

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P10-2000-28

И.Адам¹, В.С.Пронских, А.Р.Балабекян²,
В.Г.Калинников, Я.Мразек¹, А.Н.Приемышев, Я.Франа¹

СИСТЕМА ПРОГРАММ И ДОПОЛНЕНИЯ
К МЕТОДУ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Направлено в журнал «Измерительная техника»

¹Институт ядерной физики АН Чехии, Ржеж

²Ереванский государственный университет, Армения

1 Введение

Исследование продуктов реакций расщепления, деления или фрагментации методом наведенной активности связано с определенными трудностями обработки большого количества экспериментального спектрометрического материала. При облучении мишени частицами промежуточных или высоких энергий задействовано множество каналов реакций, и ввиду этого в мишени образуется большое число радиоактивных ядер. Определение сечений образования такого большого количества радиоактивных ядер — довольно трудоемкая задача, и для ее решения необходимо составлять алгоритмы, которые выполняются на компьютерах [1,2]. За последние годы нами накоплен определенный опыт по исследованию поперечных сечений реакций глубокого расщепления и фрагментации, причем в ходе этих исследований удалось использовать также ряд приемов, применяемых нами при обработке данных в области прецизионной ядерной спектроскопии. Совместное использование этих различных методик привело нас как к необходимости усовершенствования методики обработки экспериментальных данных, так и к созданию автоматизированной системы программ, позволяющей существенно увеличить точность и повысить эффективность труда при обработке и способствующей полному решению этой задачи.

2 Измерение и анализ спектров γ -квантов

Спектры γ -лучей получены в эксперименте, выполненном на фазотроне ЛЯП ОИЯИ при облучении мишеней протонами с энергией 660 МэВ. Эти спектры измерялись с помощью двух сверхчистых Ge-детекторов. Первый имеет энергетическое разрешение 1.8 кэВ (при $E_\gamma = 1332$ кэВ) и эффективность 19%, а второй — 1.9 кэВ и 28% соответственно. Измерения проводятся обычно в области энергий от 50 до 3500 кэВ, но для подавления интенсивных рентгеновских лучей и γ -квантов низких энергий применялись фильтры Cu (1 мм), Cd (1 мм) и Pb (от 1 мм до 10 мм). Особенно важ-

ным оказалось использование таких фильтров при исследованиях облученных радиоактивных мишеней ^{129}I , ^{237}Np и ^{241}Am . В данной области энергии γ -кванты регистрировались в 8192-канальные спектры с использованием анализаторов фирмы ORTEC-MASTER 919 или MASTER 921 и быстрым усилителем ORTEC 973. Измерение спектров начиналось через несколько минут после облучения и продолжалось в течение нескольких месяцев с увеличением времени измерения для выявления долгоживущих ядер-остатков. Для набора оптимальной статистики в измерениях расстояние (d) между радиоактивным источником и детектором менялось в диапазоне от 8 см до 1.5 м. Было подобрано минимальное значение d , равное 8 см, чтобы подавить суммирование каскадных переходов. Энергия и площади пиков γ -лучей определяются с помощью программы DEIMOS [3], которая работает в автоматическом или интерактивном режимах (оператор задает приблизительные значения положения максимума линий и границы фона). Фон вычисляется как сумма линейной (или параболической) и ступенчатой функций. Кроме самой площади линии определяется и максимально возможный верхний предел площади линии, которая на данном фоне не может быть обнаружена $S_{\gamma}^{lim}(K_i)$:

$$S_{\gamma}^{lim}(K_i) = \frac{3}{2} \sqrt{N(K_i)} \cdot (FWHM),$$

где $N(K_i)$ — число отсчетов в канале K_i , FWHM — ширина линии на ее полувысоте. Проводилась также энергетическая калибровка по двум или нескольким γ -линиям и вычислялись энергии и их погрешности для всех наблюдаемых γ -квантов. Для получения точных данных перед облучением тщательно измерялись фон и спектр радиоактивного (РА) образца. Когда все γ -спектры обработаны программой DEIMOS, производится «очистка» спектров от фоновых линий (и от линий, присутствующих в РА-мишени перед ее облучением).

Кроме того, в спектрах учитываются пики двойного и одиночного (SEP и DEP) вылетов. Кривые отношений интенсивностей пиков одиночного (или двойного) вылета к пикам полного погло-

шения устанавливаются в отдельных калибровочных измерениях. Эти отношения практически не зависят от расстояния между РА-источником и детектором. На рис.1 показана типичная зависимость таких отношений от энергии γ -квантов. Через экспериментальные точки с помощью программы EFFEKT5 проводится аналитическая кривая вида $I_{\gamma}^{(SEP,DEP)}(E_{\gamma})/I_{\gamma}(E_{\gamma}) = \exp(\sum_{i=0}^4 a_i(\ln(E_{\gamma}))^i)$. Площади SEP- и DEP-пигов рассчитываются исходя из площадей пиков полного поглощения и с использованием указанных кривых по методике, описанной в работе [7]. Такого же вида функция с полиномом 8-й степени использовалась и для описания зависимости абсолютной эффективности регистрации от энергии γ -квантов (см. рис.2).

Вычитание вышеуказанных «балластных» пиков производится программой PUREGAM3 для всех анализируемых спектров. При этом считаем, что два пика в разных спектрах (один в анализируемом спектре (E_{γ}), другой в «балластном» (E'_{γ})) одинаковы, когда для них выполняется энергетическое условие:

$$|E_{\gamma} - E'_{\gamma}| \leq n\sqrt{a^2 + (\Delta E_{\gamma})^2 + (\Delta E'_{\gamma})^2}, \quad (1)$$

a — учитывает нелинейность аппаратуры и обычно принимается $a = 0.15$ кэВ. Значение n , кратность ошибки, принимается равным двум. При вычитании интенсивностей пиков одиночного или двойного вылета, кроме (1), проверяется и следующее неравенство:

$$|E_{\gamma} - E'_{\gamma}| \leq m(FWHM(E_{\gamma})). \quad (2)$$

Коэффициент m в нашем случае был выбран равным 0.75. После такой «очистки» анализируемых спектров, с помощью программы CODAN устанавливается период полураспада каждой линии, а для сложных линий, где присутствуют γ -лучи нескольких ядер, — периоды убывания интенсивности всех компонент. Близкие по энергии линии в серии спектров относим к распаду одного и того же состояния, если для них выполняется равенство (1). В случае наблюдения линии с данной энергией E_{γ} не более чем в 6 спектрах они анализируются с помощью лишь одной кривой распада:

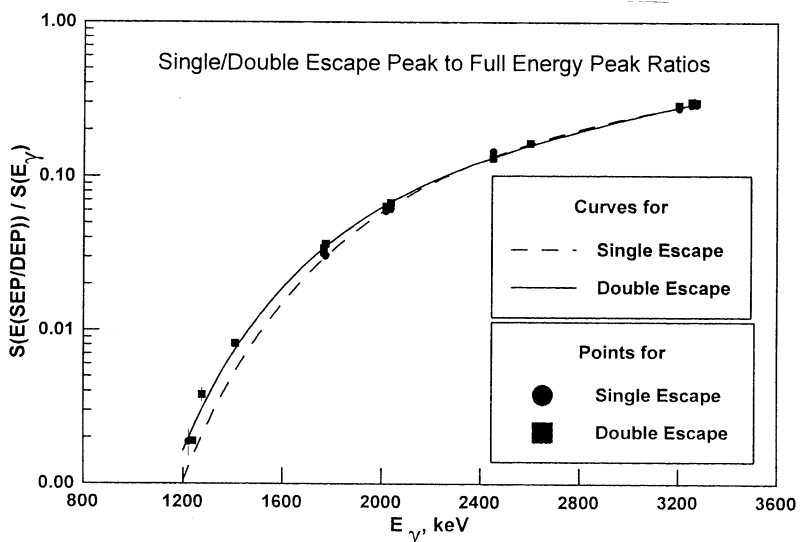


Рисунок 1. Экспериментальная зависимость отношений площадей пиков одиночного (SEP) и двойного (DEP) вылетов к площадям соответствующих пиков полного поглощения (FEP) от энергии FEP в спектре HPGe-детектора

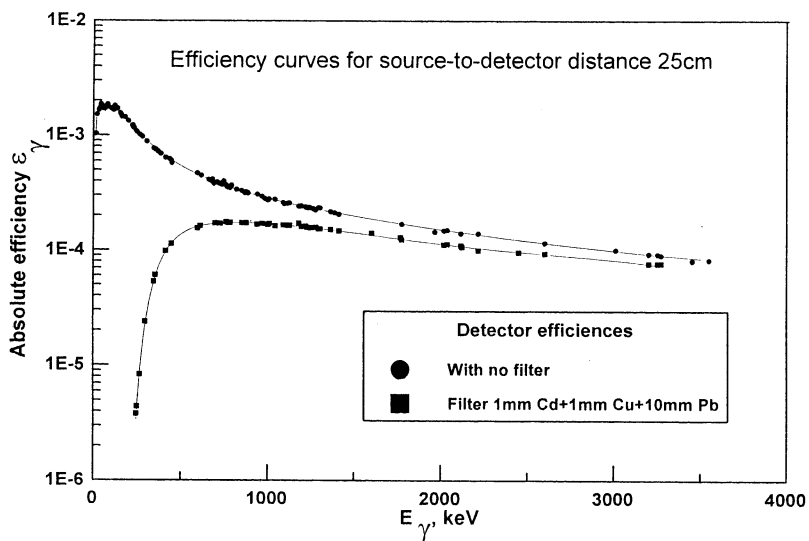


Рисунок 2. Зависимость абсолютной эффективности регистрации γ -квантов HPGe-детектором от энергии γ -квантов

$$S_i(E_\gamma(j)) \frac{\Delta t_{real}(i)}{\Delta t_{live}(i)} = k N_0(E_\gamma(j)) \{e^{-\lambda t(i)} - e^{(-\lambda t(i) + \Delta t_{real}(i))}\}, \quad (3)$$

где $S_i(E_\gamma(j))$ — площадь пика с энергией $E_\gamma(j)$ в i -м измерении, $\Delta t_{real}(i)$ — продолжительность времени i -го измерения, $\Delta t_{live}(i)$ — действительное время регистрации γ -линий спектрометром в i -м измерении, $t(i)$ — абсолютное время от конца облучения до начала i -го измерения, λ — постоянная распада радиоактивных ядер, излучающих после β -распада γ -лучи с энергией $E_\gamma(j)$ ($\lambda = \ln 2/T_{1/2}$), $N_0(E_\gamma(j))$ — число радиоактивных ядер, излучающих $E_\gamma(j)$ после конца облучения, k — коэффициент, учитывающий абсолютную эффективность регистрации γ -квантов с $E_\gamma(j)$ и его интенсивность на распад. Когда обнаружено более 6 линий с одной E_γ в разных спектрах и в случае, когда при определении их периода полураспада $T_{1/2}$ получается значение χ^2 больше нескольких единиц, считаем, что эти линии являются перекрывающимися линиями двух различных ядер, которые могут быть связаны (первый случай) либо не связаны (второй случай) генетически. Кривая распада, проведенная через экспериментальные точки, изображена графически на рисунке 3. В том случае, если γ -линия, наблюдающаяся в нескольких сериях измерений, сложная, то по ее периоду полураспада, установленному при помощи программы CODAN, и энергии можно идентифицировать ее компоненты. Тогда, используя программу ISOMER с фиксированными литературными значениями $T_{1/2}$, методом наименьших квадратов из уравнений типа (19) определяем интенсивности лучей каждого из компонентов в каждой из серий измерений. Выделенные таким способом «чистые» интенсивности используются в дальнейшем так же, как и интенсивности других, одиночных линий для расчета сечений. Программа ISOMER имеет различные режимы работы, позволяющие рассчитывать как интенсивности независимых, так и генетически связанных изотопов, что делает ее достаточно универсальной. Благодаря возможности менять подгоночные параметры и при необходимости фитировать, например, неизвестные периоды полураспада программа

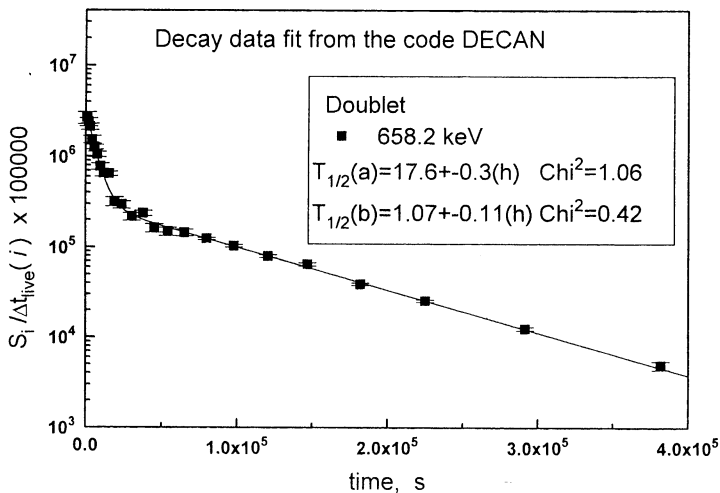


Рисунок 3. Кривая спада интенсивности пика в γ -спектре, содержащего совпадающие по энергии лучи двух распадающихся ядер ^{97}Zr ($T_{1/2} = 16.9$ ч) и ^{97}Nb ($T_{1/2} = 1.2$ ч)

ISOMER может существенно упростить решение таких задач ядерной спектроскопии, как поиск метастабильных состояний.

Используя экспериментально определенные энергии, интенсивности и периоды полураспада отдельных линий, можно с большой надежностью приписать γ -переход с помощью каталога [4] или базы данных [5] к распаду определенного радиоактивного ядра. После идентификации γ -переходов «вручную», для их проверки и систематизации используется программа MIDLIT3. Входными данными для программы MIDLIT3 являются списки энергий и интенсивностей переходов для идентифицированных РА-изотопов, обнаруженных в мишени. Эти данные извлекаются из базы данных JEF [5]. Кроме этого, создается файл со списком E_γ , I_γ и $T_{1/2}$ для одного калибровочного перехода в каждом ядре. Обычно это переход с максимальной интенсивностью, если он не накладывается на аннигиляционный или другой γ -пик. Программа MIDLIT3 вычисляет для всех идентифицированных переходов данного ядра $\frac{A}{Z}X$

коэффициент K с его погрешностями :

$$K = \frac{I_\gamma(lit) \cdot I_\gamma(max.exp)}{I_\gamma(exp) \cdot I_\gamma(max.lit)}, \quad (4)$$

где $I_\gamma(lit)$ и $I_\gamma(max.lit)$ — литературная интенсивность анализируемого перехода и интенсивность перехода, выбранного эталонным для ядра A_ZX соответственно (из базы данных). Параметры $I_\gamma(exp)$ и $I_\gamma(max.exp)$ — экспериментальная интенсивность анализируемого перехода и экспериментальная интенсивность эталонного перехода для распада ядра A_ZX соответственно. В случае правильной идентификации и когда нет наложения нескольких пиков, коэффициент K должен быть в пределе двух погрешностей равен 1. В таблице 1 приведен фрагмент обработки с идентификацией по предложенному нами критерию. Когда γ -переход, указанный в базе данных, не наблюдается в анализируемом спектре, для вычисления коэффициента K вместо $I_\gamma(exp)$ используется значение его верхнего предела $I_\gamma^{lim}(E_\gamma)$, вычисленное при обработке спектра программой DEIMOS (см. выше). Когда переходов с E_γ не наблюдается из-за недостаточной статистики в измеряемом спектре, соответствующий коэффициент K должен быть < 1 . Если $K > 1$, это говорит или о недостоверной идентификации таких линий, и необходимо подбирать другую возможность, или о том, что эталонный пик содержит примеси активности другого ядра-остатка и требуется выбирать другой эталонный пик. После идентификации каждой линии во всех измеренных спектрах, по *всем* этим линиям вычисляются сечения образования ядер-продуктов как для простого распада, так и для генетически связанных распадов. В первом случае решаем дифференциальные уравнения для накопления ядер a во время облучения (5) и последующего их распада (6). Решения этих уравнений удовлетворяют начальному условию $N_a(\tau = 0) = N_a(0) \neq 0$:

$$\frac{dN_a(\tau)}{d\tau} = Q_a - \lambda_a N_a(\tau), \quad (5)$$

$$\frac{dN_a(t)}{dt} = -\lambda_a N_a(t), \quad (6)$$

Q_a — скорость образования ядер типа a , λ_a — постоянная распада ядер a . Решение уравнения (5) имеет вид

$$N_a(\tau) = \frac{Q_a}{\lambda_a}(1 - e^{-\lambda_a\tau}), \quad (7)$$

и число радиоактивных ядер после облучения за время $\tau = \tau_1$ равно $N_a(\tau_1)$. Число ядер через промежуток времени t_2 от конца облучения до начала измерения равно $N_a(t_2) = N_a(t_1)e^{-\lambda_a t_2}$. Тогда в конце измерения за время $t_{3,r}$ число ядер в образце составит $N_a(t_{3,r}) = N_a(t_2)e^{-\lambda_a t_{3,r}}$ и число ядер, распавшихся за время измерения, равно $N_a(t_2) - N_a(t_{3,r})$. $S_\gamma(E_\gamma)$ — число зарегистрированных γ -квантов с энергией E_γ — запишем как :

$$S_\gamma(E_\gamma) = [N_a(t_2) - N_a(t_{3,real})]\varepsilon_\gamma^{abs}(E_\gamma)I_\gamma(E_\gamma)\frac{t_{3,l}}{t_{3,r}}. \quad (8)$$

Сечение реакции σ_a определяется выражением

$$Q_a = \sigma_a N_p N_{targ}, \quad (9)$$

N_p — поток частиц [c^{-1}], падающих на мишень; N_{targ} — число ядер на 1 см^2 поверхности мишени. Оно связано с весом моноизотопной мишени m следующим соотношением :

$$N_{targ} = N_A \cdot m/A \cdot S, \quad (10)$$

где N_A — число Авогадро ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$), A — количество данного вещества в одном моле (в граммах), S [см^2] — площадь мишени. Для мишеней сложного изотопного состава и мишеней, в которых изучаемый изотоп входит в состав химического соединения, необходимо внести соответствующие поправки. Подставляя (7), (9) в уравнение (8), вычисляем сечения по следующей формуле :

$$\sigma_a(E_\gamma(j)) = \frac{S_i(E_\gamma(j))\lambda_a \times \frac{t_{r,i}}{t_{l,i}}}{N_p N_{targ} \varepsilon_\gamma I_\gamma(E_\gamma(j))(1 - e^{-\lambda_a \tau_1})e^{-\lambda_p t_{2,i}}(1 - e^{-\lambda_a t_{r,i}})}, \quad (11)$$

λ_a [c^{-1}] — постоянная распада для ядра a ; $\varepsilon_\gamma(E_\gamma(j))$ — абсолютная эффективность регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma(j)$; $I_\gamma(E_\gamma(j))$ — интенсивность на распад γ -лучей с энергией $E_\gamma(j)$; $\tau_1, t_{2,i}, t_{r,i}, t_{l,i}$ —

— время облучения, задержки, реальное и живое времена измерения соответственно.

Ввиду того что спектрометрический тракт, как правило, имеет определенное «мертвое» время, в течение которого излучение не регистрируется, $S_i(E_\gamma(j))$ оказывается заниженной по сравнению с реальной. Особенно заметным это становится при больших нагрузках, например, при измерении «горячих» радиоактивных мишеней. При выводе формулы (11) этот эффект учитывает множитель $\frac{t_{r,i}}{t_{i,i}}$. Для генетически связанного распада ядер $a \rightarrow b$ уравнение (5) заменяется дифференциальным уравнением :

$$\frac{dN_b(\tau)}{d\tau} = Q_b - \lambda_b N_b(\tau) + \lambda_a N_a(\tau). \quad (12)$$

Решение уравнения (12) для начальных условий $N_a(\tau = 0) = N_b(\tau = 0) = 0$ можно записать в виде

$$N_b(\tau) = \frac{1}{\lambda_b} (Q_b - \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} Q_a) (1 - e^{-\lambda_b \tau}) + \frac{Q_a}{\lambda_b - \lambda_a} (1 - e^{-\lambda_a \tau}). \quad (13)$$

Для распада генетически связанных b ядер после облучения верно дифференциальное уравнение :

$$\frac{dN_b(t)}{dt} = -\lambda_b N_b(t) + \lambda_a N_a(t). \quad (14)$$

При начальных условиях $N_b(t = 0) = N_b(\tau_1) \neq 0$ и $N_a(t = 0) = N_a(\tau_1) \neq 0$ решением уравнения (14) является соотношение

$$N_b(t) = \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} N_a(\tau_1) e^{-\lambda_a t} + [N_b(\tau_1) - \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} N_a(\tau_1)] e^{-\lambda_b t}. \quad (15)$$

Число b радиоактивных ядер после задержки t_2 (время от конца облучения до начала измерения) определяется (15) при $t = t_2$, а число ядер b после измерения за время $t_{3,r}$ задается выражением

$$N_b(t_{3,r}) = \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} N_a(t_2) e^{-\lambda_a t_{3,r}} + [N_b(t_2) - \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} N_a(t_2)] e^{-\lambda_b t_{3,r}}. \quad (16)$$

Изменение числа b ядер за время измерения $t_{3,r}$ будет составлять $N_b(t_2) - N_b(t_{3,r})$, и оно складывается из числа распавшихся ядер b

и ядер b , образовавшихся при распаде ядер a . Число распавшихся ядер b за время $t_{3,r}$ равно

$$N_b(t_2) - N_b(t_{3,r}) + N_a(t_2) - N_a(t_{3,r}) = \frac{\lambda_b}{\lambda_b - \lambda_a} \frac{Q_a}{\lambda_a} (1 - e^{-\lambda_a t_1}) \times \\ \times e^{-\lambda_a t_2} (1 - e^{-\lambda_a t_{3,r}}) + \frac{1}{\lambda_b} (Q_b - \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} Q_a) \times \\ \times (1 - e^{-\lambda_b t_1}) e^{-\lambda_b t_2} (1 - e^{-\lambda_b t_{3,r}}). \quad (17)$$

Число зарегистрированных γ -квантов, соответствующих распаду ядер b , в i -м измерении равно

$$S_\gamma(E_{\gamma,i}) = [N_b(t_2(i)) - N_b(t_{3,r}(i))] + N_a(t_2(i)) - N_a(t_{3,r}(i))] \times \\ \times \varepsilon_\gamma^{abs}(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma(b)) \frac{t_{3,l}(i)}{t_{3,r}(i)}. \quad (18)$$

Подставляя формулу (17) и (13) в (18), получим соотношение между сечениями дочернего продукта σ_b и материнского ядра-продукта σ_a (см. [6]).

Соотношение (18) можно записать в виде

$$S_\gamma(E_{\gamma,i}) = \{Ae^{-\lambda_a t_2(i)} (1 - e^{-\lambda_a t_{3,r}(i)}) + \\ + Be^{-\lambda_b t_2(i)} (1 - e^{-\lambda_b t_{3,r}(i)})\} \frac{t_{3,l}(i)}{t_{3,r}(i)}. \quad (19)$$

Вычисляя коэффициенты A и B методом наименьших квадратов из нескольких измерений $i = 1, 2, \dots$, определяем независимые сечения для генетически связанных ядер-продуктов :

$$\sigma_a = \frac{\lambda_a(\lambda_b - \lambda_a)}{K_b \lambda_b (1 - e^{-\lambda_a t_1})} \times A, \quad (20)$$

$$\sigma_b = \frac{\lambda_b}{K_b (1 - e^{-\lambda_b t_1})} \times B + \frac{\lambda_a^2}{K_b \lambda_b (1 - e^{-\lambda_a t_1})} \times A, \quad (21)$$

где

$$K_b = N_p N_{targ} \varepsilon_\gamma^{abs}(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma, b). \quad (22)$$

Если заменить коэффициенты A на A' и B на B' , то уравнение (19) верно и для несвязанного распада ядер a, b . Возможны 2 варианта

несвязанного распада : первый имеет место, когда уровни дочернего ядра c , разряжающиеся γ -квантами с данной энергией E_γ , возбуждаются как в β^+/EC -распаде ядер a , так и в β^- -распаде ядер b , например, ${}_{21}^{48}\text{Sc} \xrightarrow{\beta^-} {}_{22}^{48}\text{Ti} \xleftarrow{\beta^+/EC} {}_{23}^{48}\text{V}$. Второй вариант несвязанного распада — когда в распадах различных ядер $a \rightarrow b$ и $c \rightarrow d$ случайно выполняется условие $E_\gamma(b) \cong E_\gamma(d)$. В обоих случаях сечения образования ядер продуктов вычисляются как :

$$\sigma_a = \frac{\lambda_a}{K_a(1 - e^{-\lambda_a t_1})} \times A', \quad (23)$$

$$\sigma_b = \frac{\lambda_b}{K_b(1 - e^{-\lambda_b t_1})} \times B'. \quad (24)$$

Когда период распада материнского ядра много меньше времени задержки измерения образца, т.е. $(T_{1/2})_p \ll t_2$, сечение σ_a измерить не удастся. Тогда для дочернего нуклида определяется кумулятивный выход - $\sigma_{b, \text{кум}}$.

Когда по предложенной методике определены сечения образования каждого из ядер-остатков по нескольким линиям, полученные значения можно усреднить. Полученные таким образом сечения обладают двумя преимуществами : во-первых, погрешность таких сечений существенно меньше, чем при использовании только одной линии (что статистически обусловлено); во-вторых, одинаковые (в пределах погрешности) сечения образования одного и того же ядра-остатка, определенные по разным его γ -линиям, служат дополнительным подтверждением правильности идентификации данного ядра. Для этого сначала программой SIGMASOR сечения, рассчитанные для всех серий измерений, сортируются по продуктам реакции, затем — по энергиям γ -квантов и для γ -лучей с энергиями, неразличимыми в пределах погрешности, по порядковым номерам измерений. При сортировке по энергиям реализовано условие (1) в двух вариантах :

$$1. E_\gamma \equiv E_1, \quad E'_\gamma \equiv E_i;$$

$$2. E_\gamma \equiv E_i, \quad E'_\gamma \equiv E_{i+1}$$

(второй способ более удобен). После такой сортировки с помо-

щью программы OUTPUSOR для каждого набора данных (для всех образовавшихся нуклидов) по всем сериям измерений определяется средневзвешенное значение сечения и его погрешности — статистическая (*internal*) и из разброса (*external*). В таблице 2 на странице 21 приводится пример обработки программой OUTPUSOR с сечениями образования нескольких ядер-остатков в мишени ^{241}Am в эксперименте, описанном на странице 2. Для сравнения важно иметь в виду, что погрешности в сечениях, приводимые в работах по ядерным реакциям, как правило, не лучше $10\div 15\%$.

Приложение

А Описание программ и наборов данных

Для обработки экспериментальных данных был разработан пакет, состоящий из следующих программ: ENGCOR5, PUREGAM3, EFFCOR5, CODAN, ISOMER, MIDLIT3, TRANSCS, SIGMASOR, OUTPUSOR. Порядок применения этих программ следующий (см. также схему на рис. 4).

1. Первой используется программа ENGCOR5, которая рассчитывает точные значения энергий γ -квантов и вместе с остальными данными выводит их в файл типа N1.
2. Затем с помощью программы PUREGAM3 данные «очищаются» от : фоновых линий; линий, присутствовавших в спектре мишени перед облучением; пиков одиночного и двойного вылета. Результат выводится в виде N2.
3. Программа EFFCOR5 вычисляет абсолютные интенсивности γ -квантов и выводит их в виде N3.
4. Программа CODAN определяет периоды полураспада γ -линий, присутствующих в спектрах. На основе этой идентификации составляются входные данные J2 и J3 для программы MIDLIT3. Для сложных линий может выводиться дополнительный файл типа T3 для программы ISOMER.

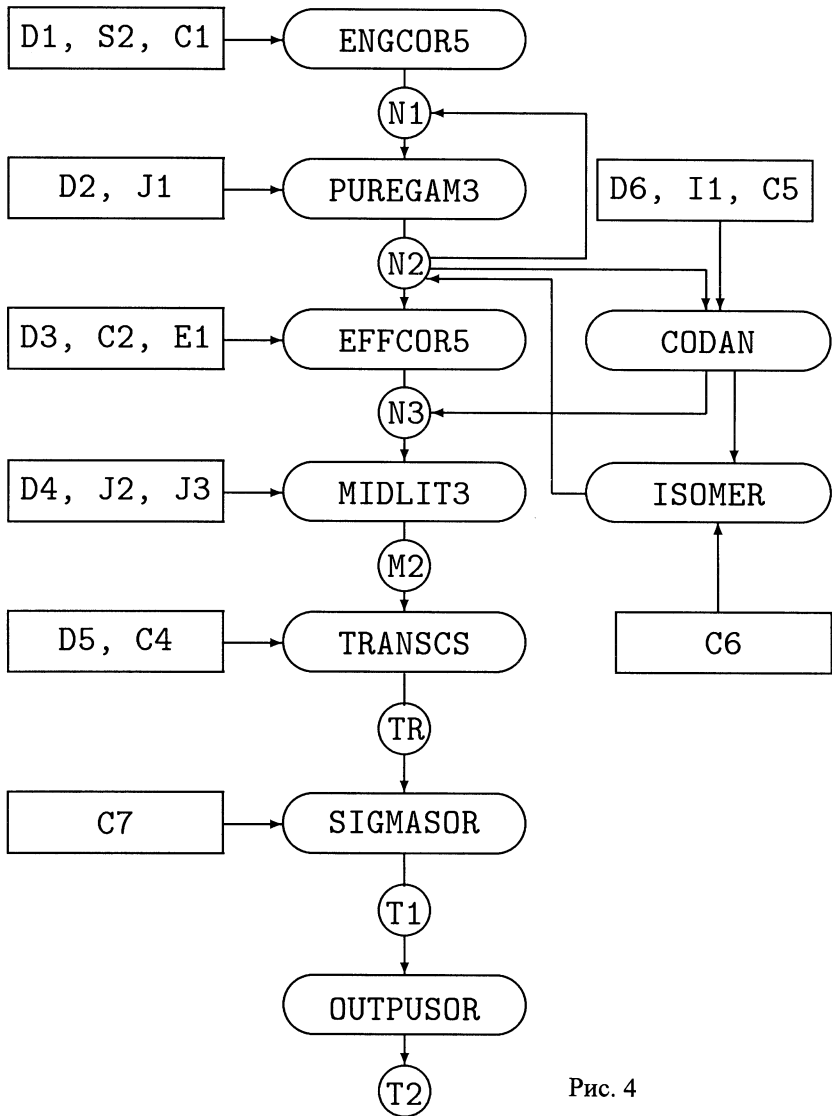


Рис. 4

5. Программа MIDLIT3 идентифицирует изотопы, линии которых обнаружены в спектрах, рассчитывает для них константу K и выводит в формате M1.
6. Программа TRANSCS рассчитывает сечения образования изотопов, обнаруженных в спектрах мишени, и выводит окончательный результат в виде TR.
7. Программа ISOMER рассчитывает для сложных линий, содержащих лучи двух изотопов, вклад каждой компоненты во всех сериях измерений, где обнаруживается данная линия. Полученные данные затем можно использовать для расчета сечений, составив из них файл типа N2 для программы EFFCOR5.
8. Программа SIGMASOR читает файлы типа C5 и TR для всех серий измерений, сортирует их содержимое по нуклидам, энергиям γ -лучей и порядковым номерам измерения и результат записывает в файл `output.txt`
9. Программа OUTPUSOR усредняет сечения для каждого нуклида по всем измерениям, рассчитывает их погрешности и выводит результат в файл `outavg.txt`

В Диалог с программами

Все наборы входных данных, начинающиеся с буквы D, представляют собой диалог с программами и могут вводиться как в интерактивном режиме, так и из файлов, куда они могут быть предварительно записаны для упрощения использования программ.

D1 — диалог с программой ENGCOR5. В этом наборе последовательно вводятся :

1. Имя файла с набором для энергетической калибровки типа C1.
2. Степень полинома для зависимости энергии от номера канала. Обычно эта степень равна 2.
3. Имя файла с результатом обработки спектра γ -лучей в формате выдачи из программы DEIMOS типа S2.

4. Коэффициент для нормировки площадей γ -линий в S2.
5. Имя для выходного файла из программы ENGCOR5 типа N1.

D2 — диалог с программой PUREGAM3. Содержимое набора :

1. Имя файла из программы ENGCOR5 или предыдущего запуска программы PUREGAM3 типа N1.
2. Имя файла с энергиями и площадями фоновых, примесных γ -линий или SEP- и DEP- пиков для вычитания в формате типа J1.
3. Коэффициент для нормировки площадей γ -линий в J1.
4. Коэффициент чувствительности для поиска совпадающих γ -линий. Обычно принимается равным 0.75.
5. Имя для выходного файла типа N2.
6. Число пределов по чувствительности регистрации γ -линий, которое должна превышать площадь линий после вычитания фона или примеси, чтобы они выводились в выходной файл. Обычно принимается равным 1.
7. Имя для дополнительного выходного файла с комментариями и информацией о процентном содержании обнаруженных примесей.

D3 — диалог с программой EFFCOR5. Содержимое набора :

1. Ковариационная матрица ошибок из фита кривой абсолютной эффективности детектора (из программы EFFEKT5).
2. Коэффициенты логарифмического полинома абсолютной эффективности детектора в формате C2.
3. Коэффициент для нормировки абсолютных интенсивностей γ -лучей.
4. Имя файла типа N2 из программы PUREGAM3.
5. Имя для выходного файла типа N3.

D4 — диалог с программой MIDLIT3. Содержимое набора :

1. Имя файла типа N3 из программы EFFCOR5.
2. Имя файла типа J2 с литературными данными об интенсивностях γ -линий из базы ядерных данных JEF.
3. Имя файла типа J3 с линиями максимальной интенсивности по одной для каждого нуклида из J2.
4. Имя для файла типа M1 с результатом идентификации.
5. Имя для файла типа M2 с полной информацией об идентифицированных линиях в фиксированном формате.

D5 — диалог с программой TRANSCS. Содержимое набора :

1. Имя входного файла типа M2 из программы MIDLIT3.
2. Имя для выходного файла типа TR с окончательной информацией о сечениях образования идентифицированных продуктов реакций.
3. Имя входного файла типа C4 с данными об условиях облучения и измерения.
4. Систематическая ошибка в определении сечений, выраженная в % от их величины.

D6 — диалог с программой CODAN. Содержимое набора :

1. Имя инициализационного файла типа I1 с информацией для программы CODAN.
2. Имя файла типа C5 с данными о спектрах.

Оба имени файлов задаются в командной строке при запуске программы CODAN.

D7 — диалог с программой SIGMASOR. Содержимое набора :

1. Коэффициент для расчета по формуле (1).
2. Способ сортировки : 1 — последовательный, 2 — по возрастанию энергий.

С Форматы данных

- C1 — файл с энергетической калибровкой. В первой строке — число калибровочных точек. В последующих строках четверки чисел в свободном формате : $N, \Delta N, E_\gamma, \Delta E_\gamma$.
- C2 — файл с калибровкой детектора по эффективности регистрации γ -лучей в пиках полного поглощения (FEP) или одиночного или двойного вылета (SEP и DEP). В первой строке — число коэффициентов полинома и число калибровочных изотопов, в последующих — пары чисел $a_i, \delta a_i$. Для эффективностей SEP и DEP такой набор данных задается в одном файле дважды — сначала для SEP, затем для DEP.
- C4 — файл с данными об условиях облучения и измерения. В первой строке — число ядер в облучаемой мишени и его погрешность. Во второй — общее число протонов, прошедшее через мишень и его погрешность. В третьей — время облучения мишени, время задержки перед измерением и время измерения образца.
- C5 — файл, где перечислены имена спектров, время запуска каждого из измерений, их живое и реальное время. Он может быть получен при помощи вспомогательной программы CHN-HDR.
- C6 — файл в формате, приведенном в таблице 3.
- C7 — файл `header.txt` со списком файлов типа TR. Может быть получен по команде `dir`.
- J1 — файл с энергиями и площадями пиков фона или примесей. Первые четыре строки — комментарий, затем — по четыре числа в строке — $E_\gamma, \Delta E_\gamma, S_\gamma, \Delta S_\gamma$.
- J2 — файл с энергиями и литературными интенсивностями γ -линий и периодами полураспада радиоактивных изотопов. J2 создается из данных JEF при помощи программы SHAPKAV.

- J3 — файл в формате J2, содержащий для каждого изотопа по одной эталонной линии максимальной интенсивности. Создается из J2 при помощи программы SCHV.
- E1 — файл с ковариационной матрицей из программы EFFЕКТ5. В первой строке — два числа, как в C2, а затем построчно перечислены все элементы матрицы.
- I1 — инициализационный файл программы CODAN. Содержит настроечную информацию для работы программы с подробными комментариями.
- M2 — файл содержит для идентифицированных линий информацию из N3 и JEF, дополненную данными об идентификации. Первые 5 строк в файле — комментарий, затем для каждой линии : E_γ , ΔE_γ , I_γ , ΔI_γ , I_{lit} , ΔI_{lit} , K , ΔK , ID , $T_{1/2}$.
- N1 — выходной файл из программы ENGCOR5. Содержит данные в виде N_γ , N_{ch} , E_γ , ΔE_γ , S_γ , ΔS_γ , FWHM, S_{lim} .
- N2 — выходной файл из программы PUREGAM3. Формат записи данных, как в N1.
- N3 — выходной файл из программы EFFCOR5. Формат данных соответствует N1. В позициях S_γ , ΔS_γ и S_{lim} размещены I_γ , ΔI_γ и I_{lim} .
- S2 — файл с обработкой спектра γ -лучей программой DEIMOS в формате, получаемом программой DMS2SPD3. Содержит для каждой обработанной γ -линии информацию в виде N_γ , N_{ch} , ΔN_{ch} , S_γ , ΔS_γ , E_γ , FWHM, N_{left} , N_{right} , n_{it} , χ^2 , S_{lim} .
- TR — выходной файл из программы TRANSCS. Данные записаны в виде №, E_γ , ΔE_γ , σ , $\Delta\sigma$, ID .
- T1, T2 — выходные файлы программ SIGMASOR и OUTPUSOR (пример см. в табл. 2). Различаются наличием колонки SIGMA EXT.

Использованы следующие обозначения : $N_{\text{б}}$ — номер γ -линии в списке, N_{ch} — номер канала, где расположен максимум γ -пика, ΔN_{ch} — погрешность номера канала, S_{γ} — площадь γ -пика, ΔS_{γ} — погрешность площади, E_{γ} — энергия γ -линии, ΔE_{γ} — погрешность энергии, N_{left} — левая граница обработанного участка спектра, N_{right} — правая граница участка, n_{it} — число итераций, χ^2 — критерий согласия, S_{lim} — предел чувствительности регистрации γ -квантов на участке спектра, FWHM — ширина γ -пика на половине его высоты, I_{γ} — экспериментальная интенсивность γ -квантов, ΔI_{γ} — погрешность интенсивности, I_{lit} — литературная интенсивность γ -квантов, ΔI_{lit} — погрешность литературной интенсивности, K — константа, равная 1 для всех линий одного и того же изотопа, ΔK — погрешность этой константы, σ — поперечное сечение образования данного изотопа, $\Delta\sigma$ — погрешность сечения, ID — идентификатор данного изотопа, $T_{1/2}$ — период полураспада материнского ядра, a_i — коэффициент логарифмического полинома i -й степени, δa_i — относительная погрешность этого коэффициента.

Таблица 1. Идентификация нуклидов программой MIDLIT3

*****MIDLIT3*****								
N	Eg	dEg	Ig	dIg	K	dK	ID	T1/2

1	86.360	0.030	5.970E+07	0	0.062		< 136Cs(G)	13.160 d
2	153.246	0.004	5.970E+07	0	0.069		< 136Cs(G)	13.160 d
3	176.602	0.004	5.970E+07	0	0.120		< 136Cs(G)	13.160 d
4	273.646	0.008	5.970E+07	0	0.133		< 136Cs(G)	13.160 d
5	328.768	0.012	5.970E+07	0	0.347		< 140La(G)	1.6800 d
6	340.547	0.008	5.970E+07	0	0.506		< 136Cs(G)	13.160 d
7	487.029	0.019	5.970E+07	0	0.767		< 140La(G)	1.6800 d
8	815.780	0.030	2.568E+07	0	0.919		< 140La(G)	1.6800 d
9	818.475	0.078	7.139E+07	8.332E+06	1.000	0.117	136Cs(G)	13.160 d
10	867.840	0.040	2.507E+07	0	0.223		< 140La(G)	1.6800 d
11	881.428	0.098	7.654E+07	8.352E+06	1.000	0.113	84Rb(G)	32.800 d
12	897.925	0.113	5.386E+07	6.914E+06	1.000	0.128	88Y(G)	106.60 d
13	925.190	0.040	2.484E+07	0	0.283		< 140La(G)	1.6800 d
14	1235.360	0.023	2.568E+07	0	0.559		< 136Cs(G)	13.160 d
15	1274.535	0.021	3.694E+09	6.887E+07	1.000	0.019	22Na(G)	2.6000 y
16	1596.285	0.096	9.521E+07	5.783E+06	1.000	0.061	140La(G)	1.6800 d

Таблица 2. Результат усреднения сечений по программе OUTPUSOR

19	527.394	0.206	2.329E-26	5.675E-27	2.339E-26	5.698E-27	115Cd(G)	25
21	527.944	0.122	2.392E-26	3.577E-27	2.413E-26	3.608E-27	115Cd(G)	25
22	527.897	0.074	1.990E-26	2.478E-27	2.032E-26	2.530E-27	115Cd(G)	25
23	527.941	0.070	1.659E-26	2.041E-27	1.690E-26	2.080E-27	115Cd(G)	25
24	527.810	0.040	1.653E-26	1.698E-27	1.710E-26	1.757E-27	115Cd(G)	25
25	527.847	0.053	1.944E-26	2.064E-27	2.008E-26	2.131E-27	115Cd(G)	25
26	528.083	0.078	1.659E-26	2.258E-27	1.831E-26	2.492E-27	115Cd(G)	25
#----	WEIGHTED AVG=		1.81159E-0026			1.88012E-0026		
#----	SIGMA INT =			8.80511E-0028			9.12811E-0028	
#----	SIGMA EXT =			9.00965E-0028			8.62934E-0028	
#-----								
1	1293.798	0.085	1.356E-26	1.589E-27	1.363E-26	1.597E-27	116In(M)	27
2	1293.614	0.084	1.838E-26	1.511E-27	1.846E-26	1.518E-27	116In(M)	27
3	1293.583	0.066	1.666E-26	1.178E-27	1.683E-26	1.190E-27	116In(M)	27
4	1293.644	0.057	1.629E-26	1.057E-27	1.644E-26	1.067E-27	116In(M)	27
5	1293.709	0.049	1.748E-26	1.024E-27	1.800E-26	1.055E-27	116In(M)	27
6	1293.593	0.056	1.647E-26	1.063E-27	1.706E-26	1.101E-27	116In(M)	27
7	1293.572	0.060	1.709E-26	1.152E-27	1.770E-26	1.193E-27	116In(M)	27
8	1293.748	0.078	1.870E-26	1.524E-27	1.933E-26	1.576E-27	116In(M)	27
9	1293.684	0.062	1.984E-26	1.355E-27	2.062E-26	1.408E-27	116In(M)	27
10	1293.702	0.119	1.866E-26	2.138E-27	1.966E-26	2.253E-27	116In(M)	27
#----	WEIGHTED AVG=		1.71700E-0026			1.75771E-0026		
#----	SIGMA INT =			4.00452E-0028			4.10283E-0028	
#----	SIGMA EXT =			4.73628E-0028			5.31982E-0028	
#-----								
1	1229.506	0.124	4.427E-26	8.530E-27	4.431E-26	8.538E-27	118Sb(M)	34
2	1229.596	0.149	3.486E-26	5.107E-27	3.488E-26	5.111E-27	118Sb(M)	34
5	1229.907	0.136	7.930E-27	1.024E-27	7.974E-27	1.030E-27	118Sb(M)	34
6	1229.578	0.128	9.029E-27	1.058E-27	9.089E-27	1.065E-27	118Sb(M)	34
7	1229.683	0.160	8.898E-27	1.358E-27	8.957E-27	1.367E-27	118Sb(M)	34
10	1229.650	0.110	6.213E-27	1.015E-27	6.278E-27	1.026E-27	118Sb(M)	34
12	1229.715	0.175	7.278E-27	1.179E-27	7.378E-27	1.196E-27	118Sb(M)	34
13	1229.544	0.219	5.633E-27	1.141E-27	5.729E-27	1.161E-27	118Sb(M)	34
18	1229.463	0.173	5.708E-27	9.027E-28	5.970E-27	9.442E-28	118Sb(M)	34
#----	WEIGHTED AVG=		7.34434E-0027			7.48385E-0027		
#----	SIGMA INT =			4.04003E-0028			4.10858E-0028	
#----	SIGMA EXT =			1.09455E-0027			1.09899E-0027	
#-----								

Таблица 3. Пример входного файла программы ISOMER

```

PARAMETERS
  1  ' X(1)'      1.0      0.1      0      100
  2  ' X(2)'      1.0      0.1      0      100
  3  ' X(3)'    1.561E-4    1.6E-6
  4  ' X(4)'    1.146E-5    1.6E-7

1  <- mode (0=simple, 1=genetic)
8  <- число спектров, где обнаружена линия
18 19131 588 15387 18000 68511 <- NSP S dS Tl Tr Td
19 16249 602 15707 18000 86587
20 15556 583 19567 25200 105615
21 13115 524 20326 25200 131972
22 12243 398 31500 43200 157997
23 8248 280 32476 43200 201278
24 8324 397 66564 86400 246009
25 3324 364 67611 86400 336367
536.25 <- E(gamma)
PRINT -1
FIX 3
FIX 4
MINI
EXIT

```

ЛИТЕРАТУРА

1. D.V.Morrissey, D.Lee, R.J.Otto, G.T.Seaborg
Nuclear Instruments and Methods **158** (1979), 499-514.
2. V.S.Kondrashov, Z.D.Moroz et al.
NIM in Phys. Research, **A328** (1993), 542-546.
3. J. Frána
Acta Polytechnica, **38** (1998), №3, 127.
4. N.Reus, W.Westmeier
Atomic Data and Nuclear Data Tables, **29** (1983), 1-192.
5. JEF-2.2, Evaluated Data Library, O.E.C.D./NEA, Data Bank.
6. Е.А.Скакун, В.Г.Батий и др.
Изв. АН СССР (сер.физ.), **т.49** (1985), с.2252.
7. И.Б.Адам, И.И.Адам, М.Гонусек, В.Г.Калинников,
В.С.Пронских. Тезисы докладов 48 Совещания по ядерной
спектроскопии и структуре атомного ядра. С.-П., 1998, стр.318.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 февраля 2000 года.

Адам И. и др.

P10-2000-28

Система программ и дополнения к методу активационного анализа для определения сечений ядерных реакций

В данной работе предложен пакет программ для автоматизированного определения сечений реакций расщепления, деления или фрагментации методом активационного анализа. Сделан ряд дополнений к самому методу, в частности, учтен вклад пиков одиночного и двойного вылетов в площади γ -линий ядер-остатков, влияние «мертвого времени» измерительного тракта на получаемые сечения, а также предложен способ полной идентификации всех линий каждого из обнаруженных ядер на основе внутреннего отношения интенсивностей с использованием базы данных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Adam J. et al.

P10-2000-28

Program Package and Supplements to Activation Analysis for Calculations of Nuclear Reaction Cross-Sections

A program package for automatized calculations of spallation, fission and fragmentation reactions cross-sections by means of activation analysis has been created. Several complements to the method have been made, the role of single and double escape peaks contributions to γ -lines of the residual nuclei and also dependence of the cross-sections on the spectrometer deadtime have been taken into account. A way for complete identification of all the γ -lines of nucleus produced has been proposed based on an internal intensity ratio using a nuclear data base.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 13.03.2000
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,05
Тираж 310. Заказ 51897. Цена 1 р. 26 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области