

P7-2008-189

Ю. С. Цыганов

УРАВНЕНИЕ ШМИДТА:
ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПО «ГИБКОМУ» ПУТИ

Уравнение Шмидта: интегрирование по «гибкому» пути

Классический метод, предложенный К.-Х. Шмидтом для определения ожидаемой величины случайных корреляций, предполагает наличие некоторых априорных знаний о типе многозвенного события для выделения его из стохастического потока сигналов-имитаторов. При этом характерными являются сценарии с упорядочением и частичным упорядочением (регистрируемый сигнал ядра отдачи — первый элемент цепочки).

В данной работе рассмотрен случай, когда элементы порядка наблюдаются в произвольном месте многозвенного события. Интегрирование уравнения Шмидта проводится именно для «гибкого» сценария. Рассмотрены вопросы формирования энергетических интервалов для оценок величин вероятностей случайных совпадений. Приведены оценки амплитуд сигнала спонтанного деления для $p-i-n$ диода в случае, когда энергетическая шкала рассматривается относительно пиков среднего легкого и тяжелого осколков источника ^{252}Cf .

Кратко приведено описание детектирующей системы дубненского газонаполненного сепаратора ядер отдачи, что делает для читателя более понятным сам процесс формирования многозвенного события распада ядер сверхтяжелых элементов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Schmidt Equation: «Flexible» Path Integration

A classic method proposed by K.-H. Schmidt for determining an expected probability of random correlations assumes some a priori knowledge on the type of the multiple-link event to single it out of the stochastic stream of the imitator signals. Here, typical are scenarios with fixed order or partially free order (taking the signal from recoil nucleus as the first element of the chain).

The present work considers the case when the elements of order are observed in an arbitrary location of the multiple-link event. Schmidt's equation is integrated just for the «flexible» scenario. The problem of organizing energy intervals for evaluating the probability of random correlations is also considered. Given are evaluations of the amplitudes of signals from spontaneous fission in $p-i-n$ diode in the case that the energy scale is calibrated with the peaks of average light and heavy fission fragments of the ^{252}Cf source.

Description of the detecting system of the Dubna gas-filled recoil separator is given in brief, which makes the process of the formation of multiple-link events in the decay of superheavy elements more understandable to the reader.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

ВВЕДЕНИЕ

Успехи, достигнутые в последние годы в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов (СТЭ) и изучению их физических и химических свойств [1–3], не в последнюю очередь обусловлены применением высокочувствительных систем детектирования, способных надежно выделять коррелированные события альфа-распада и спонтанного деления исследуемых ядер. Однако при всех возможностях систем детектирования значимый вклад в общий успех эксперимента вносят теоретические подходы, направленные на оценку вероятности того, что многозвенное событие, зарегистрированное детектирующей системой и приписываемое распаду ядра СТЭ, не обусловлено рядом случайных причин и, соответственно, не представляет последовательность случайных сигналов-имитаторов. Отметим, что в работе [4] рассмотрен метод вероятностных оценок при наличии ряда априорных предположений о характере исследуемого объекта. Одним из ключевых моментов метода расчета является мера известности априорных свойств распада. В зависимости от этого авторы [4] и предлагают два сценария расчета, а именно: с известным порядком следования альфа-распада и с частичным упорядочением при наличии «стартера» — зарегистрированного сигнала ядра отдачи (ER).

В данной работе используются модели и выводы работы [4] и некоторая модификация метода, предполагающая чуть более общую и гибкую трактовку.

В более ранних работах автора похожие проблемы решаются в рамках альтернативного подхода [5, 6], в котором не учитывается априорная информация о характере типа распада [7, 8]. Краткое описание системы детектирования ГНС предшествует описанию метода.

1. ДЕТЕКТИРУЮЩАЯ СИСТЕМА ДУБНЕНСКОГО ГАЗОНАПОЛНЕННОГО СЕПАРАТОРА ЯДЕР ОТДАЧИ

Специализированный спектрометрический комплекс был разработан для проведения длительных экспериментов по получению новых сверхтяжелых ядер, а также ряда других ядерных реакций, как сопутствующих приведенным выше целям, так и представляющих отдельный интерес [9–11]. На рис. 1

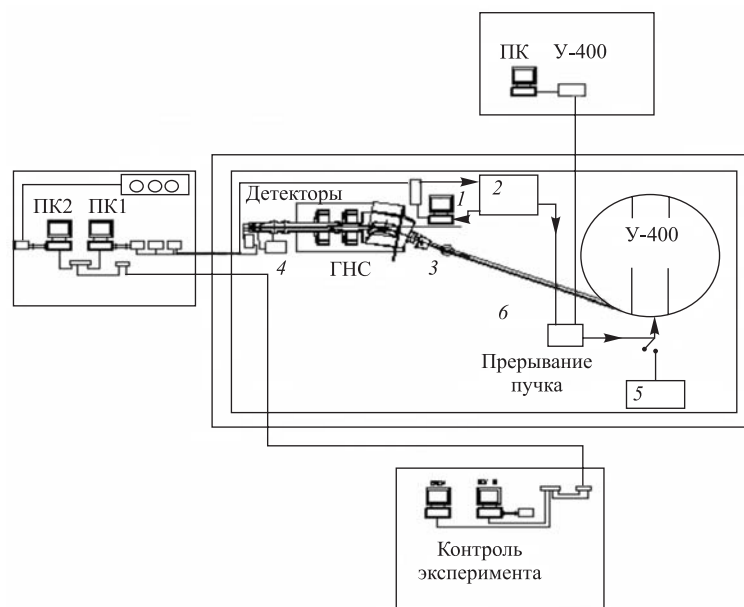


Рис. 1. Блок-схема спектрометрического комплекса газонаполненного сепаратора ЛЯР им. Г. Н. Флерова (не в масштабе): 1 — ПК-4; 2 — система контроля параметров ГНС; 3 — датчик контроля вакуума циклотрона; 4 — блок защиты тонких окон от несанкционированных ситуаций; 5 — ЭЦР-источник; 6 — исполнительный элемент (электростатическое отклонение пучка)

показана блок-схема спектрометрического комплекса газонаполненного сепаратора, а на рис. 2 а, б показаны как схема, так и внешний вид модуля детектирования. Функционально он состоит из системы детектирования и визуализации, системы контроля параметров сепаратора, системы контроля параметров детектирующего модуля, включая параметры, связанные с пучком циклотрона. Основой модуля детектирования являются позиционно-чувствительный PIPS*-детектор, изготовленный фирмой CANBERRA Semiconductor NV по специальному заказу, и газовый времяпролетный модуль низкого давления. PIPS-детектор состоит из 12 позиционно-чувствительных резистивных полосок (стрипов), которые позволяют получать информацию не только об энергии частицы, но также о позиции (номер стрипа — горизонталь, резистивное деление заряда — вертикаль).

*Passivated Implanted Planar Silicon.

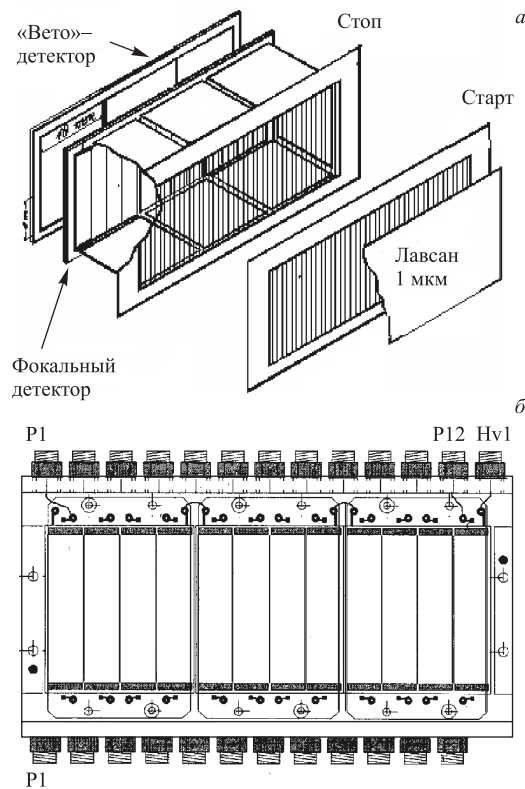


Рис. 2. а) Детектирующий модуль ГНС: фокальный детектор — 12 полосок; «вето»-детектор; боковые детекторы — 8 кристаллов; камеры «старт» и «стоп» газового времяпролетного детектора. Входное лавсановое окно 1 мкм используется в более симметричных реакциях (например, с ^{48}Ca), в реакциях с ^{22}Ne и ^{16}O применялось окно 0,5 мкм. б) 12-стриповый PIPS-детектор фокальной плоскости*

Разрешение одного стрипа $\sim 40\text{--}60$ кэВ при отсутствии радиационных повреждений и $\sim 80\text{--}90$ кэВ при появлении последних в ходе долговременных экспериментов. Координатное разрешение составляет около 1 и 0,5 мм для пар ядро отдачи – альфа-распад и альфа–альфа соответственно. Основной (фокальный) детектор окружен сборкой из восьми кремниевых детекторов площадью 4×4 см для повышения эффективности регистрации распадов (α ,

*На стадии настройки сепаратора и ранних экспериментов применялась сборка из 6 поверхностно-барьерных $n\text{-Si(Au)}$ детекторов 2×3 см. Удельное сопротивление $n\text{-Si}$ $\rho \sim 1,5\text{--}2,5$ кОм \cdot см.

спонтанное деление (SF) — в случае регистрации двух осколков), когда соответствующая частица-осколок вылетает в обратную полусферу по отношению к направлению имплантации нуклида (см. рис. 2, а). За фокальным детектором помещен «вето»-детектор в виде сборки из трех кремниевых кристаллов 4×4 см без позиционной чувствительности. Назначение данного устройства — подавление фона длиннопробежных слабоионизирующих частиц, которые, в принципе, могут имитировать альфа-распад в фокальном детекторе, в том числе и в интересующей области энергий $\geq 8,5$ МэВ (рис. 3).

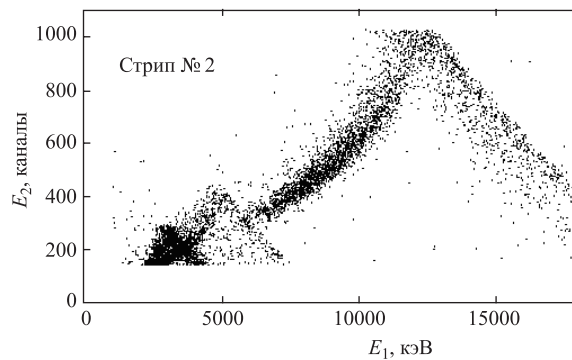


Рис. 3. Двумерная гистограмма «вето»-детектор (E_2) – фокальный детектор (E_1). Отчетливо наблюдаются три группы фоновых длиннопробежных (в Si) частиц

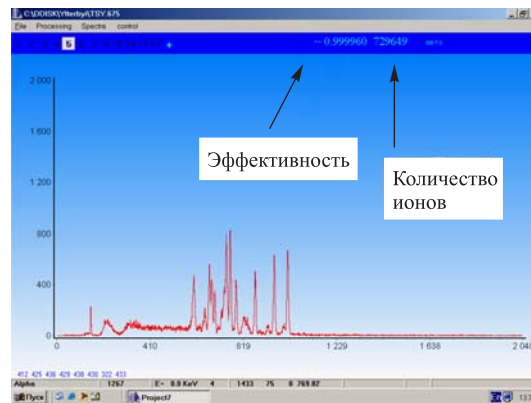


Рис. 4. Искомая величина 0,99996 при статистике тяжелых ионов 729649. Реакция ${}^{\text{nat}}\text{Yt} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Th}^*$. Спектр основного окна приложения соответствует спектру альфа-распадов из названной реакции (стрип № 5) с очисткой по времени пролета, признаку (1 бит) работы одной из камер «старт» или «стоп», а также при отсутствии сигнала в «вето»-детекторе и отсутствии метки мажоритарных совпадений (1 бит). $E \geq 100$ МэВ

Газовый детектор времени пролета, расположенный перед сборкой кремниевых детекторов и состоящий из двух пропорциональных многопроволочных камер «старт» и «стоп», находящихся на пролетной базе 6,6 см и на расстоянии ~ 6 см от фокального детектора, предназначен в основном для подавления фона тяжелых заряженных частиц, так или иначе связанных с пучком циклотрона (рассеянные ионы; частицы, близкие по массе к материалу мишени, и т. п.). Газовый модуль разделен тонким лавсановым окном (0,5–1 мкм) с рабочим газовым объемом сепаратора. Выбор столь тонкого разделителя обусловлен желанием минимизации энергетических потерь исследуемого нуклида. Рабочие смещения составляют $V_a = +400$ В на аноде и $V_c = -100$ В на катоде. При этом степень подавления заряженных тяжелых ионов обычно составляет около 0,99996 (рис. 4, ^{48}Ca [12], для α -частиц ^{243}Am типично 0,95–0,997). Рабочие характеристики модуля сведены в таблицу.

Рабочие параметры времяпролетного модуля

Размер, мм	140 × 60
Анодное смещение, В	+400
Катодное смещение, В	-100
Расстояние анод–катод, мм	7
Шаг намотки: W (Au), мкм анод, мм катод, мм	20 2 1 ⇒ геом. «прозрачности» анода и катода 99 и 98 % соответственно
Давление пентана (без обр. связи), Торр	1,4–1,9
Давление водорода в сепараторе, Торр	1
Размер входного (разделительного) окна, мм	140 × 80
Входное окно (майлар), мкм	0,5–1
Расстояние между камерами «старт» и «стоп», мм	65
Расход пентана (жидк.), мл/ч Тип газовой проточной системы	$\sim 1,7$ Без обратной связи, откачка безмасляным насосом
Расстояние окно–PIPS-детектор, мм	109
Степень очистки для тяжелых ионов	0,99996 (0,95–0,9993 для α -частиц, ~ 5 –18 % электроны конверсии)
Разрешение	$\approx 2,5$ нс ПШПВ, ^{22}Ne 5,5 МэВ/нуклон
Максимально достигнутый непрерывный срок измерений в реальном эксперименте, лет	$\sim 0,5$

Данная система детектирования обеспечивает возможность выделения из общего набора сигналов, интересующих экспериментаторов, а именно: многозвенные события типа ER- $\alpha(n)$ -SF, где n — число α -распадных звеньев в зарегистрированном событии.

2. ПОИСК ВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Для вычисления ожидаемого эффективного количества случайных корреляций при поиске в последовательных временных окнах в работе [4] получена формула для искомого значения n_b при наличии K различных групп в многозвенном событии:

$$n_b = T_{\text{exp}} \frac{\prod_{i=1}^K \lambda_i}{\left(\sum_{i=1}^K \lambda_i\right)^{K-1}} \prod_{j=1}^{K-1} \left(1 - e^{-\sum_{i=1}^{K-1} \lambda_i \Delta t_{j,j+1}}\right),$$

где λ_i — средний темп счета для событий группы i и Δt — интервал времени между последовательными событиями (сигналами).

Например, для корреляционного события типа α - α -SF ($K = 3$), причем альфа-распады следуют в произвольном порядке:

$$n_b = T_{\text{exp}} \frac{\lambda_{\text{SF}} \lambda_{\alpha}^2}{(\lambda_{\text{SF}} + \lambda_{\alpha})^2} [1 - e^{-t_c(\lambda_{\text{SF}} + \lambda_{\alpha})}]^2 \text{ (см. также [13]).}$$

Здесь t_c — величина временного окна от старта до последнего события (общий интервал).

Отметим, что применяемый в экспериментах на ГНС метод «активных корреляций» для радикального подавления фона сигналов, связанных с работой ускорителя тяжелых ионов У-400, описывается при помощи графа корреляций [7]. При этом в зависимости от желания экспериментатора различные ребра (связи) этого графа могут быть активированы, а именно: быть применены для генерации останова процесса облучения мишени пучком тяжелых ионов. Наиболее интересным является случай использования первой корреляции ER- α , детектируемой в реальном масштабе времени, что и нашло широкое применение в экспериментах [1, 2]. Роль первого звена обусловлена двумя следующими факторами:

- 1) эффективность регистрации ER близка к 100 %;
- 2) часто первый альфа-распад наиболее короткий и, следовательно, наиболее статистически значимый по отношению к фоновым событиям в данном временном интервале.

Аналогично тому, как в работе [7] вводится граф корреляций, введем дополнительно граф последовательных времен распадов ядер, имплантированных в PIPS-детектор, как это представлено на рис. 6, *а*.

Поскольку в философии стохастической модели события [4] значимым фактором является факт упорядоченности сигналов относительно друг друга и произвольной группы относительно общего «старта» или еще какой-либо

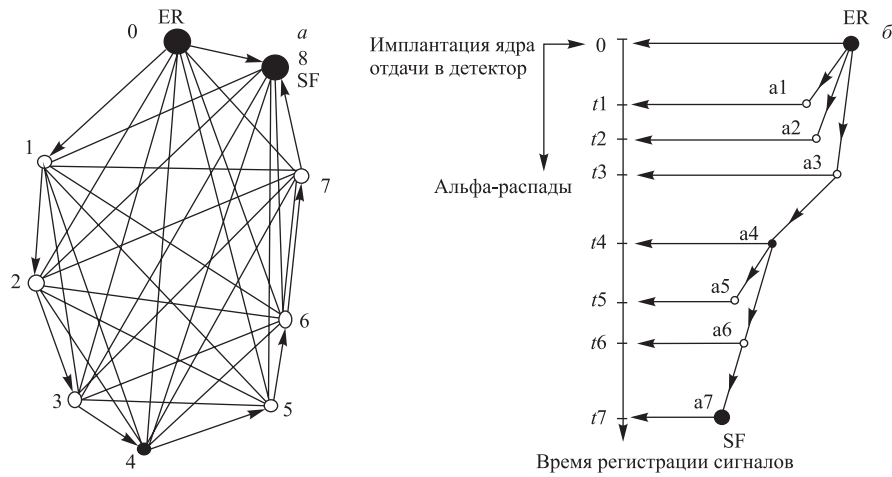


Рис. 5. *а*) Граф корреляции распадов имплантированных ядер для цепочки ER–7 α –SF. Ход времени показан стрелками (причины вершин ER, SF и a_4 представлены в тексте). *б*) Граф корреляционных времен 0– t_7 . Темные кружки соответствуют факторам упорядочения

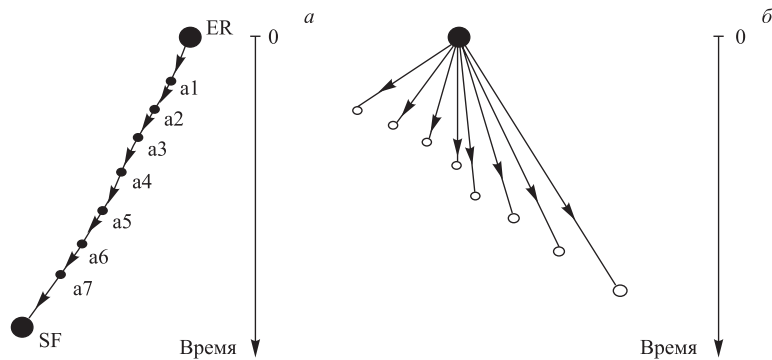


Рис. 6. *а*) Цепочка распадов с упорядочением. *б*) Цепочка распадов с частичным упорядочением сигналов ER [4]

причины, то любое априорное знание о предполагаемом объекте может смещать границу упорядоченности предполагаемого события в ту или иную сторону.

Автор [4] рассматривает два сценария (см. рис. 6, *a, б*), а именно: сигналы (распады), следующие в строго определенном порядке, и случай частичного упорядочения, когда стартом многозвенного события выступает сигнал регистрации ядра отдачи. В частности, ситуация, схематично представленная на рис. 5, предполагает, что

— сигнал ER является первым упорядочивающим фактором для всей цепочки;

— сигнал SF также упорядочивает последовательность, так как может только замыкать ее;

— предполагается (для примера!), что распад α_4 происходит для известного изотопа и, наоборот, остальные излучатели неизвестны (или мало известны).

Именно все три перечисленные причины являются фактором упорядочения в той или иной степени, а общая ситуация — это комбинация сценариев упорядоченности, предложенных в работе [4]. В качестве первого приближения оставим вне рамок данной работы наличие закономерностей типа соотношения Виолы–Сиборга [14], которые хотя и отражают суть явления альфа-распада, но могут рассматриваться не как универсальный закон на стадии идентификации, а всего лишь как некий приблизительный указатель на возможные предполагаемые свойства нуклидов. И, разумеется, абсолютным фактором упорядочения является наблюдение спектров альфа-распада с достаточной статистикой для выявления корреляционных пиков, даже если все излучатели неизвестны. Впрочем, последний пример вряд ли актуален при проведении экспериментов, направленных на синтез и регистрацию распадов СТЭ, ввиду малости сечений образования интересующих нуклидов.

С учетом сказанного выше в применении к философии метода [4] уравнение К.-Х. Шмидта, записанное в форме зависимости плотности вероятности распределения от фоновых загрузочных параметров, следует интегрировать с учетом пути, представленного в виде графа корреляционных времен. Рассматривая цепочку распадов, состоящую из N сигналов, из которых первый соответствует ядру отдачи, последний — спонтанному делению, причем первые M сигналов альфа-распадов отнесем к неизвестным нуклидам, а соответственно $N-2-M$ к известным, можно переписать уравнение (5) из работы [4] в виде

$$n_b = \lambda_1 T \prod_{i=1}^M \left\{ \int_0^{\Delta t_{1,i+1}} \frac{dp_{1,i+1}}{dt} dt \right\} \prod_{i=M}^N \left\{ \int_0^{\Delta t_{M,i+1}} \frac{dp_{i,i+1}}{dt} dt \right\}. \quad (1)$$

В этой формуле в качестве плотности вероятности берется, как и в работе [4], выражение

$$\frac{dp_{i,i+1}}{dt} = \lambda_{i+1} e^{-\lambda_{i+1}t} \prod_{j \neq i+1} e^{-\lambda_j t}. \quad (2)$$

Для случая сравнительно малых загрузок, поступая аналогично указанной работе, получим более простое соотношение

$$n_b \approx T \prod_{i=1}^M \lambda_i \prod_{i=2}^M \Delta t_{1,i} \prod_{i=M}^N \tilde{\lambda}_i \prod_{i=M+1}^N \Delta t_{i,i+1}. \quad (3)$$

Если еще упростить ситуацию и оперировать средними значениями λ_k , то

$$n_b \approx \lambda_1 T \lambda_{\text{SF}} \Delta t_{\text{SF}} \bar{\lambda}^{M-1} \tilde{\lambda}^{N-M} \prod_{i=2}^M \Delta t_{1,i} \prod_{i=M}^{N-1} \Delta t_{i,i+1}. \quad (4)$$

Далее, взяв в качестве времени эксперимента T эффективное время $nT_{\text{эксп}}$ [15], где n — количество координатных пикселей (≈ 200 для конкретного детектора согласно той же работе), $T_{\text{эксп}}$ — время эксперимента, и учитывая, что полное количество сигналов спонтанного деления для всего детектора $N_{\text{SF}} = \lambda_{\text{SF}} n T_{\text{эксп}}$, получим

$$n_b \approx N_{\text{SF}} \lambda_{\text{ER}} \lambda_{\alpha}^{M-1} \tilde{\lambda}_{\alpha}^{N-M} \prod_{i=2}^M \Delta t_{1,i} \prod_{i=M}^N \Delta t_{i,i+1}. \quad (5)$$

В выражении (5) переменные, соответствующие параметрам загрузок, обозначены разными символами, поскольку для случая неизвестных ядер должен использоваться гораздо более широкий энергетический интервал, не ассоциирующийся с разрешением детектора, как это допустимо для случая известных изотопов. Разумеется, последнее уточнение не распространяется на сигнал спонтанного деления, завершающего цепочку распада. Определение же энергетического интервала для сигнала (или имитатора) спонтанного деления является предметом отдельного рассмотрения.

3. АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ МЕТОД — ПОИСК КОРРЕЛЯЦИЙ В ПОСТОЯННОМ ВРЕМЕННОМ ОКНЕ

3.1. Метод «постоянного временного окна». В работе [16] применен поиск корреляционных звеньев в постоянном временном окне t_c (см. также [12]).

Среднее количество ожидаемых случайных корреляций рассчитывалось как

$$n_b(x) = \frac{\prod_{i=1}^K \lambda_i}{\lambda^K} n C_x^{n-1} \left(\frac{t_c}{T_{\text{exp}}} \right)^x \left(1 - \frac{t_c}{T_{\text{exp}}} \right)^{n-1-x}. \quad (6)$$

В этой работе интерес представляли корреляции типа α -SF или α - α -SF.

В формуле (6) $n = N_{\text{SF}} + N_{\alpha}$, т.е. сумма всех событий данного типа, $\lambda = n/T_{\text{exp}}$ и x — количество корреляционных звеньев, а T_{exp} — время эксперимента. Так, например, для корреляции α - α -SF формула (6) будет иметь вид

$$n_b = \frac{\lambda_{\text{SF}} \lambda_{\alpha}}{(\lambda_{\text{SF}} + \lambda_{\alpha})^2} \frac{n(n-1)(n-2)}{2} \left(\frac{t_c}{T_{\text{exp}}} \right)^2 \left(1 - \frac{t_c}{T_{\text{exp}}} \right)^{n-3}. \quad (6')$$

Распространяя формулу (6) для случая корреляции типа ER-SF (или ER- α), можно переписать данное соотношение в виде

$$n_b = \frac{\lambda_{\text{ER}} \lambda_{\text{SF}}}{(\lambda_{\text{ER}} + \lambda_{\text{SF}})^2} n(n-1) \left(\frac{t_c}{T_{\text{exp}}} \right) \left(1 - \frac{t_c}{T_{\text{exp}}} \right)^{n-2}. \quad (6'')$$

3.2. Пуассоновский метод. Здесь предполагается, что временную задержку между двумя случайными событиями можно рассчитать, используя пуассоновское распределение. Число ожидаемых случайных корреляций n_b можно представить следующим образом [7]:

$$n_b = T_{\text{exp}} \lambda_{\text{SF}} \prod_{i=1}^K (\lambda_i \Delta t_{i,i+1} e^{-\lambda_i \Delta t_{i,i+1}}). \quad (7)$$

Или для ER-SF-звена

$$n_b = T_{\text{exp}} \lambda_{\text{SF}} (\lambda_{\text{ER}} t_c) e^{-\lambda_{\text{ER}} t_c}. \quad (7')$$

Или же с учетом [15] для всего детектора ожидаемое искомое количество случайных событий данного типа

$$N_R = N_{\text{SF}}^{\text{tot}} \lambda_{\text{ER}} t_c e^{-\lambda_{\text{ER}} t_c}. \quad (7'')$$

Напомним, что $N_{\text{SF}}^{\text{tot}}$ — полное количество событий спонтанного деления на детектор, а λ_{ER} — загрузка ядрами отдачи на пиксель* (координатный элемент).

* Например, для $t_c = 192$ и $\bar{\lambda}_{\text{ER}} \approx 0,001 \text{ c}^{-1}$ как [4], так и данный метод дают примерно одинаковое значение $N_R = 0,33$ (0,3) (см. также [22]). Если принять [23], что для n -распадов оптимальным является время $(n+1)/n \cdot t_c$, то для $n = 1$ $t_c = 384$ с и оценка смещается к $N_R = 0,64$ (0,52), т.е. практически к уровню фона.

4. К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИНТЕРВАЛОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ

4.1. Деление имплантированных ядер. В данном случае наиболее характерным моментом является то, что при регистрации сигнала спонтанного деления главным (фокальным) детектором энерговыделение в детекторе фактически (за вычетом дефекта амплитуды ионизации) есть сумма энерговыделения первого осколка и частично второго. Если же регистрируются оба осколка как фокальным детектором, так и боковым (см. рис. 7), то суммарная регистрируемая энергия также отличается от суммарной кинетической энергии. При этом, как показано в работах [17, 18], с уменьшением глубины имплантации отношение суммарной регистрируемой энергии к суммарной кинетической уменьшается. С точки зрения практического интереса экспериментаторы зачастую пользуются кинематической моделью. А именно, применяется реакция полного слияния, по своей кинематике близкая к исследуемой. Так, например, для опытов по синтезу СТЭ на пучке ионов ^{48}Ca [1, 2] применялась реакция $^{48}\text{Ca}(^{206}\text{Pb}, 2n)^{252}\text{No}$.

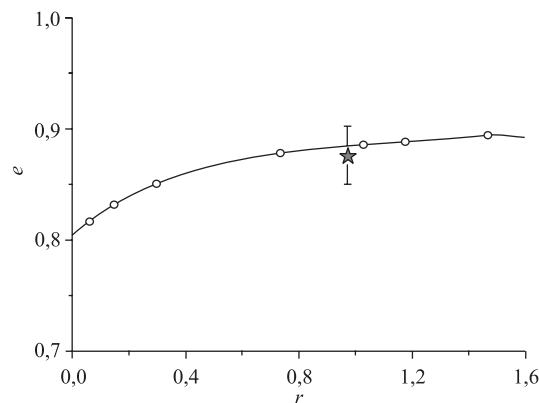


Рис. 7. Расчетная кривая из работы [7]. Показана экспериментальная точка для реакции $^{48}\text{Ca}(^{206}\text{Pb}, 2n)^{252}\text{No}$ на установке ГНС. Параметр ϵ определен как отношение центроиды сигнала регистрируемой энергии двух осколков к среднему значению суммарной кинетической энергии нуклида ^{252}No . По оси абсцисс — глубина имплантации нуклида в кремний (мкм)

Расчет отклонения отношения регистрируемой суммарной энергии от суммарной кинетической показан на рис. 7. Данный расчет также может рассматриваться как некоторое приближение для определения интервала при регистрации обоих осколков спонтанного деления.

4.2. Другие опыты, $p^+ - i - n^+$ -диод. В опытах, в которых спонтанное деление играет вспомогательную роль, например, в успешно завершенных не-

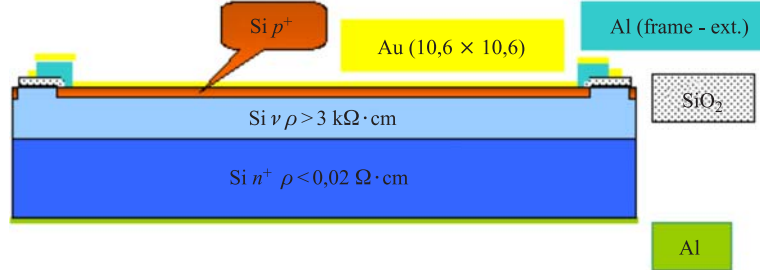


Рис. 8. Диод $p^+ - i - n^+$ для измерений спектров в экспериментах по химии СТЭ. Толщина p^+ -слоя $(0,6 \pm 0,1)$ мкм

давно экспериментах по изучению химических свойств элементов 112 и 114 [19] для регистрации альфа-распадов и спонтанного деления исследуемых нуклидов применялись детекторы на основе $p-i-n$ -диодов, имеющих более толстое входное окно для p^+ -слоя*, чем для PIPS-детектора [20]. На рис. 8 представлена схема такого детектора, а точнее, пары детекторов, которые составляли основу детекторной сборки криогенного детектора COLD.

В качестве первых оценочных уравнений ниже приводятся соотношения для некоторых средних амплитуд.

Для среднего значения зарегистрированной амплитуды калибровочного источника (например, ^{252}Cf)

$$\bar{A}_{\text{Cf}} \approx (1 - \bar{\lambda}_{\text{Cf}}) \langle \text{TKE} \rangle_{\text{Cf}}. \quad (8)$$

И аналогично для исследуемого СТЭ

$$\bar{A}_{\text{СТЭ}} \approx (1 - \bar{\lambda}_{\text{СТЭ}}) \langle \text{TKE} \rangle_{\text{СТЭ}}. \quad (9)$$

Здесь λ — среднее относительное значение дефекта амплитуды ионизации; A — измеренная амплитуда сигналов; $\langle \text{TKE} \rangle$ — величина средней суммарной кинетической энергии.

Соответственно, грубая оценка для параметра $\langle \text{TKE} \rangle_{\text{СТЭ}}$ может быть записана в виде

$$\langle \text{TKE} \rangle_{\text{СТЭ}} = \frac{\bar{A}_{\text{СТЭ}}}{\bar{A}_{\text{Cf}}} \frac{1 - \lambda_{\text{Cf}}}{1 - \lambda_{\text{СТЭ}}} \langle \text{TKE} \rangle_{\text{Cf}}. \quad (10)$$

Если ввести безразмерную величину $\chi \equiv \frac{\langle \text{TKE} \rangle_{\text{СТЭ}}}{\langle \text{TKE} \rangle_{\text{Cf}}}$, то получим

$$\chi = \frac{\bar{A}_{\text{СТЭ}}}{\bar{A}_{\text{Cf}}} \frac{1 - \lambda_{\text{Cf}}}{1 - \lambda_{\text{СТЭ}}}. \quad (11)$$

* $\sim 0,6$ мкм вместо 0,05–0,2.

В качестве следующего упрощения будем считать, что относительные значения дефектов отличаются только наличием рабочей газовой среды аргона при давлении 0,8 атм. в зазоре 1,6 мм между детекторами при эффективном угле $\approx 42^\circ$. Обозначим среднее относительное добавочное значение как ψ . Тогда в силу принятых предположений

$$\lambda_{СТЭ} \approx \lambda_{Сf} + \psi(P_{Ar}). \quad (12)$$

Средний параметр ψ при фиксированном расстоянии между верхним и нижним детектором показан как зависящий только от давления аргона. Соответственно, легко получается нижняя граница для искомого параметра χ при разложении по параметру

$$\frac{\psi}{1 - \lambda_{Сf}}, \quad \chi \geq \frac{A_{СТЭ}}{A_{Сf}}(1 + \psi(P_{Ar})). \quad (13)$$

В том случае, если калибровка проведена с «присваиванием» пикам среднего легкого и среднего тяжелого осколков калифорния*, то для абсолютного значения $\langle \text{ТКЕ} \rangle_{СТЭ}$ с учетом того, что в этом случае $A_{Сf} \equiv \langle \text{ТКЕ} \rangle_{Сf}$, уравнение (13) принимает вид

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{СТЭ} \geq A_{СТЭ}(1 + \psi). \quad (14)$$

Отметим еще раз, что для уточнения оценки желательны измеренные значения полного дефекта амплитуды как минимум для калибровочного источника.

В этом случае оценка смещается в сторону

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{СТЭ} \approx A_{СТЭ} \left(1 + \frac{\psi}{1 - \lambda_{Сf}} \right). \quad (15)$$

Взяв для оценки (см. рис. 7) около 20% и дополнительно около 9% за счет утолщенного входного окна, т.е. $\lambda_{Сf} \sim 29\%$, получим

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{СТЭ} \approx A_{СТЭ} \left(1 + \frac{\psi}{1 - 0,28} \right) = A_{СТЭ}(1 + 1,23\psi).$$

И если величина ψ для эффективного угла 42° может быть оценена как $\sim 7 + 2,2\%$ (Au), то окончательная оценка

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{СТЭ} \approx A_{СТЭ}(1 + 1,23 \cdot 0,092) = 1,13 \cdot A_{СТЭ}. \quad (16)$$

Причем, поскольку с очевидностью $\lambda_{СТЭ} \geq \lambda_{Сf}$, то и последнее соотношение следует рассматривать как нижнюю границу оценки.

* Автор, признавая такой тип калибровки, не считает ее оптимальной для представления подобных данных. Более естественным, на взгляд автора, является представление амплитуд сигналов спонтанного деления по калибровке α -частицами без поправки на дефект амплитуды ионизации, что дает возможность читателю на независимые симуляции Монте-Карло.

4.3. Регистрация ядер отдачи. Если детектор подобного типа применяется в том числе и для регистрации ядер отдачи, то при оценке средней величины регистрируемой амплитуды сигнала следует также учесть разницу в величинах мертвых слоев PIPS-детекторов (см. систематику из работы [21]) и p^+i-n^+ -диодов. Приведенное в этой работе соотношение для измеренной величины сигнала энергии имплантируемого ядра отдачи $E_{\text{изм}} \approx -1,7 + 0,74 \cdot E_{\text{вх}}$ следует дополнить: $E_{\text{изм}} \approx -1,7 + 0,74 \cdot (E_{\text{вх}} - \Delta_{p^+})$, где последний параметр учитывает потери в p^+ -слое и, возможно, в слое металлизации (Al, Au. . .). Здесь $E_{\text{вх}}$ — расчетное входное значение энергии ядра отдачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вне всяких сомнений метод оценок количества случайных многозвенных событий, предложенный К.-Х. Шмидтом, является одним из наиболее часто применяемых для опытов по синтезу и регистрации распадов сверхтяжелых ядер. Базируясь на знании некоторых априорных свойств распадов, он предполагает два различных сценария для разной степени упорядоченности звеньев. Изложенный в данной работе метод интегрирования уравнения К.-Х. Шмидта для плотности вероятности распределения случайных сигналов-имитаторов альфа-распада дополнен подходом, предполагающим интегрирование по «гибкому» пути, опять-таки в зависимости от предполагаемой априорной информации. Наглядно это представлено путем введения временного графа корреляций. Разумеется, в зависимости от степени знаний, изменяется не только путь интегрирования, но и энергетические интервалы, принимаемые для оценок величин фоновых загрузок на тот или иной пространственный элемент. При этом для интервала, соответствующего как двойным, так и одиночным (только фокальный детектор сепаратора ядер отдачи) осколкам спонтанного деления, для оценочных целей применяется или спектр кинематической модели исследуемой реакции, или/и расчетный по методу Монте-Карло.

Автор благодарен докторам Р. Айхлеру и Р. Дресслеру* за помощь, ценные замечания и плодотворные обсуждения проблемы.

ДОПОЛНЕНИЕ. ИНТЕРВАЛЬНАЯ ОЦЕНКА

По мнению автора, величина N_R (см. выше) аналогично таким измеряемым величинам, как период полураспада нуклидов, может рассматриваться

*Институт им. П. Шеррера, Виллиген, Швейцария.

как точечная в том случае, если неравенство $N_R \ll 1$ выполняется вне всяких сомнений. В самом деле, сама эта величина как таковая, в отличие от измеряемых величин — свойств исследуемых нуклидов, мало интересна. Она всего лишь служит неким указателем корректности эксперимента и интерпретации его результатов. Поэтому вряд ли актуальна разница в факторе два, три и более, если абсолютный уровень бесконечно мал.

Однако, если расчетное точечное значение составляет десятые, а может быть и сотые доли от единицы, то разумным сценарием будет использование интервальных оценок. Конечно, при этом с целью придания оценке категории достаточности актуальным будет именно правый интервал. Автору данной работы представляется разумным с учетом свойств функции плотности вероятности распада применять интервальную оценку в форме позитивного одностороннего интервала:

$$\int_0^{\tau_{\text{eff}}} \varphi(t) dt = 1 - \varepsilon, \quad (1.1)$$

где подынтегральная функция — теоретическая плотность вероятности, а $1 - \varepsilon$ — величина доверительного интервала.

Если измеренная точечная случайная величина t состоит из суммы $t = \sum_{i=1}^n t_i$ случайных величин t_i , имеющих, например, пуассоновское распределение с параметрами λ_i соответственно, то мы можем констатировать для искомого параметра такое же распределение, но с параметром $\lambda = \sum_{i=1}^n \lambda_i$ [24, 25].

Соответственно, (1.1) для определения эффективного интервала τ_{eff} можно записать в виде

$$\lambda \int_0^{\tau_{\text{eff}}} e^{-\lambda t} dt = 1 - \varepsilon. \quad (1.2)$$

Для оценки параметров распределения λ_i воспользуемся точечными соотношениями

$$t_i^{\text{HЗМ}} \approx \lambda_i \int_0^{\infty} t e^{-\lambda_i t} dt. \quad (1.3)$$

Далее произведем оценку по формулам из работы [2] для интервалов $\tau_i = a_i t_i^{\text{HЗМ}}$, с условием что $\sum_{i=1}^n a_i t_i = \tau_{\text{eff}}$. Рассматривая в качестве первого приближения $a_i \approx a_j = a$, где $a = \tau_{\text{eff}} / t^{\text{HЗМ}}$, можно произвести приблизительную оценку искомого достаточного параметра N_R .

Отметим, что интервальный метод оценки, примененный к результатам [22], только усиливает меру скептицизма применительно к изложенным в работе выводам о принадлежности звеньев распада типа ER–FF к ядрам изотопа $^{283}_{112}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 034611.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 021601.
3. *Eichler R. et al.* // PSI Ann. Rep. 2006. P. 3–5.
4. *Schmidt K.-H. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 316. P. 19–26.
5. *Zloказov V. B.* // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 147.
6. *Tsyganov Yu. S.* // Phys. Part. Nucl., Lett. 2009. V. 6. P. 59–62.
7. *Цыганов Ю. С.* Сообщение ОИЯИ Р13-2008-92. Дубна, 2008.
8. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E7-2008-144. Dubna, 2008.
9. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
10. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
11. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
12. *Polyakov A., Tsyganov Yu.* // Proc. of NEC'2005 Intern. Symp., Sept. 10–17, Varna, Bulgaria. Dubna, 2005. P. 233.
13. *Dvorak J.* // Doctoral Thesis, Phys. Dept. Technische Universitat Munchen, 2007. P. 62.
14. *Viola V. E., Seaborg G. T.* // J. Inorg. Nucl. Chem. 1966. V. 28. P. 741.
15. *Stoyer N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 455. P. 433–441.
16. *Duellmann C. E. et al.* // Nature. 2002. V. 418. P. 859.
17. *Hoffmann S. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 32. P. 251.
18. *Цыганов Ю. С.* Сообщение ОИЯИ Р13-2006-144. Дубна, 2006.
19. *Eichler R. et al.* Submitted to «Nature»;
Dressler R. Private communication.
20. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of NEC'2007 XXI Intern. Symp., 2007, Sept. 10–17, Varna, Bulgaria. Dubna, 2008. P. 421–429.
21. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of XXI NEC'2007 Intern. Symp., Sept. 10–17, Varna, Bulgaria. Dubna, 2008. P. 422.
22. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 63–68.
23. *Злоказов В. Б.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1717.
24. *Бочаров П. П., Печинкин А. В.* Теория вероятности. Математическая статистика. М.: Гардика, 1998. С. 160.
25. *Колмогоров А. Н.* Основные понятия теории вероятностей. 3-е изд. М.: Фазис, 1998. С. 29.

Получено 22 декабря 2008 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 16.02.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,18. Уч.-изд. л. 1,45. Тираж 290 экз. Заказ № 56506.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/