

УДК 539.12.02

## ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ АКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

**В.Н. Бондаренко**

*Национальный Научный центр «Харьковский физико-технический институт», ул. Академическая 1,*

*г. Харьков 61108, Украина*

*E-mail: [bon@kipt.kharkov.ua](mailto:bon@kipt.kharkov.ua)*

Поступила в редакцию 30 декабря 2005 г.

Рассмотрен вариант активационной методики измерения полных сечений ядерных реакций с участием легких ускоренных ионов, который связан с регистрацией  $\gamma$ -излучения из распада ядра-продукта. При определении сечения реакции по выходу излучения учтено торможение ионов пучка и поглощение излучения в веществе мишени. Рассмотрено влияние отличия изотопного состава мишеней от естественного на используемые величины массовой тормозной способности ионов и массовые коэффициенты поглощения  $\gamma$ -излучения в случае применения мишеней, обогащенных определенным изотопом.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ядерные реакции, полные сечения, активационный метод, тормозная способность ионов, поглощение  $\gamma$ -излучения.

Для измерения полных сечений ядерных реакций, в которых ядро-продукт реакции является радиоактивным, очень часто используется активационный метод. Эксперимент проводится в два этапа. На первом этапе при облучении мишени осуществляется наработка ядер-продуктов, а на втором – регистрируются частицы, сопровождающие распад этих ядер. В большинстве случаев производится измерение выхода  $\gamma$ -излучения.

В эксперименте предпочтительнее регистрировать высокоэнергетические  $\gamma$ -кванты, так как при этом можно пренебречь их поглощением в материале мишени. Однако некоторые ядра-продукты могут иметь низкие квантовые выходы для жесткого  $\gamma$ -излучения. В качестве примера можно назвать такие нуклиды, как  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{49}\text{V}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{71}\text{Ge}$ ,  $^{73}\text{As}$  и множество других [1]. В таких случаях сечения могут быть измерены по выходу мягкого  $\gamma$ -излучения или  $X$ -излучения.

Целью настоящей работы является получение выражений, учитывающих торможение ионов в веществе мишени и поглощение в нем  $\gamma$ -излучения при определении полных сечений ядерных реакций по выходу излучения, регистрируемого из распада ядер-продуктов.

### ОСНОВНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ ОБРАБОТКЕ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве частиц, падающих на мишень, будем рассматривать ускоренные легкие ионы (протоны, дейтроны, ионы гелия и др.). Пусть  $z$  – кратность ионизации ионов пучка, а  $E_0$  – их энергия на входе в мишень.

Будем считать поверхность мишени, обращенную к пучку, плоской. Пусть  $\varphi$  – угол падения пучка на мишень, отсчитываемый от нормали к ее поверхности. Обычно  $\varphi \neq 0$  лишь в случаях, когда и облучение мишени, и регистрация излучения, сопровождающего распад ядер-продуктов, производятся на одной и той же экспериментальной установке. Это связано с удобством расположения детектора излучения.

Подразумевается, что мишень является однородной по толщине, а также по элементному и изотопному составу вещества. Пусть  $n$  – атомная плотность ядер, на которых измеряется сечение реакции,  $l$  – толщина мишени. Будем считать, что во время активации эти параметры практически не изменяются, а процесс активации происходит по всей толщине мишени, что имеет место при выполнении условия

$$l < (R(E_0) - R(E_{thr})) \cos \varphi, \quad (1)$$

где  $E_{thr}$  – энергия порога реакции, а

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE}{S(E)} \quad (2)$$

линейный пробег ионов (пробег вдоль траектории) в веществе мишени при энергии  $E$ . Здесь  $S(E)$  — тормозная способность ионов как функция их энергии  $E$ .

Глубину  $x$  проникновения ионов в мишень будем отсчитывать от лицевой поверхности вдоль нормали к ней. Для быстрых ионов их траекторию в веществе мишени можно считать прямолинейной. Таким образом, число актов ядерной реакции, инициированных ионами на исследуемых ядрах в слое вещества между  $x$  и  $x+\Delta x$  за время  $\Delta t$ , можно представить в виде простого выражения:

$$\Delta N = \frac{I}{ze} \Delta t \sigma(E(x)) n \frac{\Delta x}{\cos \varphi}, \quad (3)$$

где  $I$  – ток пучка, который определяется из соотношения  $I = q/t_{ir}$  (здесь  $q$  – измеренный с помощью интегратора тока суммарный заряд ионов, упавших на мишень за время облучения  $t_{ir}$ );  $e$  – элементарный электрический заряд;  $\sigma$  – сечение реакции. Энергия  $E(x)$  ионов на глубине  $x$  определяется из численного решения дифференциального уравнения

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{S(E)}{\cos \varphi}; \quad E(0) = E_0. \quad (4)$$

В соответствии с (3), дифференциальное уравнение, описывающее изменение во времени количества ядер-продуктов в рассматриваемом слое, имеет вид

$$\frac{d(\Delta N)}{dt} = -\lambda \Delta N + I \frac{\sigma(E(x))}{ze \cos \varphi} n \Delta x; \quad \Delta N(0) = 0, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – постоянная распада ядер. Первый член в правой части уравнения учитывает распад ядер, уже наработанных к моменту  $t$ , а второй – описывает их накопление в процессе облучения. Из решения уравнения следует, что после окончания облучения число ядер-продуктов в слое будет равно

$$\Delta N = \frac{q}{\lambda t_{ir}} (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) \frac{\sigma(E(x))}{ze \cos \varphi} n \Delta x. \quad (6)$$

Пусть  $E_\gamma$  – энергия квантов электромагнитного излучения, регистрируемого из распада ядер-продуктов,  $I_\gamma$  – соответствующий квантовый выход (%), а  $\mu = \mu(E_\gamma)$  – коэффициент поглощения этого излучения в веществе мишени. Введем  $g(x) = \exp(-\mu x / \cos \eta)$ , где  $\eta$  – угол, под которым расположен детектор. Подразумевается, что: а) регистрация излучения из распада производится в геометрии, когда детектор направлен на лицевую сторону мишени, подвергавшуюся облучению; б) угол  $\eta$  отсчитывается от нормали к поверхности мишени.

Обозначим через  $t_c$  время между окончанием облучения и началом измерения (время “охлаждения”; обычно его длительность выбирают такой, чтобы в мишени до начала измерений, относящихся к исследуемому продукту реакции, основная масса наработанных совместно с ним короткоживущих нуклидов распалась). Пусть  $t_m$  – время регистрации частиц из распада. Учитывая выражение (6), распад ядер-продуктов во время “охлаждения” и измерения, а также поглощение излучения в веществе мишени, выражение для количества квантов с энергией  $E_\gamma$ , зарегистрированных из распада этих ядер в рассматриваемом слое, можно представить в следующем виде:

$$\Delta N_m = 10^{-2} I_\gamma \varepsilon Q g(x) \frac{\sigma(E(x))}{ze \cos \varphi} n \Delta x, \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  – эффективность (безразмерная величина) регистрации  $\gamma$ -квантов используемым детектором (в общем случае, эффективность зависит от телесного угла детектора и энергии  $E_\gamma$ ), а

$$Q = \frac{q}{\lambda t_{ir}} (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) e^{-\lambda t_c} \lambda \int_0^{t_m} e^{-\lambda t} dt = \frac{q}{\lambda t_{ir}} (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_m}). \quad (8)$$

Фактор  $Q$  с размерностью заряда описывает зависимость количества зарегистрированных  $\gamma$ -квантов от временных параметров. Такая зависимость от данных параметров является обычной для активационных экспериментов (см., например, [2]).

Проинтегрировав (7) по глубине проникновения ионов в мишень, получим следующее выражение для общего количества квантов с энергией  $E_\gamma$ , зарегистрированных из распада ядер-продуктов, наработанных в мишени:

$$N_m = 10^{-2} \frac{I_\gamma \varepsilon}{ze \cos \varphi} n Q \int_0^l \sigma(E(x)) g(x) dx. \quad (9)$$

При измерении тока пучка – в микроамперах, заряда – в микрокулонах, энергии – в мегаэлектронвольтах, пробегов ионов, толщины мишеней и слоев вещества – в мг/см<sup>2</sup>, коэффициентов поглощения  $X$ - и  $\gamma$ -излучения – в см<sup>2</sup>/мг, тормозной способности  $S$  ионов – в МэВ·см<sup>2</sup>/мг; сечений – в микробарнах, времени – в секундах, постоянной распада  $\lambda$  – в с<sup>-1</sup> (все эти величины широко используются в экспериментальной ядерной физике) выражение (9) принимает вид

$$N_m = 0,376 \frac{I_\gamma \varepsilon}{zA \cos \varphi} c Q \int_0^l \sigma(E(x)) g(x) dx, \quad (10)$$

где  $A$  – атомная масса изотопа, на котором производится измерение сечения,  $c$  – содержание (%<sub>мас.</sub>) этого изотопа в веществе мишени. При выводе формулы (10) учтено соотношение  $n=10N_A\rho c/A$  (система СИ), где  $\rho$  – массовая плотность вещества мишени,  $N_A=6,022\cdot 10^{23}$  ат./моль – число Авогадро.

Измеренное полное сечение (микробарн) исследуемой реакции представляет собой результат усреднения по всей толщине мишени:

$$\langle \sigma \rangle = \int_0^l \sigma(E(x))g(x)dx / \int_0^l g(x)dx = 2,66 \frac{ZA \cos \varphi}{I_\gamma \varepsilon c l} \frac{N_m}{Q \langle g \rangle}, \quad (11)$$

где

$$\langle g \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l g(x)dx = \frac{\cos \eta}{\mu l} (1 - e^{-\mu l / \cos \eta}) \quad (12)$$

усредненный по толщине мишени фактор поглощения регистрируемого излучения.

Полученное выражение (11) для определения сечения ядерной реакции по измеренному выходу  $\gamma$ -излучения отличается от обычно используемых выражений наличием величины  $\langle g \rangle$  в знаменателе. Из формулы (12) видно, что если величина  $\mu l / \cos \eta$  не является малой, то фактор  $\langle g \rangle$  может быть существенно меньше единицы. При этом его погрешность будет заметным образом сказываться на погрешности определяемого сечения (11). Очевидно, что погрешность  $\langle g \rangle$  и ее вклад уменьшаются с ростом энергии регистрируемых квантов и стремлением фактора к единице.

Существенное отличие  $\langle g \rangle$  от единицы может иметь место при регистрации  $X$ -излучения из распада ядра-продукта реакции. Такое излучение всегда сопровождает распад через захват одного из электронов нижней оболочки соответствующего атома (ЕС процесс). На рис.1 представлены результаты расчета величины  $\langle g \rangle$  для таких случаев. Низкие значения этого фактора для мишеней с атомным номером  $Z \leq 21$  и реакций на альфа-частицах обусловлены тем, что в этом случае энергии регистрируемых фотонов превышают энергию скачка поглощения в веществе мишени. Расчет показывает, что в диапазоне толщин мишеней 1-2 мг/см<sup>2</sup> для ядер-мишеней с  $Z > 50$  отличие  $\langle g \rangle$  от единицы не превышает 1%. Для мишеней с меньшим атомным номером желательно точно вычислять данный фактор.

В качестве примера реакций с большим выходом  $X$ -излучения при распаде ядра-продукта можно назвать реакции  $^{37}\text{Cl}(p,n)$  и  $^{34}\text{S}(\alpha,n)$ , в которых образуется  $^{37}\text{Ar}$ (35 дней),  $^{45}\text{Sc}(p,n)$ ,  $^{45}\text{Ti}$ (3 часа),  $^{48}\text{Ti}(d,n)$ ,  $^{49}\text{V}$ (330 дней),  $^{66}\text{Zn}(\alpha,2n)$ ,  $^{68}\text{Ge}$ (280 дней),  $^{71}\text{Ga}(d,2n)$ ,  $^{71}\text{Ge}$ (11 дней) и другие.

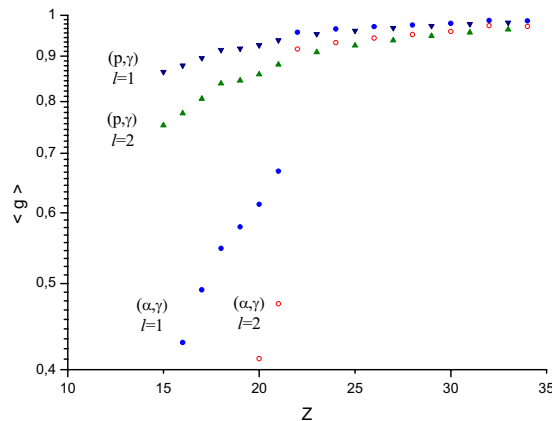


Рис.1. Зависимости фактора  $\langle g \rangle$  (формулы (11-12)) от атомного номера  $Z$  вещества мишеней, используемых при измерении сечений ядерных реакций, для которых ядро-продукт распадается через  $K$ -захват.

Треугольники – результат расчета для реакций, в результате которых атомный номер ядра увеличивается на единицу:  $(p,\gamma)$ ,  $(p,n)$ ,  $(d,\gamma)$ ,  $(d,n)$ ,  $(\alpha,p)$  и др. Кружки – аналогичный расчет для реакций с увеличением атомного номера ядра на 2:  $(\alpha,\gamma)$ ,  $(\alpha,n)$  и др. Расчет выполнен для толщины  $l$  мишеней 1 и 2 мг/см<sup>2</sup> (эти величины характерны при измерении сечений реакций). При расчете предполагалось, что регистрация  $X$ -излучения после активации производится в наиболее оптимальной геометрии, когда нормаль к мишени направлена на детектор ( $\cos \eta = 1$ ).

В некоторых случаях величина  $\langle g \rangle$  может отличаться от единицы и для достаточно мягких  $\gamma$ -квантов, например, если их энергия слегка превышает энергию скачка поглощения в веществе мишени. Поэтому во избежание систематической погрешности измерений всегда необходимо проводить расчет фактора  $\langle g \rangle$  для конкретных условий эксперимента.

Строго говоря, энергия  $E$  ионов, соответствующая измеряемому сечению (11), также должна определяться в результате усреднения по толщине мишени как с учетом торможения ионов в веществе, так и с учетом поглощения частиц из распада:

$$E = \int_0^l E(x)\sigma(E(x))g(x)dx / \int_0^l \sigma(E(x))g(x)dx, \quad (13)$$

где  $E(x)$  вычисляется с помощью уравнения (4) или линейного приближения

$$E(x) \cong E_0 - \frac{S(E_0)x}{\cos \varphi}. \quad (14)$$

На исходном этапе обработки экспериментальных результатов информация о величине сечений отсутствует. Поэтому на этом этапе для вычисления  $E$  можно воспользоваться приближением  $\sigma = const$  в пределах толщины мишени. В данном приближении

$$E \cong \frac{1}{l \langle g \rangle} \int_0^l E(x)g(x)dx. \quad (15)$$

Это выражение, с использованием формул (12,14), принимает вид

$$E \cong E_0 - \frac{S(E_0)\cos \eta}{\mu \cos \varphi} \left( 1 + \frac{\mu l}{(1 - e^{\mu l / \cos \eta}) \cos \eta} \right). \quad (16)$$

В случае, если регистрируемое излучение является жестким и можно пренебречь его поглощением, то формула (16) упрощается:  $E \cong E_0 - S(E_0)l / 2 \cos \varphi$ .

На заключительном этапе обработки, когда зависимость  $\sigma(E)$  в первом приближении определена, и ее можно аналитически аппроксимировать, энергию  $E$  ионов, соответствующую измеренным сечениям, следует уточнить с помощью выражения (13).

#### **УЧЕТ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ВЕЩЕСТВА МИШЕНИ ПРИ РАСЧЕТЕ МАССОВОЙ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ ИОНОВ И МАССОВОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

При обработке экспериментальных данных по сечениям следует иметь в виду еще один метрологический аспект. В общем случае в состав вещества мишени могут входить не только элемент, на одном из изотопов которого производится измерение сечения реакции, но и в значительном количестве другие элементы. Так, для некоторых металлов, обладающих высоким сродством к кислороду, практически невозможно приготовление безкислородных мишеней.

Если вещество мишени состоит из нескольких элементов, то при вычислении тормозной способности  $S$  ионов (см. выражения (4,14,16)) используется известное правило средневзвешенного (правило Брэгга-Климана):

$$S = 10^{-2} \sum_j c_j S_j, \quad (17)$$

где суммирование производится по всем элементам, входящим в состав вещества мишени,  $c_j$  – содержание (%мас.)  $j$ -го элемента в веществе,  $S_j$  (МэВ·см<sup>2</sup>/мг) – табличное значение тормозной способности для этого элемента (оно приводится для естественной распространенности изотопов элемента; см., например, таблицы [3-4]).

Если сечения измеряются на мишенях, обогащенных определенным изотопом, то для этого случая выражение (17) должно быть скорректировано. Пусть  $j=1$  соответствует элементу, на одном из изотопов которого производится измерение сечения реакции, а  $r_k$  – степень обогащения (отн. ед.) по  $k$ -му изотопу данного элемента ( $\sum_k r_k = 1$ ). Если именно на этом изотопе производится измерение сечения, то в

выражении (11)  $c = r_k c_1$ . Пусть для элемента с  $j=1$  естественное содержание  $k$ -го изотопа равно  $r_k^{nat}$  (относительных единиц). Тогда более точной формой выражения (17) будет следующая

$$S = 10^{-2} \left( c_1 S_1 \frac{\sum_k r_k / A_k}{\sum_k r_k^{nat} / A_k} + \sum_{j>1} c_j S_j \right), \quad (18)$$

где суммирование по  $k$  означает суммирование по всем изотопам для элемента с  $j=1$ , а  $A_k$  – атомная масса  $k$ -го изотопа. Соотношение (18) следует из условия, что тормозные способности всех изотопов в пересчете на количество атомов в слое, а не на их общую массу, являются одинаковыми. Как правило, дробь в выражении (18) отличается от единицы не более, чем на несколько процентов, и, следовательно, разница между значениями тормозной способности, полученными по формулам (17) и (18) невелика. Однако при расчетах предпочтительнее использовать формулу (18) во избежание систематической погрешности.

Для корректировки массового коэффициента поглощения ( $\text{см}^2/\text{мг}$ )  $\gamma$ -излучения в изотопно обогащенной мишени также следует использовать выражение, аналогичное (18):

$$\mu = 10^{-2} \left( c_1 \mu_1 \frac{\sum_k r_k / A_k}{\sum_k r_k^{\text{nat}} / A_k} + \sum_{j>1} c_j \mu_j \right), \quad (19)$$

где парциальные коэффициенты поглощения  $\mu_j = \mu_j(E_\gamma)$  можно найти из соответствующих таблиц ([5-6] и др.)

### ВЫВОДЫ

Таким образом, полученные выражения (11-13) позволяют проводить более корректную обработку данных при измерении полных сечений ядерных реакций активационным методом. Выражения учитывают торможение ионов пучка в веществе мишени и поглощение в нем  $\gamma$ -квантов, излучаемых при распаде ядра-продукта. Кроме того, в выражениях (18-19) учтено влияние отличия изотопного состава мишеней от естественного на используемые величины массовой тормозной способности ионов и массовые коэффициенты поглощения  $\gamma$ -излучения в случае применения мишеней, обогащенных определенным изотопом. Все это позволяет свести к минимуму систематические погрешности измерений.

Автор благодарит за полезные замечания своих коллег Мищенко В.М., Гончарова А.В., Утенкова С.Н.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Firestone R.B. Table of Isotopes, 8-th ed.-New York: Wiley, 1996.-14193 с.
2. Иванов И.Н., Николаенко О.К. Активационный анализ по короткоживущим нуклидам. - М.: Энергоатомиздат, 1987.-120 с.
3. Andersen H.H., Ziegler J.F. Hydrogen stopping powers and ranges in all elements.- New York: Pergamonn Press, 1977.-317 p.
4. Ziegler J.F. Helium stopping powers and ranges in all elements. - New York: Pergamonn Press, 1977.-367 p.
5. Viegele W.J. //Atomic Data Tables.-1973.-Vol.5.-P.51-111.
6. Saloman E.B., Hubbell J.H. and Scofield J.H. //Atomic Data and Nuclear Data Tables.-1988.-Vol.38.-N1.-P.1-196.

### PARTICULARITIES OF EXPERIMENTAL DATA TREATMENT AT MEASUREMENT OF NUCLEAR REACTION CROSS SECTIONS BY ACTIVATION TECHNIQUE

V.N. Bondarenko

National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology",  
1, Akademicheskaya st., Kharkov 61108, Ukraine.

An application of the activation method to measurement of total cross sections of nuclear reactions initiated by fast light ions is discussed. Ion stopping and attenuation of  $\gamma$ -ray emission from decaying product nuclei in target material are taken into account at evaluation of cross section from the measured  $\gamma$ -ray emission yield. Effects of departure of the target material isotopic content from natural on mass stopping power and mass coefficient of  $\gamma$ -ray absorption at using of isotope enriched targets are discussed.

**KEY WORDS:** nuclear reactions, total cross sections, activation method, stopping power of ions, gamma-ray absorption.