колонке 2 таблицы 4 получены в условиях P2+M2+Э2, с накоплением амплитудных спектров при захвате тепловых нейтронов.

Полученные интенсивности мягких переходов хорошо согласуются с рассчитанными населенностями соответствующих уровней, приведенными в

таблице II работы /12/. Интенсивности переходов в колонке 3 таблицы 4 получены в условиях P3+M4+ЭIа, а интенсивности в колонке 4, кроме интенсивности, отмеченной знаком (ж), получены в условиях P3+M4+ЭIб. Для получения интенсивности (ж) использовалась методика ЭЗ, т.е. взято отношение интенсивностей $I(60I6)/I(334)$ из измерения, результаты которого приведены в колонке 4 и $I_{abs}(334)$ из колонки 3.

Хорошее совпадение $I_{abs}(334)$ из колонок 3 и 4 и $I_{abs}(60I6)$, полученных двумя способами, говорит об отсутствии крупных методических ошибок, связанных с получением спектра пропускания через мишень, содержащую исследуемый изотоп, и с калибровками детекторов по эффективности.

Следует отметить, что значение абсолютной интенсивности перехода 72I3 кэВ при захвате тепловых нейтронов, полученное нами, в два раза больше значения, приведенного в /13/. Также есть отличие в значениях абсолютных интенсивностей низкоэнергетических переходов:

3. Получение РСФ ^{148}Sm и ^{150}Sm

В работе /14/ были получены спектры из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)$ в I2 резонансах с $J^\pi = 3^-$ и в II резонансах $J^\pi = 4^-$. Этот исходный материал служил основой для получения информации о РСФ в настоящей работе. Имея абсолютную интенсивность перехода 6246 кэВ в резонансе 3,4 эВ, мы абсолютизировали интенсивности первичных переходов, полученные в измерении /14/. Для абсолютизации использовано предположение, что интенсивность перехода 6II кэВ является хорошей мерой захвата, т.е. она одинакова в пределах $3 \pm 5\%$ во всех резонансах одного спина.

Интенсивности первичных переходов из резонансов с $J^\pi = 4^-$ пронормированы на интенсивность перехода 6II кэВ, который в резонансе с $E_R = 18,3$ эВ имеет значение абсолютной интенсивности на 22% меньше, чем тот же переход в резонансе с $E_R = 3,4$ эВ.

Используя выражения (1) и (4) из абсолютных интенсивностей, можно получить значение РСФ, усредненное по конечным уровням:

$$S_{exp}(J) = \langle S_{\gamma f, E1}^{(J)} \rangle. \quad (5)$$

На основе абсолютных интенсивностей 32 EI-переходов из I2 резонансов с $J^\pi = 3^-$ и 26 EI-переходов из II резонансов с $J^\pi = 4^-$ получено:

$$S_{exp}(3) = (0,47 \pm 0,12) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3},$$

$$S_{exp}(4) = (0,43 \pm 0,10) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}.$$

Значения спина конечных уровней в обоих наборах взяты из /14/.

Получились совпадающие в пределах ошибок значения S_{exp} для резонансов двух разных спинов. Величина S_{exp} , усредненная по двум спиновым группам, равна $(0,45 \pm 0,09) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}$.

Относительные интенсивности переходов в реакции $^{149}\text{Sm}(n, \gamma)$ приведены в /15/. Там же даются кривые интерференции ряда EI-переходов. На основании результатов таблицы 4 можно абсолютизировать эти интенсивности. Интенсивность перехода 72I3 кэВ, проэкстраполированная из тепловой точки в резонанс 0,0976 эВ, равна $0,010 \pm 0,001$. Так как мы получили интенсивность перехода 60I6 кэВ в резонансе 0,872 эВ, можно было сравнить отношение между этими двумя интенсивностями из наших результатов и из данных /15/. Они отличаются на 4%, хотя ошибка $I_{abs}(60I6)$ много больше. Хорошее согласие этих отношений также демонстрирует отсутствие больших неучтенных ошибок при абсолютизации.

Так как абсолютизация проведена только в резонансах с $J^\pi = 4^-$, $S_{exp}(3)$ не считалось. Для получения $S_{exp}(4)$ использована только абсолютная интенсивность перехода 72I3 кэВ в резонансе 0,0976 эВ

$$S_{exp}(4) = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}.$$

Значения D_{γ} и $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ для ^{147}Sm и ^{149}Sm взяты из /16/.

4. Обсуждение результатов

Отклонение экспериментальных результатов РСФ от ожидаемых по экстраполяции ГДЭР дало повод для формулировки ряда предположений. В частности, в /4/ высказывается предположение о зависимости от энергии E_{γ} ширины Γ_G функции, описывающей ГДЭР. Авторы /17/ предлагают брейт-вигнеровскую форму для ГДЭР, со свободным параметром E_x для определения ширины Γ_G резонанса. Чтобы объяснить результаты реакции $(n, \gamma \alpha)$ на ^{143}Nd /18/, авторы /17/ создали теорию, которая применима для сферических немагических ядер, на основе свойств поляризационного оператора и модели ферми-жидкости для плотности высоковозбужденных состояний. В /17/ величина РСФ для EI-переходов, у которых энергия находится далеко от максимума ГДЭР, получается из выражения

$$\bar{S}_{EI}(E_{\gamma}) = 3,0 \cdot 10^{-6} \frac{N Z}{A} \frac{\Gamma_G (E_G^2 + 4\pi^2 T^2)}{E_G (E_G^2 - E_G^2)}, \quad (6)$$

где E_G - энергия в максимуме ГДЭР и T - температура конечного состояния ядра - продукта из реакции (n, γ) . В районе E_{γ} близко к E_n - энергии связи нейтрона $T = 0$. Выражение (6) дает величину РСФ меньшую, чем результат из лоренцевской кривой (3) в области $E_{\gamma} \approx E_n$.

На рис. 3 и 4 представлена зависимость РСФ от энергии E_γ для ^{148}Sm и ^{150}Sm соответственно. Плавная кривая получена из выражения (3) с параметрами ГДЭР, опубликованными в /19/. Приведены значения РСФ, вычисленные по (2) из точек в работе /19/ из реакции (γ, n)

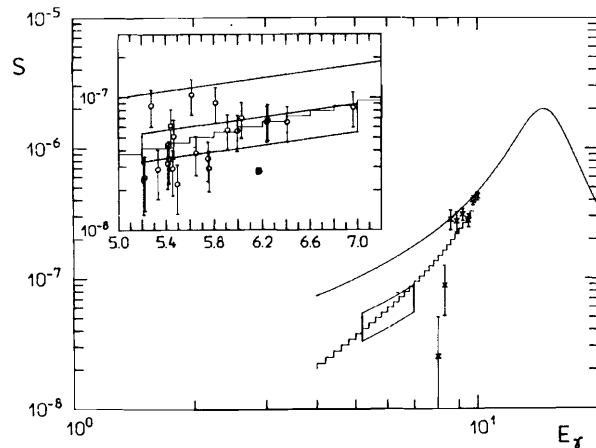


Рис. 3. Радиационная силовая функция ^{148}Sm в МэВ^{-3} в зависимости от энергии γ -квантов в МэВ .

близко к порогу испускания нейтронов. Точки, близкие к максимуму ГДЭР, очень хорошо описываются кривой и для простоты не приводятся. Ступенчатая кривая представляет значение РСФ, вычисляемое по выражению (6). Полоса описывает положение, занимаемое нашими экспериментальными результатами для переходов из реакции (n, γ) на возбужденные состояния с энергией до $E_\gamma \approx 3 \text{ МэВ}$. Во врезке показаны точки экспериментальных значений РСФ, полученные нами по выражению (1), плавная кривая и ступенчатая кривая те же, что и на главной картине. На рис. 3 для ^{148}Sm точки представляют только переходы на состояния со спином 3 или 4 из обоих наборов резонансов; на рис. 4 для ^{150}Sm представлены все 13 переходов из резонансов со спином 4. Из рисунков видно, что точки, принадлежащие реакции радиационного захвата нейтронов, находятся ниже лоренцевской кривой и указывают на то, что экстраполяция кривой $S_{\text{abs}}(E_\gamma)$ идет ниже лоренцевской кривой.

Для сравнения экспериментальных результатов РСФ с теоретическими оценками можно использовать отношение S_{exp} , вычисленное по выражению (5), к теоретическому значению (3), или к значению из (6) для

средней энергии переходов, т.е.

$$Q = S_{\text{exp}} / \bar{S}_{\text{ГДЭР}}(\bar{E}_\gamma). \quad (7)$$

Результаты представлены в таблице 5. Для полноты добавлены результаты для изотопов Gd, опубликованные в /20/.

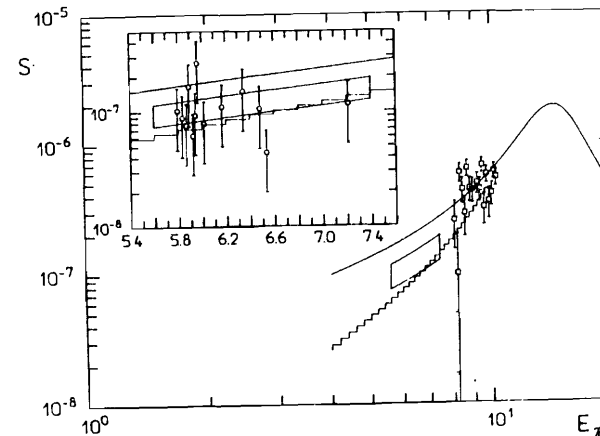


Рис. 4. Радиационная силовая функция ^{150}Sm в МэВ^{-3} в зависимости от энергии γ -квантов в МэВ .

Таблица 5. Сравнение экспериментальной РСФ ядер с теоретическим значением

Изотоп	Число уровней χ число резонансов	Q (3)	Q (6)
^{148}Sm	670	$0,36 \pm 0,08$	$0,90 \pm 0,21$
^{150}Sm	91	$0,60 \pm 0,13$	$1,37 \pm 0,29$
^{153}Gd	85	$1,40 \pm 0,36$	-
^{155}Gd	120	$1,04 \pm 0,22$	-
^{157}Gd	84	$1,26 \pm 0,27$	-

Примечание: Q (3) - результат выражения (7) с использованием (3);
Q (6) - результат выражения (7) с использованием (6).

Результаты указывают на справедливость выражения (6) из работы /17/ для описания РСФ сферических немагических ядер.

Близость результатов $S_{\text{exp}}(3)$ и $S_{\text{exp}}(4)$ в ^{148}Sm подтверждает теоретическое предположение о независимости РСФ от спина резонансов.

Значение РСФ для ^{150}Sm практически в два раза больше, чем значение, опубликованное в /15/. Это является следствием отличия между исходными данными для абсолютной интенсивности перехода 7213 кэВ при захвате тепловых нейтронов. Следует отметить также, что значение РСФ, приведенное в /15/, получилось на основании систематики поведения ГДЭР в зависимости от массовых чисел, а не на основе параметров, полученных прямо из измерения на данном изотопе.

В заключение можно отметить, что полученные значения РСФ для ядер ^{148}Sm и ^{150}Sm указывают на систематическое занижение РСФ по сравнению с ожидаемыми значениями по модели ГДЭР с лоренцевской формой. Это можно интерпретировать как указание на справедливость теории авторов /7/.

Авторы благодарны В.И.Фурману и Ю.П.Попову за плодотворные дискуссии.

Литература

- I. Porter C.E., Thomas R.G. Phys. Rev., 1956, 104, p.483.
2. Bartholomew G.A., Earle E.D., Ferguson A.J., Knowles J.W., Lone M.A. In: Advances in Nuclear Physics v.7, N.Y. Plenum, 1974, p.229.
3. Axel P. Phys Rev., 1962, 126, p.671. Brink D.M. Argonne Nat. Lab. Rep. ANL-6797, Argonne, 1963, p.194.
4. Mc.Cullagh C.M., Stelts M.L., Chrien R.E. Phys.Rev.1981, C23, p.1394.
5. Raman S. In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Inst.Phys. Conf. Series No 62, 1982, p.357.
6. Корецкы J. In: Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics. Florence, Italy, 1983, v.1, p.221.
7. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1983, т.37, с.277.
8. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Монтеро-Кабрера М.Э., Нгуен Данг Нюан, Тележников С.А. В кн. Нейтронная физика. Материалы 6-ой Всесоюзной конф. по нейтронной физ. т.3, 1984, ДНИИАтоминформ, М., с8.
9. Бечварж Ф., Монтеро-Кабрера М.Э., Поспишил С., Тележников С.А. Препринт ОИЯИ, РЗ-85-338, Дубна, 1985.
10. Spits M.J., Корецкы J. Nucl.Phys., 1976, A264, p.63. Hnatowicz V. Nucl. Inst. and Meth., 1979, 161, p.151. Yoshizawa Y., Iwata Y., Iinuma Y. Nucl. Inst. and Meth., 1980, 174, p.133.
11. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Косина З., Кэллер М., Тележников С.А., Чех Я. Депонированные публикации БИ-13-11351 и БИ-13-11352, ОИЯИ, Дубна, 1977.

12. Алдея Л., Бечварж Ф., Гуинх Тхонг Хьеп, Поспишил С., Тележников С.А. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7885, Дубна, 1974.
13. Groshev L.V., Demidov A.M., Ivanov V.A., Lutsenko V.N., Pelekhov V.I. Nucl. Phys., 1963, 43, p.669.
14. Aldea L., Becvar F., Huynh Thuong Hiep, Pospisil S., Telezhnikov S.A., Tishin V.G. JINR-report B3-3-7390, Dubna, 1973.
15. Becvar F., Chrien R.E., Wasson O.A. Nucl. Phys., 1974, A236, p. 173 and p. 198.
16. Mughabghab S.F. Neutron Cross Sections. v.1, Part B., Academic Press. N.Y., 1984.
17. Gardner D.G., Gardner M.A., Hoff R.W. In: Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related topics - 1984. Am. Inst. Phys. Conf. Proc. No 125, N.Y. 1985, p.513.
18. Втюрин В.А., Попов Ю.П. Сообщение ОИЯИ, РЗ-82-309, Дубна, 1982.
19. Carlos P., Beil H., Bergere R., Lepretre A., de Miniac A., Veysiere A. Nucl. Phys, 1974, A225, p. 171.
20. Бечварж Ф., Монтеро-Кабрера М.Э., Тележников С.А., Хоанг Тьонг Хьеп. В кн.: Тезисы докладов на XXXVI совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. "Наука", Л., 1986, с.306.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июля 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бечварж Ф. и др.

P3-86-479

Изучение радиационной силовой функции в ^{148}Sm и ^{150}Sm

На реакторе ИБР-30 методом времени пролета измерялись спектры γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов ядрами ^{147}Sm и ^{149}Sm в изолированных резонансах. Получены абсолютные интенсивности ряда переходов. Из комбинации результатов настоящей работы и опубликованных данных определена радиационная силовая функция ядер ^{148}Sm и ^{150}Sm для E1-переходов в районе энергий γ -квантов 5-7,5 МэВ. Полученные значения соответственно в 2,8 и 1,7 раза меньше величин, ожидаемых по экстраполяции лоренцевских кривых гигантского дипольного электрического резонанса. Проводится анализ поведения радиационной силовой функции ядер с $A = 148-157$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Becvar F. et al.

P3-86-479

Investigation of Photon Strength Function in ^{148}Sm and ^{150}Sm

Spectra of γ -rays following the neutron capture ^{147}Sm and ^{149}Sm at isolated resonances were measured by the time-of-flight method at the IBR-30 reactor. Absolute intensities of some transitions have been obtained. Photon strength function (PSF) of ^{148}Sm and ^{150}Sm for electric dipole radiation at energy interval from 5 to 7.5 MeV has been determined combining the features of this work and published data. Results of PSF are respectively by a factor of 2.8 and 1.7 less than the values expected by extrapolation of giant electric dipole resonance with lorentzian shape. A comparison of experimental and expected PSF values of some nuclei with $A = 148-157$ is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986