

4. 3. 1964

С 344.1
П-32



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов

P-1547

МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ
ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СЕЧЕНИЯ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

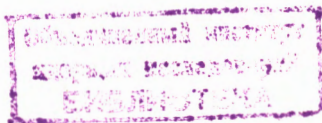
Дубна 1964

Л.Б. Пижельнер, Э.И. Шарпов

P-1547

МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ
ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СЕЧЕНИЯ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

2285/3 '84



Дубна 1964

Изучение радиационного захвата нейтронов в резонансах по методу времени пролета дает полезную информацию о ширинах и спинах уровней ядер с энергией возбуждения вблизи энергии связи нейтрона. Однако оно связано с некоторыми трудностями, основной из которых является необходимость проведения калибровки, обеспечивающей переход от наблюдаемого числа отсчетов детектора к истинному числу актов радиационного захвата, нормированному на один падающий нейтрон.

В методе времени пролета энергия нейтронов связана со временем пролета соотношением $E = \frac{const}{t^2}$. Пусть $\phi(E) dE$ - поток нейтронов, падающих на образец площадью s . Тогда за время измерения τ образец пересечет $s\tau\phi(E)\Delta E$ нейтронов во временном канале шириной Δt . Здесь $\Delta E = \frac{2\Delta t}{t} E$ - энергетическая ширина временного канала. Поэтому в дальнейшем величину $s\tau\phi(E)$ мы будем называть суммарным потоком и обозначать через $\Pi(E)$.

Акты радиационного захвата регистрируются детектором с эффективностью ϵ_γ . Очевидно, что сумма отсчетов детектора по всем каналам, содержащим изолированный резонанс, может быть записана как:

$$\sum_i N = \epsilon_\gamma \Pi(E_0) \Delta E_0 \sum_i (1 - T_i) \frac{\Gamma_i \gamma}{\Gamma} \quad /1/$$

Величина $\Delta E_0 \sum_i (1 - T_i)$ есть, как известно, площадь провала на кривой пропускания T . Эта площадь A является функцией параметров резонанса $g\Gamma_n$, Γ и толщины образца n ядер/см²: $A = A(g\Gamma_n, \Gamma, n)$. Таким образом, мы получаем следующее выражение, связывающее экспериментальные величины с параметрами резонанса:

$$\sum N = \Pi(E_0) \epsilon_\gamma \frac{\Gamma_i \gamma}{\Gamma} A \quad /2/$$

Более строгий вывод выражения /2/ содержится, например, в работе /1/.

Если в эксперименте в $\sum_i N$ входят отсчеты, связанные с регистрацией рассеянных нейтронов или с захватом после многократных взаимодействий, то выражение /2/ следует применять с поправками, обсуждавшимися в /2/. Нашей задачей здесь является описание методов определения произведения $\Pi(E_0) \epsilon_\gamma$ для исследуемых резонансов.

Для всех методов общими являются два момента: во-первых, необходимо знать энергетическую зависимость потока нейтронов. Обычно она близка к закону $1/E$, характерному для нейтронов, выходящих из замедлителя. Вид спектра измеряется с помощью тонкого пропорционального борного счетчика. Во-вторых, необходимо знать эффективность детектора для каждого резонанса. Однако будем пока

полагать, что она одинакова для всех резонансов исследуемого элемента. Справедливость этого утверждения будет обсуждена в заключение.

1. Калибровка по известному резонансу

Калибровка легко может быть осуществлена для элемента, имеющего резонанс с известными параметрами $g\Gamma_n$, Γ , для которого выполняется условие $\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 1$. Используя значения параметров, с помощью таблиц работы /3/ можно определить величину A . Подставляя это значение A вместе с экспериментальным значением ΣN в уравнение /2/, получим произведение $\Pi(E_0)\epsilon_\gamma$ для калибровочного резонанса. Зная вид спектра нейтронов и полагая эффективность ϵ_γ постоянной, сразу получим величины $\Pi(E)\epsilon_\gamma$ для остальных резонансов.

В этом методе калибровки выполнение условия $\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 1$ не является в принципе обязательным. Однако его выполнение повышает точность калибровки, т.к. в противном случае надо использовать отношение Γ_γ/Γ , известное, как правило, с невысокой точностью. Следует отметить также, что резонансы, для которых $\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 1$, не являются исключительными в области низких энергий для средних и тяжелых ядер, где основным взаимодействием нейтронов является радиационный захват.

Точность калибровки повышается, если использован образец, тонкий для калибровочного резонанса ($n\sigma_0 < 1$). В этом случае величина A слабо зависит от полной ширины Γ , и точность калибровки определяется точностью принятого значения параметра $g\Gamma_n$, которая бывает обычно не хуже 10%.

Наконец, надежность калибровки будет повышена, если имеется возможность использовать не один, а несколько резонансов данного элемента.

2. Калибровка по сильному резонансу

Наиболее легкой и надежной является калибровка в случае, когда исследуемый элемент имеет в области хорошего разрешения спектрометра резонанс с $n\sigma_0 \gg 1$. При этом образец не должен быть настолько толстым, чтобы заметно проявлялось самопоглощение гамма-квантов.

В этом случае счет детектора в функции от времени пролета нейтронов будет постоянным в нескольких каналах вблизи центра резонанса. Это следует из того, что пропускание образца, усредненное по функции разрешения, будет в этих каналах близко к нулю.

Другими словами, в образце взаимодействуют все нейтроны, и мы можем записать следующее выражение для числа отсчетов детектора в канале вблизи центра резонанса:

$$N = \Pi(E_0) \Delta E_0 \epsilon_Y \left(\frac{\Gamma_Y}{\Gamma} + \alpha \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right), \quad /3/$$

значение коэффициента α определяется захватом нейтронов после рассеяния и лежит между нулем и единицей.

Коэффициент α можно рассчитать аналитически, однако такой расчет является приближенным и требует знания параметров резонанса. Для уменьшения неопределенности, связанной с неточным знанием α , желательно использовать резонансы с $\Gamma_n \ll \Gamma_Y$. В этом случае калибровка практически не зависит от точности значений параметров калибровочного резонанса.

Метод сильного резонанса, чаще известный как метод "черного образца", позволяет достигнуть точности калибровки лучше 5%.

3. Калибровка по тепловому сечению

В ряде случаев калибровку можно осуществить по тепловому сечению, обычно известному с точностью порядка нескольких процентов. Для этого необходимо, чтобы тепловое сечение радиационного захвата σ_T было не слишком мало и чтобы в образце отсутствовали примеси с большим значением σ_T . Такая калибровка проводилась, например, в работе ^{14/}, выполненной на спектрометре по времени замедления в свинце, и в работе ^{15/}, выполненной на спектрометре с механическим сектором.

Однако на некоторых спектрометрах измерению энергии тепловых нейтронов препятствует явление рецикличности, ограничивающее снизу измеряемый диапазон энергий. Рецикличными являются нейтроны, для которых время пролета данной базы больше интервала времени между циклами /импульсами нейтронов/. Рециклические нейтроны создают добавочный фон и обычно устраняются из пучка с помощью борного фильтра. Но если тепловые нейтроны становятся рециклическими, возможность калибровки по тепловому сечению все же не пропадает.

Рассмотрим измерение, в котором тонкий образец в детекторе и тонкий пропорциональный борный счетчик устанавливаются поочередно в открытом пучке /без борного фильтра/. Нейтроны, в том числе рециклические, регистрируются во временном канале t^* вблизи окончания основного цикла. Число отсчетов над фоном для детектора и борного счетчика можно записать в этом случае как:

$$N_Y(t^*) = \overline{\Pi \Delta E} \epsilon_Y n \sigma_T, \quad /4/$$

$$N_B(t^*) = \overline{\Pi \Delta E} \cdot \epsilon_T,$$

где $\overline{\Pi \Delta E} = \sum_i \Pi_i \Delta E_i \frac{v}{v_i}$, и суммирование по i означает суммирование по циклам, которые дают вклад нейтронов в данный канал t^* .

Выражения /4/ справедливы, если сечение радиационного захвата и эффективность борного счетчика имеют одинаковую зависимость от скорости нейтрона, соответствующую закону $1/v: \sigma_Y = \sigma_T \cdot \frac{v_T}{v}$ и $\epsilon = \epsilon_T \cdot \frac{v_T}{v}$. Здесь v_T равна 2200 м/сек, а ϵ_T есть эффективность борного счетчика для нейтронов со скоростью v_T .

Использование выражений /4/ требует измерения фонов. Фон детектора определяется из измерений с эквивалентным рассеивателем вместо образца, а фон борного счетчика из измерений с резонансным и борным фильтром в пучке.

Рассмотрим далее измерение, в котором тот же самый борный счетчик помещается в пучок, свободный от репличичных нейтронов. В этом случае для числа отсчетов борного счетчика в канале t_0 , соответствующем центру резонанса, справедливо выражение

$$N_B(t_0) = \Pi(E_0) \Delta E_0 \epsilon_T \frac{v_T}{v_0} . \quad /5/$$

Предполагая по-прежнему, что эффективность детектора не зависит от энергии, из выражений /4/ и /5/ получаем:

$$\Pi(E_0) \epsilon_Y = N_B(t_0) \frac{N_Y(t^*)}{N_B(t^*)} \cdot \frac{1}{\Delta E_0 \rho \sigma_T} \cdot \frac{v_0}{v_T} . \quad /6/$$

Ввиду того, что калибровочные измерения в этом методе являются относительными, достигаемая здесь точность может составить величину около 5%.

4. Независимое определение потока и эффективности

При отсутствии благоприятных условий, отмеченных в разделах 1 - 3, калибровка может быть осуществлена, если независимо определены поток и эффективность детектора ϵ_Y . Такая возможность существует не для любого детектора.

Рассмотрим сцинтилляционный детектор большого объема, описанный в /6/. Детектор состоит из двух баков объемом по 200 л., заполненных жидким сцинтиллятором. Сигналы с каждой половины детектора, возникающие при регистрации гамма-квантов радиационного захвата нейтрона, могут быть поданы либо на схему двойных совпадений, либо на схему суммирования. Выходы этих схем соединяются с многоканальным временным анализатором.

Исследование нейтронных резонансов ведется в режиме совпадений, обеспечивающем низкий собственный фон и малую эффективность к нейтронам /около 0,15%/. Для калибровки может быть использован любой из трех описанных выше методов. Кроме того, для этого детектора возможен и четвертый метод. При этом наряду с рабочими измерениями в режиме совпадений проводятся калибровочные измерения в режиме суммирования. Последний дает большой фон, однако для него

возможно определить эффективность регистрации захвата ϵ . Поскольку в схеме для уменьшения фона используется амплитудное окно, эффективность ϵ можно представить в виде: $\epsilon = \epsilon_0 \beta$, где ϵ_0 соответствует эффективности регистрации захвата в случае, если регистрируются все импульсы, а величина β определяется как доля импульсов, попадающих в амплитудное окно. Для получения β необходимо измерить амплитудный спектр импульсов, соответствующих гамма-квантам радиационного захвата нейтронов в исследуемом резонансе.

В наших работах спектр измерялся с помощью амплитудного анализатора АИ-100, вход которого открывался на время регистрации нейтронов исследуемой энергии. Обычно значение β составляло около 0,8 при величине нижнего порога в 1 Мэв.

Что касается величины ϵ_0 , то мы принимаем значение $\epsilon_0 = (95 \pm 5)\%$ для всех резонансов, дающих типичные каскады гамма-переходов со средней множественностью около трех или более, в которых отсутствуют заметные переходы на основное состояние. Эта оценка для ϵ_0 согласуется с данными работы [7], которые будут обсуждаться в разделе 5.

Эффективность ϵ_γ рабочего режима равна тогда эффективности ϵ , умноженной на отношение числа отсчетов детектора в режимах совпадений и суммирования. Для уменьшения ошибки, связанной с большим фоном в режиме суммирования, отсчеты сравниваются в нескольких каналах вблизи максимума резонанса. При этом в число отсчетов детектора в режиме суммирования вводится поправочный множитель на зарегистрированные рассеянные нейтроны, определяемый выражением $(1 + \frac{\Gamma_n \epsilon_n}{\Gamma_\gamma \epsilon_\gamma})^{-1}$. Входящая сюда эффективность к нейтронам для режима суммирования ϵ_n определяется из дополнительных измерений с графитом.

Известная эффективность и измеренное отдельно /например, с помощью калиброванного борного счетчика/ значение суммарного потока решают задачу калибровки.

Точность калибровки по этому методу определяется в основном точностью значения ϵ_0 и точностью измерения суммарного потока. Вполне достижимой является точность определения $\Pi(E)\epsilon_\gamma$ около 10%.

5. Контроль постоянства эффективности

Выше мы полагали эффективность ϵ_γ одинаковой для всех резонансов исследуемого элемента. Это условие заведомо выполняется для детекторов, эффективность которых пропорциональна энергии гамма-квантов. При регистрации актов радиационного захвата нейтронов эффективность таких детекторов пропорциональна энергии связи нейтрона.

Что касается жидкостных детекторов большого объема, то их эффективность, вообще говоря, может зависеть от множественности гамма-квантов в резонансе, поскольку может существовать некоторая зависимость спектра гамма-лучей от спина и изотопной принадлежности резонанса. Однако эта эффективность не должна заметно изменяться от резонанса к резонансу, если спектр гамма-квантов обусловлен большим числом переходов на промежуточные уровни, что обычно имеет место для средних и тяжелых ядер.

Хорошей проверкой постоянства эффективности является измерение амплитудных спектров в разных резонансах. Однако такие измерения трудно осуществить для каждого резонанса. Дополнительной и очень полезной проверкой является упоминавшееся выше сравнение отсчетов в режимах суммирования и совпадений.

В режиме суммирования эффективность слабо зависит от множественности гамма-квантов, в то же время в режиме совпадений эта зависимость становится существенной. Согласно данным работы /7/, эффективность ϵ_0 , рассчитанная по методу Монте-Карло для бака объемом около 400 л, составляет 88% для случая двух - и 98% для трехквантового распада составного ядра с энергией связи 7,5 Мэв. В этом расчете вся энергия каскада делилась между гамма-квантами поровну. Однако поскольку детали каскада могут меняться, то дополнительно было показано, что эффективность ϵ_0 мало чувствительна к характеру каскада, если в последнем отсутствуют заметные прямые переходы.

В случае же режима совпадений оценки, сделанные нами на основе данных работы /7/, показывают, что эффективности ϵ_{γ} /для нулевого порога в схеме/ равны 60%, 40% и 20% для четырех-, трех- и двухквантовых распадов составного ядра. Отсюда ясно, что постоянство отношения отсчетов в разных режимах работы детектора будет свидетельствовать о постоянстве эффективности ϵ_{γ} .

Проведенные измерения с ядрами Rh , Ag , Br , Tb , Pr показали, что постоянство эффективности действительно имеет место для всех указанных ядер. В качестве примера в таблице 1 приведено отношение отсчетов в режимах суммирования и совпадений для различных резонансов брома.

Т а б л и ц а 1

И з о т о п	79	79	81	81	79
E_0 , eV	35,9	53,8	101,3	135,9	189,8
$N_{совп.}/N_{сум.}$	0,304	0,310	0,305	0,300	0,290
	$\pm 0,006$	$\pm 0,006$	$\pm 0,005$	$\pm 0,005$	$\pm 0,008$

В этой таблице обращает на себя внимание также и тот факт, что отношение

$N_{\text{совп.}} / N_{\text{сум.}}$ одинаково для обоих изотопов брома. Это можно объяснить тем, что энергии связи нейтрона для ^{80}Br и ^{82}Br , получающихся при захвате нейтрона, весьма близки.

Обсужденные выше методы калибровки были использованы в экспериментах по изучению сечений радиационного захвата нейтронов, проводимых в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований. Как правило, применялись два из 4-х описанных методов, при этом наблюдалось согласие в результатах, в пределах точности каждого метода. Одновременное использование четырех методов не осуществлялось ввиду отсутствия всех условий, необходимых для такой калибровки.

В заключение пользуемся случаем выразить благодарность Ф.Л. Шапиро за полезные обсуждения и предложение использовать рециклические нейтроны для калибровки.

Л и т е р а т у р а

1. Д. Зелигер, Н. Илеску, Ким Хи Сан, Д. Лонго, Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шарапов. ЖЭТФ, **45**, вып. 11, 1294 /1963/.
2. Ван Най-янь, Н. Илеску, Э.Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А.Б. Попов, Л.Б. Пикельнер, Т. Стадников, Э.И. Шарапов, Ю.С. Язвипкий. Нейтронные резонансы празеодима и тербия. Препринт ОИЯИ Р-1548, Дубна. 1964.
3. В.Н. Ефимов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641, Дубна, 1963.
4. Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. Сб. "Нейтронная физика". Госатомиздат, 1961.
5. A.P. Jain, R.E. Chrien, J.A. Moore, H. Palevsky, BNL 6780-R, 1963.
6. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чен Лин-янь, Э.И. Шарапов. ПТЭ, № 2, 48 /1963/.
7. J.H. Gibbons. Neutron Time of Flight Methods, ed. by J. Spaepen. Brussels, 151-165, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1963 г.