

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P3-85-338

Ф.Бечварж, М.Э.Монтеро-Кабрера,  
С.Поспишил, С.А.Тележников

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ  
ГАММА ПЕРЕХОДОВ В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные импульсные источники нейтронов в сочетании с современной аппаратурой для  $\gamma$ -спектроскопии на базе германий-литиевых детекторов позволяют проводить регистрацию  $\gamma$ -лучей, сопровождающих захват нейтронов ядрами в изолированных нейтронных резонансах. Такого рода эксперименты по реакции  $(n, \gamma)$  являются источником данных об энергиях и интенсивностях большого числа первичных и вторичных  $\gamma$ -переходов, возникающих в процессе распада отдельных резонансов. Указанные переходы проявляются в  $\gamma$ -спектрах как дискретные линии. Для разделения нейтронных резонансов применяется метод времени пролета нейтронов.

Однако подобные эксперименты в своем наиболее распространенном варианте не позволяют извлекать прямым путем значения интенсивностей в абсолютной шкале, т.е. в безразмерных единицах числа испускаемых  $\gamma$ -квантов на один захваченный нейтрон. Этот недостаток вызван неопределенностью ряда параметров: телесного угла вылета регистрируемых  $\gamma$ -квантов, значения абсолютной эффективности детектора, параметров поправок на неидеальную геометрию образца и других. Следует подчеркнуть, что для некоторых ядерно-физических задач получение интенсивностей в абсолютной шкале представляется необходимым.

Известно, что заселенности ряда уровней ядра-продукта реакции  $(n, \gamma)$  принимают практически одинаковые значения для всей совокупности резонансов с фиксированным значением спина и четности  $J^\pi$ . Это касается низколежащих уровней, на которые не идут первичные переходы из резонансов. Однако заселенности в общем случае зависят от  $J^\pi$  и от выбора конкретного уровня. Основным источником вариаций заселенностей в рамках фиксированного значения  $J^\pi$  являются остаточные флуктуации Портера-Томаса<sup>/1/</sup>. Как показывают расчеты и косвенные результаты /см., например, работу<sup>/2/</sup> /, они малы - в некоторых случаях лишь порядка одного процента. Но для ряда ядер флуктуации заселенностей значительно превышают остаточные флуктуации Портера-Томаса<sup>/2,3/</sup> и могут составлять 3-5%.

Непосредственная обработка информации из рассматриваемых экспериментов позволяет извлекать интенсивности в относительных единицах, своих для каждого резонанса. Если эти результаты пронормировать на интенсивности какого-либо мягкого перехода с уровня, заселенность которого флуктуирует слабо, в результате такой нормировки шкала интенсивностей станет с точностью до флуктуаций заселенностей одинаковой для всех резонансов с данным значением  $J^\pi$ .



Для выражения интенсивностей в абсолютной шкале достаточно провести дополнительное измерение, позволяющее определить в абсолютных единицах интенсивность для одного перехода, выбранного в качестве "репера", в одном резонансе. Методу определения абсолютной интенсивности /ОАИ/ реперного перехода посвящена настоящая работа.

## 2. СУЩЕСТВУЮЩИЙ МЕТОД

ОАИ обычно проводится методом резонансного эталона<sup>4/</sup>. Этот метод заключается в одновременном измерении двух реакций захвата нейтронов в изолированных резонансах: на изучаемом изотопе и на ядрах эталона. Предполагается, что эталон обладает хорошо выделенным нейтронным резонансом с известными значениями параметров и что захват нейтронов ядрами эталона сопровождается  $\gamma$ -квантами, спектр которых содержит хотя бы один четкий "калибровочный"  $\gamma$ -переход с известным значением интенсивности, выраженным в абсолютной шкале. При одновременном измерении реакции  $(n, \gamma)$  на изучаемом изотопе достаточно обращать внимание лишь на выход  $\gamma$ -квантов, связанных с определенным резонансом и с заранее выбранным реперным переходом.

Одновременное измерение двух указанных реакций  $(n, \gamma)$  позволяет определить выход  $\gamma$ -квантов, соответствующих реперному  $\gamma$ -переходу, и аналогичный выход, связанный с калибровочным  $\gamma$ -переходом. Отношение этих выходов дано однозначно резонансными параметрами эталона и изучаемого изотопа, а также интенсивностями реперного и калибровочного переходов. Очевидно, что, зная экспериментальное значение этого отношения, можно однозначно определить интенсивность реперного перехода, в чем и заключается суть обычного ОАИ. Разумеется, что при этом надо учитывать зависимость величины потока нейтронов от их энергии. Необходимо учитывать и эффекты, связанные с резонансным поглощением нейтронов в образце, - доплеровское уширение резонансов, насыщение выхода  $\gamma$ -квантов, вызванное конечной длиной свободного пробега нейтронов в образце, а также влияние ограниченного разрешения по времени пролета нейтронов.

Наличие этих эффектов, а также сильная чувствительность вычисляемой интенсивности реперного перехода к резонансным параметрам обоих резонансов может приводить к некоторым систематическим погрешностям. Это можно считать основным недостатком данного метода ОАИ.

## 3. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ОДНОВРЕМЕННОЙ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРА ЗАХВАТА И СПЕКТРА ПРОПУСКАНИЯ

Разработанный метод ОАИ основан на одновременном получении двух спектров по времени пролета нейтронов в условиях, когда образец, находящийся в пучке нейтронов, состоит из двух слоев: из переднего слоя, содержащего изучаемый изотоп, и заднего слоя, содержащего бор. Первый спектр при этом характеризует выход  $\gamma$ -квантов реперного перехода в изучаемой реакции  $(n, \gamma)$ , а второй - выход  $\gamma$ -квантов с энергией 477 кэВ из распада возбужденных ядер  ${}^7\text{Li}^*$ -продуктов реакции  $\text{B}(n, \alpha)$ . Второй спектр является, по существу, спектром пропускания нейтронов через слой, содержащий изучаемый изотоп. Площадь "резонансного провала" в этом спектре дает информацию о числе нейтронов, захваченных изотопом в резонансе, в то время как площадь резонансного пика в первом спектре представляет информацию о числе  $\gamma$ -квантов, принадлежащих реперному переходу в данном резонансе. Так как абсолютная интенсивность перехода 477 кэВ хорошо известна<sup>5/</sup>, а также известно сечение реакции  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)^{6/}$ , очевидно, что количественное сопоставление указанной информации из спектров позволяет провести ОАИ для конкретного реперного  $\gamma$ -перехода.

Достоинство метода заключается в том, что в нулевом приближении, если нет рассеяния нейтронов в слое с исследуемым изотопом, он не чувствителен к резонансным параметрам и к функции временного разрешения спектрометра. Эти параметры влияют на поправки, связанные с учетом рассеяния на всех изотопах в первом слое и многократных процессов, и поэтому неточности параметров влияют на результат только во втором порядке.

Недостатком метода является то, что его можно использовать только для изотопов, имеющих достаточно сильные нейтронные резонансы при энергиях ниже 1 кэВ.

На рис. 1 приведена схема эксперимента. Использование образца, состоящего из двух слоев, обеспечивает одинаковый телесный угол для регистрации  $\gamma$ -квантов и снимает вопрос об абсолютной эффективности детектора и о флуктуациях потока нейтронов.

Во время эксперимента накапливается двумерная информация об амплитуде гамма-квантов и времени пролета

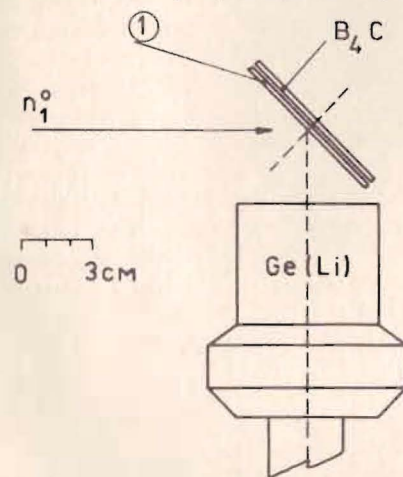


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - слой, содержащий исследуемый изотоп.



нейтронов в области некоторых подходящих резонансов исследуемого изотопа. После измерений при сортировке двумерной информации можно получить спектры, соответствующие выходу  $\gamma$ -квантов реперного  $\gamma$ -перехода и выходу  $\gamma$ -квантов с энергией 477 кэВ в виде так называемой "чистой линии" /7/, то есть зависимости выхода  $\gamma$ -лучей выбранной амплитуды от времени пролета без вклада других  $\gamma$ -квантов, включая фоновые.

В спектре чистой линии 477 кэВ подгоняется кривая, которая иллюстрирует выход  $\gamma$ -квантов из соответствующей реакции при отсутствии резонансного поглощения нейтронов слоем главного изотопа. Для этого надо учитывать зависимость потока нейтронов и поглощения нейтронов в слое, содержащем бор, от их энергии. Площадь резонансного провала определяется этой кривой и профилем спектра пропускания.

Абсолютная интенсивность получается из формулы

$$I_{abs}^{\gamma} = \frac{A_{\gamma}}{A_{a\gamma}} \cdot \frac{\eta(477) a_{a\gamma}}{\eta(E_{\gamma})} \cdot \epsilon \cdot P,$$

где  $I_{abs}^{\gamma}$  - искомая абсолютная интенсивность;  $A_{\gamma}$  и  $A_{a\gamma}$  - экспериментальные площади  $\gamma$ -пика исследуемого изотопа в резонансе и резонансного провала в спектре  $\gamma$ -лучей из реакции на боре соответственно;  $\eta(E_{\gamma})$  и  $\eta(477)$  - относительная эффективность детектора при энергии изучаемого  $\gamma$ -перехода и при энергии 477 кэВ для  $\gamma$ -лучей распада ядер  ${}^7\text{Li}^*$ ;  $a_{a\gamma}$  - относительное количество ядер  ${}^7\text{Li}$ , образующихся в реакции  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ :  $a_{a\gamma} = 0,9363^{1/5}$ ;  $\epsilon$  - отношение числа нейтронов, участвующих в реакции  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$  в экспериментальном слое, к полному числу нейтронов, попадающих в этот слой;  $P$  - поправка, связанная с учетом многократных процессов. Для получения произведения  $\epsilon \cdot P$  используется моделирование методом Монте-Карло прохождения нейтронов в образце.

#### 4. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Метод ОАИ был использован для определения некоторых интенсивностей в реакциях с изотопами  ${}^{154}\text{Gd}$  и  ${}^{156}\text{Gd}$ . Один образец состоял из слоя  $0,22 \text{ г/см}^2$  окиси Gd, обогащенной до 63% по изотопу  ${}^{154}\text{Gd}$ , и слоя  $0,27 \text{ г/см}^2$  карбита бора; другой образец состоял из слоя  $1,71 \text{ г/см}^2$  окиси Gd, обогащенной до 94,2% по изотопу  ${}^{156}\text{Gd}$ , и  $1,12 \text{ г/см}^2$  карбида бора. Измерения проводились на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30, работающего в бустерном режиме в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40.

Для учета эффектов, вызванных большими мгновенными нагрузками в линейном тракте, использовался спектр от прецизионного импульсного генератора, работающего в реальном времени, который является идеально "белым" по оси времени и "дискретным" по оси амплитуд.

В эксперименте на магнитные ленты записывалась двумерная информация о каждом событии, состоящая из кода амплитуды и кода времени пролета. Генераторные события имели отличительный признак, вырабатываемый аппаратурой. Методика накопления и сортировки информации описана в /8/. После измерения были получены спектры чистых линий и спектр генераторных событий. Далее спектры чистых линий делились на генераторный спектр. В этом процессе генераторный спектр используется в плавном виде, после его подгонки методом сплайн-функции /9/ для уменьшения влияния статистических флуктуаций.

На рис. 2 показаны экспериментальные спектры реакции  ${}^{154}\text{Gd}(n,\gamma)$ . Спектры чистых линий получены после описанной выше обработки. На рис. 3 приведены моделированные методом Монте-Карло спектры той же самой реакции для резонанса 22,33 эВ. Моделирование прохождения нейтронов в образце делалось для двух слоев, имею-

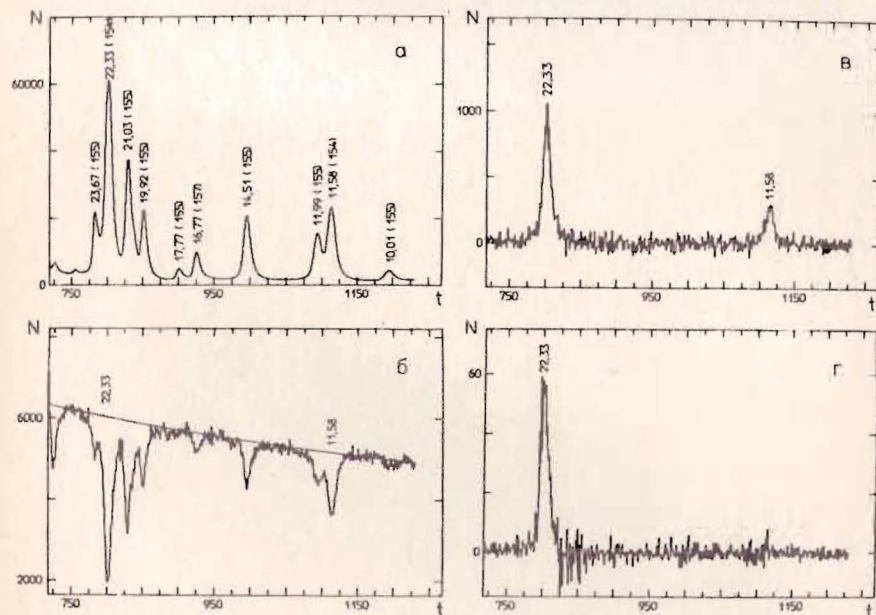


Рис. 2. Число зарегистрированных  $\gamma$ -квантов как функция времени пролета нейтрона: а/  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_{\gamma} > 556 \text{ кэВ}$ ; б/ "чистая линия"  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} = 477 \text{ кэВ}$  из  ${}^7\text{Li}^*$ ; в/ "чистая линия"  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} = 262 \text{ кэВ}$  из реакции  ${}^{154}\text{Gd}(n,\gamma)$ ; г/ "чистая линия"  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} = 5984 \text{ кэВ}$  из реакции  ${}^{154}\text{Gd}(n,\gamma)$ . Шкала по оси "x" в мкс. Показаны изотопическая принадлежность /в скобках/ и энергия резонансов в эВ. Плавная кривая на рис. б/ иллюстрирует выход  $\gamma$ -квантов из  $\text{B}_4\text{C}$  при отсутствии резонансного поглощения.



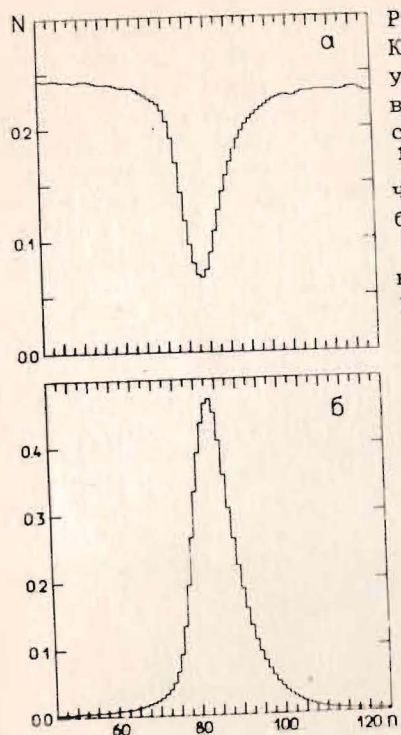


Рис.3. Моделированные методом Монте-Карло спектры времени пролета с учетом многократных процессов в двухслойном образце для резонанса с  $E_R = 22,33$  эВ в реакции  $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$ . а/ Количество  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ; б/ выход  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$ . По оси "x" номер канала /один канал соответствует 1 мкс/.

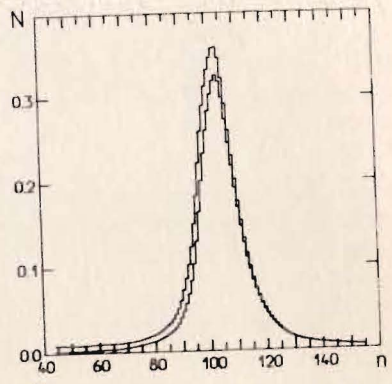


Рис.4. Моделированные методом Монте-Карло спектры времени пролета выхода гамма-лучей с учетом многократных процессов /верхняя гистограмма/ и без них /нижняя гистограмма/ в резонансе с  $E_R = 33,23$  эВ в реакции  $^{156}\text{Gd}(n, \gamma)$ .

щих бесконечную площадь. Разыгрывались глубина проникновения нейтрона в образец, вид реакции, а в случае рассеяния - тепловое движение ядер при столкновении и угол рассеяния нейтрона. На рис.4 показан моделированный спектр захвата для случая эксперимента с  $^{156}\text{Gd}$  в резонансе 33,23 эВ, где иллюстрируется вклад многократных процессов в пик гамма-лучей. Моделированные спектры показаны после свертки с функцией временного разрешения спектрометра, данные для которой взяты из [10].

Абсолютные интенсивности были получены для переходов: 262 кэВ в резонансах 11,58 эВ и 22,23 эВ; 5984 кэВ в резонансе 22,33 эВ в реакции  $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$  и для триплета переходов с энергией 410 кэВ в резонансе 33,23 эВ в реакции  $^{156}\text{Gd}(n, \gamma)$ . В таблице приводятся результаты ОАИ и основные условия эксперимента для каждого из этих переходов.

Таблица

Результаты абсолютного определения интенсивностей гамма-переходов в реакциях  $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$  и  $^{156}\text{Gd}(n, \gamma)$ .

A	$E_R$ (эВ)	$E_\gamma$ (кэВ)	S1	S2	R1(%)	MC(%)	$I_{abs}^e$	$I_{abs}^r$
154	11,58	262	0,32	0,66	0,6	4,3	0,036(2)	0,036(3)
154	22,33	262	4,33	0,50	5,6	1,2	0,0358(9)	0,0358(10)
154	22,33	5984	4,33	0,50	5,6	1,2	0,0264(15)	0,0264(15)
156	33,23	410	31,2	1,73	13,2	1,2	0,136(2)	0,136(3)

$S1 = \sum n_i \sigma_i(E_R)$  - по всем изотопам в мишени;  $S2 = \sum n_i \sigma_i(E_R)$  - по всем изотопам в слое В<sub>4</sub>С; R1 - добавка многократных событий к площади пика  $\gamma$ -лучей; MC - статистическая ошибка при моделировании;  $I_{abs}^e$  - абсолютная интенсивность с экспериментальной ошибкой в единицах  $\gamma$ -квантов на один захваченный нейтрон;  $I_{abs}^r$  - абсолютная интенсивность. Учтена ошибка моделирования.

Были сделаны оценки систематических ошибок из-за влияния неточностей ряда параметров. Как видно из таблицы, самый большой вклад многократных процессов был для переходов в резонансе 33,23 эВ в реакции  $^{156}\text{Gd}(n, \gamma)$ . Поэтому большинство проверок сделано для этого случая. Изменение значения параметров функции временного разрешения спектрометра на 10% не привело к изменению окончательного результата в пределах статистической экспериментальной ошибки. Изменение параметров резонанса 33,23 эВ на 30% от значения  $\Gamma_n$  и на 30% от среднего значения  $\Gamma_\gamma^{7/8}$  привело к изменению результатов меньшему, чем статистическая ошибка моделирования. Для этого же резонанса делалась проверка влияния толщины слоя, содержащего изучаемый изотоп, на результат. Уменьшение толщины на 10% изменяет окончательный результат в пределах ошибки моделирования. Такая же проверка сделана для резонанса 22,33 эВ реакции  $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$ , где уменьшение толщины слоя изотопа на 10% также привело к изменению результата в пределах ошибки моделирования.

Как косвенный результат для слоя карбида бора отдельно моделировано влияние многократного рассеяния на выход реакции  $(n, \alpha)$ . Результат отношения количества многократных событий  $(n, \alpha)$  к однократным показан для разных энергий и разных толщин слоя В<sub>4</sub>С на рис.5.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе изложен метод определения абсолютных интенсивностей  $\gamma$ -переходов в нейтронных резонансах. Получены



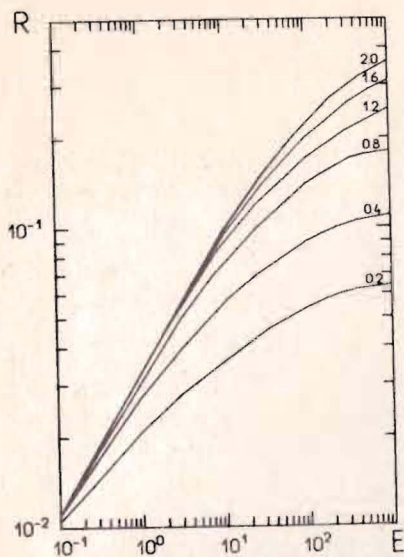


Рис.5. Отношение многократных событий к однократным в реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  в зависимости от энергии нейтрона для разных толщин слоя карбида бора. Энергия нейтрона по оси "x" в эВ. На кривых указана толщина слоя в г/см<sup>2</sup>.

абсолютные интенсивности для некоторых переходов в резонансах  $^{154}\text{Gd}$  и  $^{156}\text{Gd}$ . Были сделаны проверки влияния неточности ряда параметров на окончательный результат. Слабая чувствительность результатов к неточности параметров подтверждает достоинство метода.

Авторы признательны Л.Б.Пикельнеру и Ю.П.Попову за полезные замечания и плодотворные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Porter C.E., Thomas R.G. Phys.Rev., 1956, 104, p.483.
  2. Aldea L. et al. Czech.J.Phys., 1978, B28, p.17.
  3. Алдея Л. и др. ОИЯИ, P3-7885, Дубна, 1974; Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, P3-11243, Дубна, 1978.
  4. Chrien T.E. In: Nuclear Structure. Int. School on Nucl. Struct. (Ed. by V.G.Soloviev). JINR, Dubna, 1972, p.124.
  5. Maclin R.L., Gibbons J.H. Phys.Rev., 1968, 165, p.1147.
  6. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections. Resonance Parameters. Brookhaven Nat.Lab., Upton, USA, 1973, vol.1.
  7. Бечварж Ф. и др. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. ЦНИИАтоминформ, М., 1980, ч.2, с.214.
  8. Бечварж Ф. и др. ОИЯИ, Б1-13-11352, Б1-13-11351, Дубна, 1967; Бечварж Ф. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 63, p.591; Земан П. ОИЯИ, 11-80-335, Дубна, 1980.
  9. Гилой Б. Интерактивная машинная графика. "Мир", М., 1981, с.144.
  10. Попов А.Б., Файков Х., Хван Чер Гу. ЯФ, 1977, 26, 1, с.14; Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1979, 29, 3, с.561.
- Рукопись поступила в издательский отдел  
11 мая 1985 года.

Бечварж Ф. и др.

P3-85-338

Определение абсолютных интенсивностей гамма-переходов в нейтронных резонансах

Разработан метод определения абсолютных интенсивностей  $\gamma$ -переходов в нейтронных резонансах, основанный на сопоставлении двух спектров по времени пролета, полученных одновременно: спектра захвата в исследуемом изотопе и спектра пропускания нейтронов через изотоп, регистрируемого с помощью слоя, содержащего бор. Метод слабо чувствителен к неточности параметров резонансов и параметров эксперимента. Получены абсолютные интенсивности для некоторых переходов в резонансах  $^{154}\text{Gd}$  и  $^{156}\text{Gd}$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Becvar F. et al.

P3-85-338

Determination of the Absolute Intensities of Gamma-Transitions in Neutron Resonances

A method for determination of absolute intensities of gamma-transitions in neutron resonances is developed. It is based on comparing two time-of-flight spectra measured simultaneously: spectrum of capture in the isotope under study and spectrum of neutron transmission through an isotope registered by a layer containing boron. The method is low sensitive to nonaccuracy of resonance parameters and parameters of measurement. Absolute intensities of some transitions in  $^{154}\text{Gd}$  and  $^{156}\text{Gd}$  resonances are obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985