

МЕТОДИКА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕДКИХ
СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР —
МЕТОД «АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ»

Ю. С. Цыганов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1563
ХАРАКТЕРНЫЕ МОМЕНТЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	1565
Проблема детектирования редких событий.	1565
Ядро отдачи — специфика, эмпирика, расчет.	1568
Альфа-распад как характерная мода распада тяжелых ядер.	1570
Спонтанное деление имплантированных ядер.	1571
СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ГНС	1573
Общие моменты.	1573
Модуль детектирования, блок-схема спектрометриче- ского комплекса.	1574
МЕТОД АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ — РАДИКАЛЬНОЕ СРЕДСТВО ПОДАВЛЕНИЯ ФОНА В ДЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО СИНТЕЗУ СВЕРХ- ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	1579
Общие моменты.	1579
Уравнение баланса для корреляций различного порядка.	1581
Режим «мягкого» реального времени — реакция $^{197}\text{Au} +$ $^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{216}\text{Ac} + 3n$.	1582
Матричный алгоритм быстрого поиска коррелированных звеньев ядро отдачи–альфа-распад.	1586
Применение метода активных корреляций в длительных экспериментах по поиску ультраредких распадов СТЯ.	1590
Дополнительные возможности алгоритма — построение общего решения.	1595
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1597
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1600

МЕТОДИКА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР — МЕТОД «АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ»

Ю. С. Цыганов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В течение последних лет в ЛЯР ОИЯИ проведен успешный цикл экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов с $Z = 112-118$ на пучках ионов ^{48}Ca . С точки зрения процесса регистрации редких распадов имплантированных ядер и радикального подавления присутствующих при этом фонов успех экспериментов был достигнут благодаря применению новой методики детектирования — метода активных корреляций. В данном методе используется поиск в реальном масштабе времени указателя на корреляцию ядро отдачи — альфа-распад с последующим отключением пучка. При детектировании события альфа-распада на том же стрипе детектора, где была зарегистрирована корреляция, генерирующая прерывание пучка ионов ^{48}Ca , фаза «вне пучка» продлевается автоматически. Рассмотрены сценарии развития данного метода.

During the recent years, at the FLNR (JINR) a successful cycle of experiments has been accomplished on the synthesis of the superheavy elements with $Z = 112-118$ with ^{48}Ca beam. From the viewpoint of the detection of rare decays and background suppression, this success was achieved due to the application of a new radical technique — the method of active correlations. The method employs search in a real-time mode for a pointer to a probable correlation like recoil-alpha for switching the beam off. In the case of detection in the same detector strip an additional alpha-decay event of «beam off» time interval is prolonged automatically. Reasonable scenarios of developing the method are considered.

PACS: 25.70.-z; 07.05.-t; 29.85.+c

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что химические элементы от водорода до урана составляют окружающий нас мир. Их существование на Земле означает, что время их жизни больше, чем возраст нашей планеты. Элементы же более тяжелые, чем уран, образовавшиеся в процессе нуклеосинтеза, не дожили до наших дней. В настоящее время они могут быть получены лишь искусственным способом. Граница существования элементов с большими атомными номерами определяется нестабильностью самого ядра. На карте изотопов, ядра которых содержат разное количество протонов и нейтронов, стабильные элементы простираются только до свинца и висмута (рис. 1). Более тяжелые элементы располагаются на небольшом «полуострове стабильности». Из них

лишь торий и уран обнаружены на Земле. Таким образом, вопрос о пределах существования элементов, которые определяются стабильностью ядер, должен быть адресован ядерной физике [1]. При продвижении по карте изотопов за уран время жизни ядер резко сокращается. Изотопы трансурановых элементов испытывают альфа- или бета-распады с резким уменьшением времени жизни: от урана до фермия стабильность ядер падает более чем на 20 порядков (см. рис. 1). В области 100-го элемента с альфа-распадом конкурирует спонтанное деление — четвертый тип радиоактивности, открытый Г. Н. Флеровым и К. А. Петряком в 1940 г. и теоретически предсказанный Н. Бором и Дж. Уиллером в 1939 г. В 1962 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ обнаружили у тяжелых ядер, включая уран, еще один период полураспада, т. е. наряду со временем 10^{16} лет присутствовало очень короткое время — 0,3 мкс. При двух периодах полураспада надо полагать наличие у ядра двух состояний, из которых происходит деление. Распады из двух состояний ядра определялись их внутренней структурой. Развитие микроскопической теории привело к предсказанию новой области стабильности сверхтяжелых ядер, расположенных далеко от известной области. Как только это было предсказано, крупнейшие лаборатории мира приступили к проверке данной гипотезы. Однако опыты, проводимые в США, Франции, Германии, не смогли подтвердить эту гипотезу.

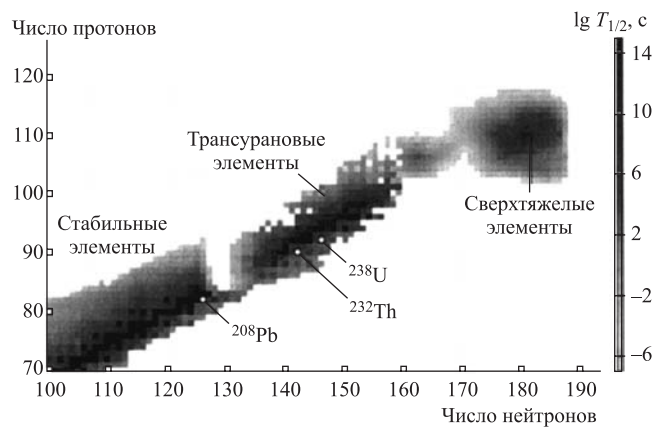


Рис. 1. Карта изотопов с $Z \geq 70$

В первых экспериментах применялся нейтронный метод, когда в ядро «вгонялось» очень много нейтронов. Для этого использовались все более и более мощные реакторы. Однако реакторный способ исчерпал себя на получении фермия. Попытка американских исследователей получения сверхтяжелых элементов в ядерных взрывах в конечном итоге привела к образованию того же изотопа с $Z = 100$ и массой 257. Бесперспективность нейтронного

метода и навела исследователей на мысль об ином методе синтеза, развиваемом с 50-х годов. Речь идет о тяжелоядерном синтезе, когда два тяжелых ядра сталкиваются друг с другом: если они сольются, то появится ядро суммарной массы. Было решено использовать реакции, в которых большой нейтронный избыток изначально задан как в ядре-мишени, наработанном в ядерном реакторе, так и в ядре-снаряде. В качестве последнего были выбраны ядра ^{48}Ca , а в качестве вещества мишени $^{242,244}\text{Pu}$, $^{245,248}\text{Cm}$, ^{243}Am , ^{237}Np , $^{233,238}\text{U}$ и ^{249}Cf .

В последние семь лет в ЛЯР ОИЯИ осуществлены опыты по синтезу самых тяжелых элементов с $Z = 112-118^*$. Задача состояла в том, чтобы получить атомы элементов, ядра которых обладают большим избытком нейтронов, поскольку только так можно приблизиться к границам гипотетического «острова стабильности» и наблюдать увеличение времени жизни сверхтяжелых ядер. Для постановки подобных опытов нужен ускоритель с интенсивностью пучка ^{48}Ca , превосходящий все известные ускорители в десятки раз, сепаратор ядер отдачи, обладающий не только приемлемой эффективностью сбора ядер отдачи, но и производящий значимую очистку исследуемых продуктов от ионов, ассоциирующихся с пучком, и детектирующая система, позволяющая выделять ультраредкие распады сверхтяжелых ядер. На самом деле перечисленные основные моменты являются триедиными и предполагающими наличие жестких связей друг с другом. Например, использование высокоинтенсивных пучков ^{48}Ca вряд ли актуально, если входные устройства экспериментальной физической установки** не в состоянии обеспечить прием интенсивного пучка ионов и длительную эксплуатацию в этих условиях. Или если при наличии существенной очистки от фоновых продуктов сепаратором ядер отдачи его детектирующая система не может обеспечить того, что интерпретация детектированного события может свестись к констатации значимой вероятности того, что найденное событие может быть объяснено совокупностью случайных факторов [5, 6]. Последнее предполагает наряду с общими подходами создание ряда специальных методик и подходов.

1. ХАРАКТЕРНЫЕ МОМЕНТЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

1.1. Проблема детектирования редких событий. Прежде чем описывать как характерные моменты, так и особенности детектирования ультраредких событий распада сверхтяжелых ядер (СТЯ), естественно рассмотреть

*Без элемента 117.

**В дубненском газонаполненном сепараторе ядер отдачи (ГНС) это прежде всего входное вращающееся окно и вращающаяся мишень [2-4].

общую задачу синтеза сверхтяжелых элементов (СТЭ) на газонаполненном сепараторе [2] (схему ГНС см. на рис. 2) Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова хотя бы фрагментарно.

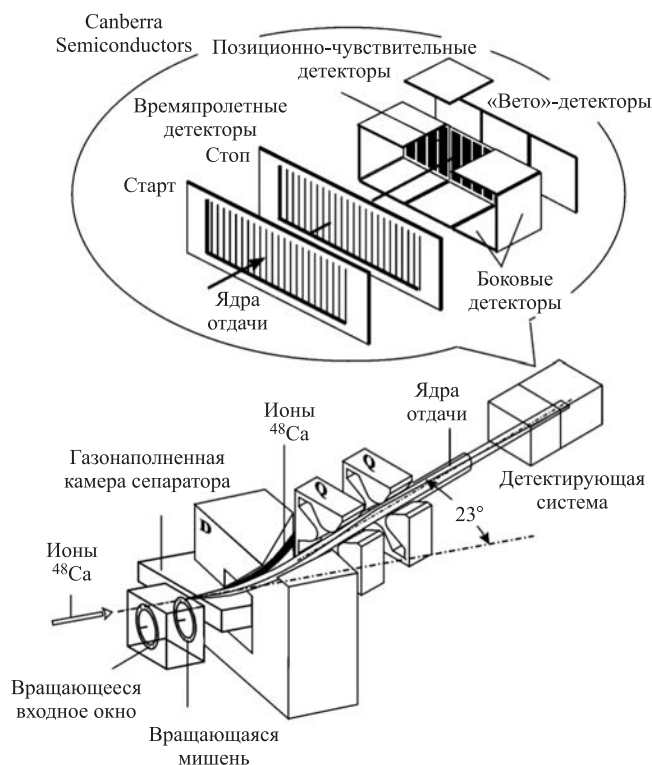


Рис. 2. Схема газонаполненного сепаратора ЛЯР им. Г. Н. Флерова. Показаны дипольный магнит, фокусирующие квадрупольные линзы, вход в сепаратор, место размещения детектирующего модуля и его схема (верхняя часть рисунка)

Фактически задача является триединой и сводится к следующему:

— получение высокоинтенсивного пучка тяжелых ионов и облучение актинидной мишени ($\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$);

— транспортировка сепаратором исследуемого ядра в фокальную плоскость без существенных потерь в величине эффективности транспортировки, но в то же время при более чем заметном (порядки величин) подавлении фона как первичного пучка, так и продуктов, ассоциирующихся с другими паразитными каналами реакции, как то: продукты передачи, реакции α - xn и др.;

— собственно детектирование редких событий. И тоже, разумеется, при минимальных потерях в величине общей эффективности эксперимента и с выделением именно характерных черт нуклида с последующей идентификацией.

При следовании первому из перечисленных пунктов следует иметь в виду, что даже при очень высокой интенсивности пучка (например, ~ 1 мк ^{48}Ca) и приемлемой как с точки зрения особенности реакции полного слияния (ограниченность величины потерь иона в мишени в силу резонансности реакции — функции возбуждения [8, 9]), так и с точки зрения конечности акцептанса электромагнитного газонаполненного сепаратора [10] оптимальная толщина мишени составляет $\sim 300\text{--}400$ мкг/см². Соответственно, при сечении образования исследуемого нуклида через канал полного слияния около 1 пб (10^{-36} см²) для интересующей нас области, потенциально получаемой с ионами ^{48}Ca и др., выход исследуемого продукта составит около

$$f \sim 5 \cdot 10^{17} \cdot 5 \cdot 10^{12} \cdot 0,4 \cdot 10^{-36} = 10^{-6} \text{ с}^{-1},$$

где для эффективности транспортировки принята величина $\sim 0,4$ [2].

Таким образом, детектирующая система посредством модуля детектирования, расположенного в фокальной плоскости сепаратора, должна принимать одно событие за несколько суток–месяцев. Следовательно, требование максимальной эффективности детектирования является более чем необходимым в данных конкретных условиях. Соответственно, сама регистрирующая аппаратура должна быть практически бесфоновой (например, как в [11, 12]) в данном временном интервале течения эксперимента. Отметим, что существенным фактором подавления фона альфа-распада, например, $^{219}\text{Rn}^*$ (6,82 МэВ), определившим рекордные эксплуатационные характеристики спектрометра, в [12] явился факт пассивного (off-line анализ) использования наличия корреляции в секундном окне при сравнительно высокой геометрической эффективности регистрации.

Ситуация же в on-line экспериментах с применением высокоинтенсивных пучков тяжелых ионов усугубляется тем, что степень подавления фона, имитирующего эффект (например, альфа-распад со сравнительно большой энергией), не является абсолютной. Так, газонаполненный сепаратор, подавляя первичный пучок на двенадцать порядков и более чем на четыре порядка продукты передачи, при типичных условиях имеет загрузку фокальной плоскости от 10^1 до 10^2 Гц, что в свою очередь означает получение интегрально $\sim 3 \cdot 10^8$ событий/мес в общем массиве данных. Кроме того, следует иметь в виду, что теоретические предсказания в интересующей области дают ши-

*Искомый продуктом серии off-line экспериментов был альфа-распад ^{236}Cf (6,75 МэВ).

рокий диапазон времен жизни нуклидов, от единиц микросекунд до десятков часов [13, 14].

Таким образом, данное большое интегральное число событий, широкий диапазон ожидаемых времен жизни, другие особенности подчеркивают актуальность задачи детектирования, которая де-факто сводится к «поиску иголки в стоге сена». Разумеется, поиск таких событий возможен только при наличии некоторых характерных моментов распада, отделяющих искомое событие от фона. Кроме того, альфа-распад сверхтяжелых ядер характеризует сравнительно большая энергия распада и этим событиям должен предшествовать прилет ядра отдачи. Согласно теоретическим представлениям для данной области цепочка альфа-распадов с большой вероятностью терминируется спонтанным делением [15–17], которое, в свою очередь, является характерным, с большим энерговыделением, если рассматривать с точки зрения детектирующей аппаратуры. Возможен и ряд других моментов, облегчающих признаки эффекта, как то: отдельные звенья могут быть короткими (микросекунды–сотни миллисекунд) и, более того, регистрируемые времена жизни в случае многозвенного события могут последовательно увеличиваться. Плюс к этому, очень важным фактором селективности (и подавления фона соответственно) является координатный анализ, возможный в том случае, когда исследуемый нуклид имплантируется в кремниевый детектор, фиксируя таким образом координату, откуда происходит многозвенный распад.

1.2. Ядро отдачи — специфика, эмпирика, расчет. Образовавшееся в результате ядерной реакции полного слияния и соответствующего девозбуждения ядро отдачи (ЯО = «рекойл») транспортируется в фокальную плоскость сепаратора ядер отдачи. В соответствии с кинематикой реакции подлетное время обычно составляет 1–2 мкс. В отличие от последующих альфа-распадов (спонтанного деления) ЯО движется в строго определенном направлении, что порождает возможность съема с аппаратуры дополнительной информации в виде сигнала о времени пролета (удельных потерь и т. п.). Однако в силу того, что энергия ЯО сравнительно мала, при наличии значительного массового числа это порождает ряд жестких требований к детектирующему устройству при реализации данного преимущества, а именно требования минимизации потерь. Это усугубляется еще и тем, что тяжелое ядро имеет в кремниевом детекторе значительную величину полного дефекта амплитуды ионизации (ДАИ) [18–21], обычно разделяемую на три компоненты, а именно: потери в физическом мертвом слое детектора, рекомбинационная и ядерная столкновительная компоненты, причем последняя является доминантой.

С точки зрения необходимого предсказания регистрируемых амплитуд сверхтяжелых ЯО последняя проблема решается двояко — путем расчета [22–26] и путем измерения амплитуд сигналов ЯО в реакциях с кинематикой, близкой к исследуемой реакции. В нашем случае таковыми являлись

$^{nat}\text{Yt} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{217}\text{Th} + 3n$ и $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$, причем в первом случае искомая амплитуда ЯО находилась по корреляции с коротким (~ 250 мкс) альфа-распадом с энергией 9,26 МэВ, а во втором — по корреляции с событием спонтанного деления нобелия «вне пучка», что являлось чрезвычайно характерным событием. Отметим, что реакция со свинцом — одна из последних с наиболее тяжелым ядром и приемлемым сечением образования (~ 500 нб). Кроме этих реакций для получения систематики входная расчетная энергия — измеренная энергия (кремниевым детектором) в более широком диапазоне применялись и другие реакции, такие как $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{216}\text{Ac} + 3n$, $^{nat}\text{Du} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^*\text{Po}$, $^{207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 3n$ и др. Результат представлен на рис. 3, а на рис. 4 показан [22] расчет для ядра отдачи ^{267}Hs , полученного в реакции $^{238}\text{U} + ^{34}\text{S} \rightarrow ^{267}\text{Hs} + 5n$ [27]. Показаны три зарегистрированные в эксперименте амплитуды и соответствие расчетных и измеренных первых двух статистических моментов.

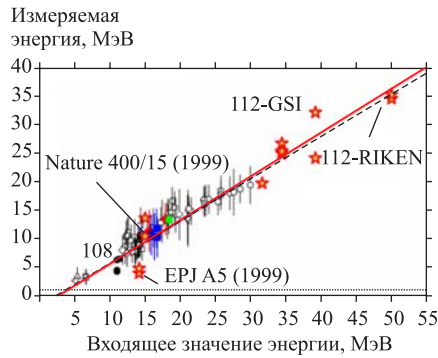


Рис. 3. Зависимость регистрируемой энергии имплантируемого ядра отдачи от расчетной входной энергии. Сплошная линия — расчет для ядра $^{288}114$ ($-2,05 + 0,73x + 0,0015x^2 - (x/40)^3$); штриховая — эмпирика ($-0,7 + 0,74x$). Показаны также события $Z = 112$, синтезированные в GSI и RIKEN

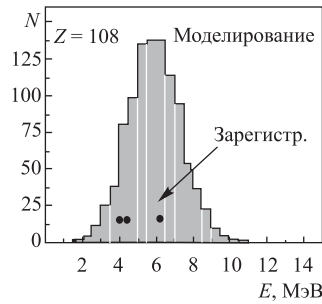


Рис. 4. Компьютерное моделирование для ЯО ^{267}Hs , соответствующее эксперименту $^{238}\text{U} + ^{34}\text{S} \rightarrow ^{267}\text{Hs} + 5n$. Три зарегистрированные в опыте амплитуды показаны точками на гистограмме. Отклонения измеренных амплитуд от расчетной центроиды составляют $-1,26$; $-1,04$ и $+0,23$ в единицах расчетного среднеквадратичного отклонения

Данные измерения и расчеты, их соответствие друг другу, а также независимым экспериментам (рис. 5, 6), показывают, что ожидаемые при регистрации кремниевым PIPS-детектором амплитуды сигналов СТЯ в реакциях с ничтожно редким выходом и большой длительностью экспериментов определяемы.

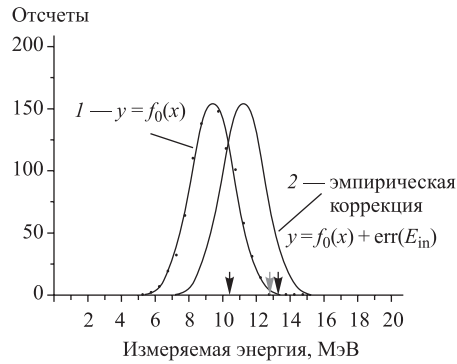


Рис. 5. Расчетные спектры ядер отдачи $Z = 118$ для реакции $\text{Cf} + \text{Ca} \rightarrow 118 + 3n$: 1 — компьютерное моделирование с закрытыми параметрами; 2 — с независимой эмпирической коррекцией (с использованием тестовых реакций). Зарегистрированные амплитуды показаны стрелками на оси абсцисс

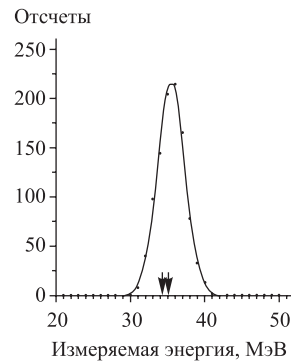


Рис. 6. Компьютерное моделирование (точки — закрытые параметры) и амплитуды регистрируемой энергии ядер с $Z = 112$, полученные в опытах RIKEN (стрелки)

1.3. Альфа-распад как характерная мода распада тяжелых ядер.

Альфа-распад — распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием альфа-частиц (ядер ${}^4\text{He}_2$), является одним из наиболее характерных типов распада, мониторирующих частично именно тип ядра. Привлекательным свойством альфа-распада при построении детектирующей системы является в комбинации с измерением кремниевым детектором его прецизионность (порядка 0,3–0,6 % ПШПВ), что позволяет производить эффективное отделение от фоновых загрузок, причем иногда и при определенных обстоятельствах для сильно ограниченной статистики. Но даже не перечисленное выше, хотя и играющее важную роль, является наиболее привлекательным с точки зрения задач и целей данной работы, а тот факт, что поскольку альфа-распад является туннельным процессом, то мониторируя тип барьера (прозрачность), он обретает важное свойство — при небольшом изменении энергии альфа-частиц периоды полураспада меняются на многие порядки. Для четно-четных изотопов зависимость периода полураспада хорошо описывается эмпирическим законом Гейгера–Нетолла:

$$\lg T_{1/2} = A + B/(Q_\alpha)^{1/2},$$

где A, B — константы, слабо зависящие от Z . Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер общая тенденция сохраняется, но их периоды полураспада в 2–1000 раз* больше, чем для четно-четных ядер с дан-

*Отметим, что все полученные в реакциях с ${}^{48}\text{Ca}$ (нечетно-четные) изотопы СТЯ расположены гораздо ближе к левому краю (~ 3 – 10), но не 10^3 .

ным Z и Q_α . Эта систематика и является тем основанием, которое дает возможность предсказания, хотя бы и грубо, тех интервалов, которые используются при построении селективных детектирующих систем реального времени. Что касается конкретных приближений, то в их качестве может быть рассмотрено как двухпараметровое приближение [28] $\lg T_{1/2} = 9,54Z \cdot 0,6/(Q_\alpha)^{1/2} - 51,37$ (119 четно-четных ядер $73 < Z < 107$), так и применяемая в наших опытах формула

$$\lg T_{1/2} = (aZ + b)Q_\alpha^{-1/2} + cZ + d,$$

$$a = 1,78722, \quad b = -21,398, \quad c = -0,25488, \quad d = -28,423$$

($N = 65$; $99 < Z < 109$, рис. 7) [22] (см. также [28]).

1.4. Спонтанное деление имплантированных ядер. Спонтанное деление ядер, открытое Г. Н. Флеровым и К. А. Петржаком, является характерной модой распада именно тяжелых ядер, характеризующейся сравнительно большим энерговыделением обоих осколков. Именно данное свойство было положено в основу детектирования тяжелых ядер (по факту деления) твердотельными детекторами [29, 30]. При проведении долговременных экспериментов на ГНС и при сохранении данного свойства как характерного следует указать на некоторые дополнительные особенности*. Так, например, при имплантации ЯО на характерные величины в единицы микрометров в кремний в случае спонтанного деления данного или дочернего нуклида детектор регистрирует полное энерговыделение одного из осколков и частично второго. При этом в случае геометрии регистрации, близкой к 4π , дополнительный детектор, находящийся в окрестности фокального (основного), может зарегистрировать остаток энерговыделения второго осколка (рис. 8).

Разумеется, возможен случай полного энерговыделения в основном детекторе. Для оценки величины параметра энергетического сдвига в реакции $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ был измерен спектр осколков спонтанного деления. При этом средняя суммарная регистрируемая энергия была свя-

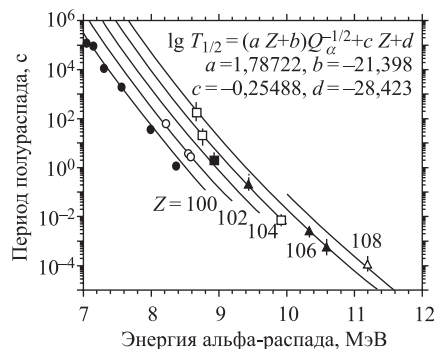


Рис. 7. Связь периода полураспада с энергией распада для 65 четно-четных ядер с $99 < Z < 109$

*Речь идет о том, что нуклид должен имплантироваться в фокальный кремниевый детектор, при этом он может быть окружен дополнительными детекторами для большей геометрической эффективности регистрации.

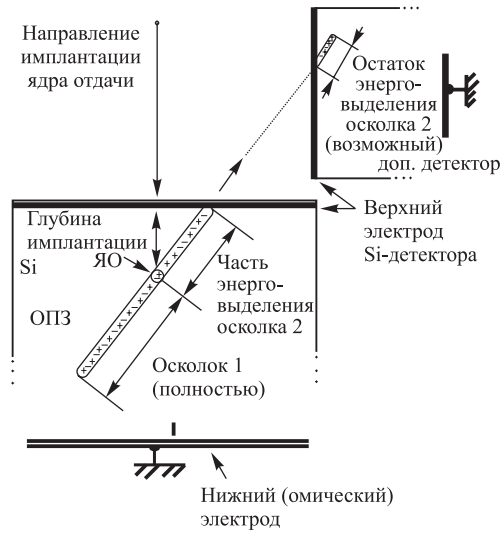


Рис. 8. Схематичный вид процесса детектирования спонтанного деления ядра, имплантированного в кремниевый детектор

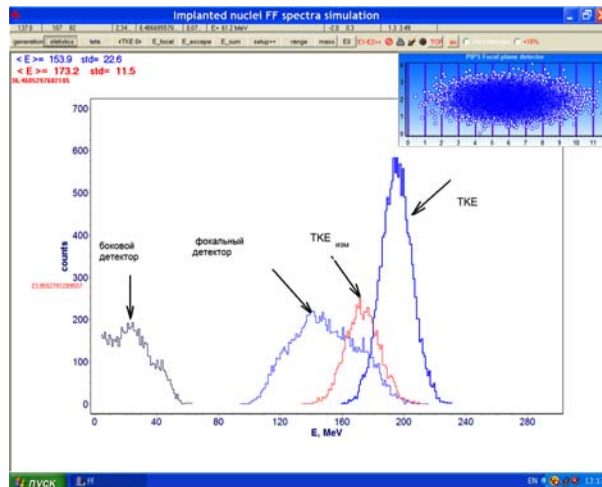


Рис. 9. Расчетные спектры. Показаны начальный спектр суммарной кинетической энергии, регистрируемый детектором, суммарный, фокальный и боковой

зана со средним значением постнейтронной средней суммарной кинетической энергии $\langle \text{ТКЕ} \rangle$ соотношением [14]

$$\langle E_{\text{сумм}} \approx \langle \text{ТКЕ} \rangle - 20 \text{ МэВ}^*.$$

На рис. 9 показаны расчетные [31–38] спектры. На рис. 10 представлен измеренный спектр. Отметим, что для расчета рекомбинационной компоненты ДАИ в этих работах применена авторская концепция поверхностной рекомбинации [20, 21].

Таким образом, эмпирическая калибровка по реакции с близкой кинематикой, ее соответствие расчетным значениям дает уверенность в том, что в случае детектирования редких событий спонтанного деления имплантированных СТЯ суждение о вероятном значении средней суммарной кинетической энергии будет в первом приближении ограничено статистическим фактором, и сам факт большого регистрируемого энерговыделения может рассматриваться как указание на деление именно тяжелого нуклида.

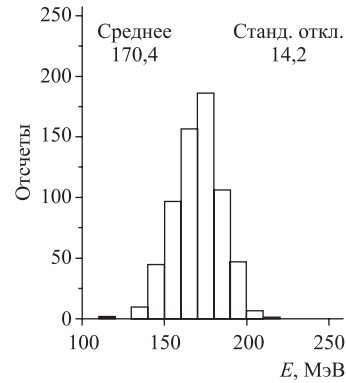


Рис. 10. Спектр измеренного значения суммарной энергии осколков ^{252}No

2. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ГНС

2.1. Общие моменты. Используя изложенное выше, следует отметить, что следующее ниже содержание соответствует этим основным положениям.

- Исходя из образа предполагаемого искомого объекта (события) как многозвенного, стартующего с ЯО, селективность детектирующей системы строится с учетом/наличием устройства для регистрации пролета ЯО и факта имплантации его в фокальный детектор, благодаря чему достигается отличие от последующих распадов. Причем данное устройство (время пролета — ТОФ, например) должно не только обеспечить сам факт регистрации, но и минимизировать энергетические потери ЯО, особенно с учетом фатально неизбежных значительных потерь в кремниевом детекторе.

- Сам факт применения твердотельного кремниевого детектора и наличия факта имплантации нуклида (геометрической фиксации материнского и дочернего ядер в приповерхностном слое кристалла) дает возможность применения координатного анализа для выделения искомого события, а при наличии записи в событие текущего времени еще и временного.

*Систематическая неточность энергетической шкалы около 5 МэВ [14].

- Логика отбора и формирования события должна обеспечить полноту информации с точки зрения названных признаков.

- Наличие дополнительных детекторов в окрестности фокального (основного) повышает геометрическую эффективность регистрации альфа-распадов, одной из наиболее характерных мод распада СТЯ.

- Будучи нацеленной на поиск именно многозвенных событий прилета-распада, система обязана быть активной, т. е. использовать сам факт указания на вероятный многозвенный распад в качестве «триггера» сигнала/события для влияния на собственно соотношение эффект-фон в данный выбранный временной отрезок, а именно путем быстрого отключения пучка.

- Программное обеспечение должно быть максимально согласовано с вышеперечисленным в том смысле, что оно должно обеспечивать активность всей системы набора данных эксперимента (как наиболее гибкий элемент этой системы).

- Система детектирования должна быть интегрированной, так как только это обеспечивает ее эффективное и результативное применение в долговременных экспериментах с учетом приведенной спецификации.

- Геометрические размеры фокального детектора должны соответствовать представлениям и тестовым измерениям геометрических параметров распределений продуктов полного слияния в фокальной плоскости сепаратора (например, для ЯО из реакции $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ это 55 мм по горизонтали и 18 мм по вертикали; ПШПВ [2], рис. 11).

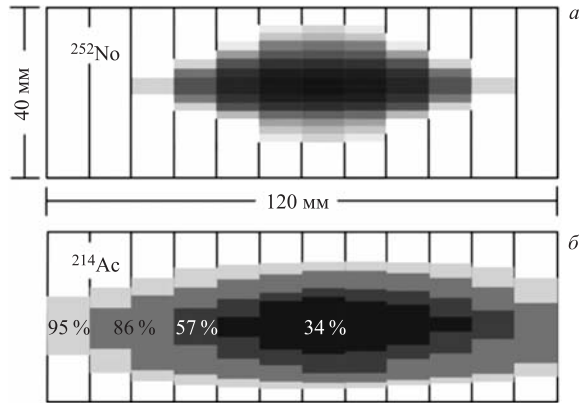


Рис. 11. Распределение продуктов реакций по позиции для $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ (а) и $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow \text{Ac}^* + 2n$ (б)

2.2. Модуль детектирования, блок-схема спектрометрического комплекса. Специализированный спектрометрический комплекс, максимально соответствующий вышеизложенным принципам, был разработан для проведения

длительных экспериментов по получению новых сверхтяжелых ядер, а также ряда других ядерных реакций [22, 39–47]. На рис. 12 показана блок-схема спектрометрического комплекса газонаполненного сепаратора, а на рис. 13 — схема модуля детектирования. Функционально он состоит из системы детектирования и визуализации, системы контроля параметров сепаратора, системы контроля параметров детектирующего модуля, включая параметры, связанные

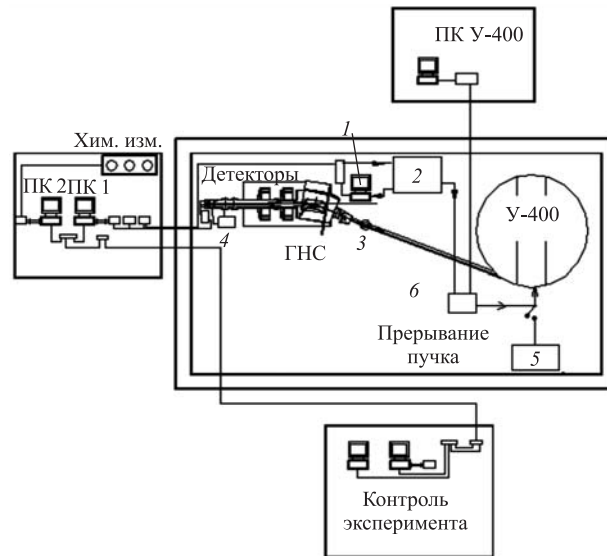
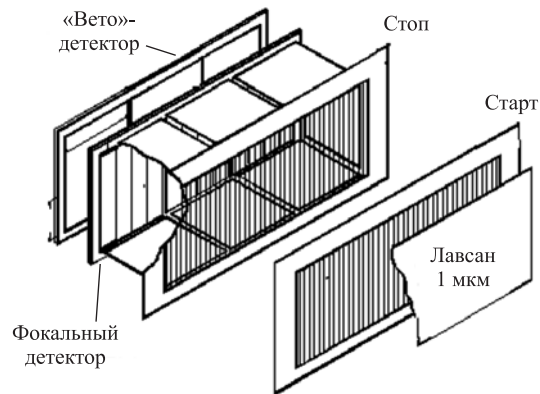


Рис. 12. Блок-схема спектрометрического комплекса газонаполненного сепаратора ЛЯР им. Г. Н. Флерова (не в масштабе). 1 — ПК4; 2 — система контроля параметров ГНС; 3 — датчик контроля вакуума циклотрона; 4 — блок защиты тонких окон от несанкционированных ситуаций; 5 — ЭЦР-источник; 6 — исполнительный элемент (электростатическое отклонение пучка)

Рис. 13. Детектирующий модуль ГНС. Показаны фокальный детектор, «вето»-детектор, боковые детекторы, камеры «старт» и «стоп». Входное лавсановое окно 1 мкм используется в более симметричных реакциях (с ^{48}Ca , например), в реакциях с ^{22}Ne и ^{16}O применялось окно 0,5 мкм



с пучком циклотрона. Основой модуля детектирования являются позиционно-чувствительный PIPS-детектор (Passivated Implanted Planar Silicon), 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).

Разрешение одного стрипа $\sim 40\text{--}60$ кэВ (для единичных — около 30 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 ЯО-альфа-распад и альфа-альфа соответственно [7, 13, 47]. Основной (фокальный) детектор окружен сборкой из восьми кремниевых детекторов площадью 4×4 см для повышения эффективности регистрации распадов (α , SF — при регистрации двух осколков) в случае вылета соответствующей частицы-осколка в обратную полусферу по отношению к направлению имплантации нуклида (см. рис. 13). За фо-

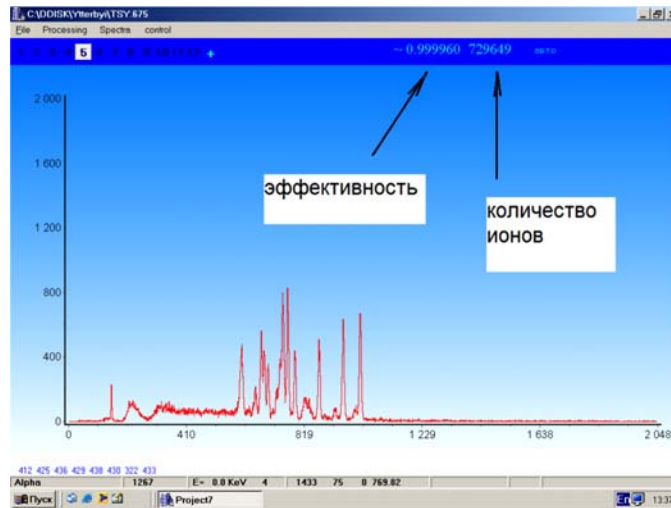


Рис. 14. Искомая величина эффективности регистрации 0,99996 при статистике тяжелых ионов 729649. Реакция ${}^{\text{nat}}\text{Yt} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Th}^*$. Спектр основного окна приложения соответствует спектру альфа-распадов из названной реакции (стрип №5) с очисткой по времени пролета, признаку (1 bit) работы одной из камер «старт» или «стоп», а также при отсутствии сигнала в «вето»-детекторе и отсутствии метки мажоритарных совпадений (1 bit). $E \geq 100$ МэВ

кальным 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.

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

Таблица 1. Рабочие параметры времяпролетного модуля

Размер, мм	140 × 60
Анодное смещение, В	+ 400
Катодное смещение, В	– 100
Расстояние анод–катод, мм	7
Шаг намотки	20 мкм W (Au) 2 мм — анод 1 мм — катод → геом. «прозрачности» анода и катода 99 и 98 % соответственно
Давление пентана, Торр	1,45–1,75
Давление водорода в сепараторе, Торр	1
Размер входного (разделительного) окна, мм	140 × 80
Входное окно, мкм	0,5–1, майлар
Расстояние между камерами «старт» и «стоп», мм	65
Расход пентана, тип газовой проточной системы, мл/ч	~ 1,7 (жидк.) Без обратной связи, откачка безмасляным насосом Varian — PTS 3/300
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, г	~ 0,5

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 ($0,5\text{--}1$ 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. 14, ^{48}Ca [39], для α -частиц ^{243}Am типично $0,95\text{--}0,997$). Рабочие характеристики модуля сведены в табл. 1. Исследование дополнительных возможностей модуля, осуществленное автором в работе [44], позволяет утверждать, что при определенных условиях ($\geq 2,5$ Торр, $V_a \approx 450$ В) плоскость «стоп», помеща-

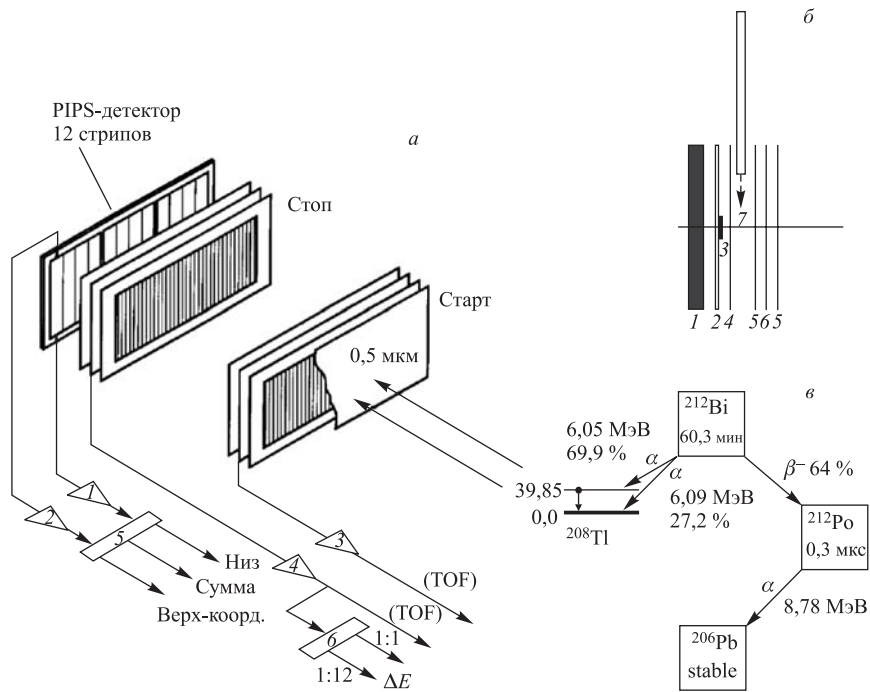


Рис. 15. Схема опыта по исследованию дополнительных свойств газового модуля низкого давления. а) 1–4 — зарядочувствительные ПУ; 5 — суммирующий инвертирующий усилитель; 6 — усилитель. б) 1 — детектор; 2 — 2-мкм алюминиевая подложка; 3 — слой ^{212}Bi ; 4 — лавсан 1,2 мкм; 7 — 200-мкм алюминиевый дополнительный поглотитель. в) Схема распада изотопа ^{212}Bi

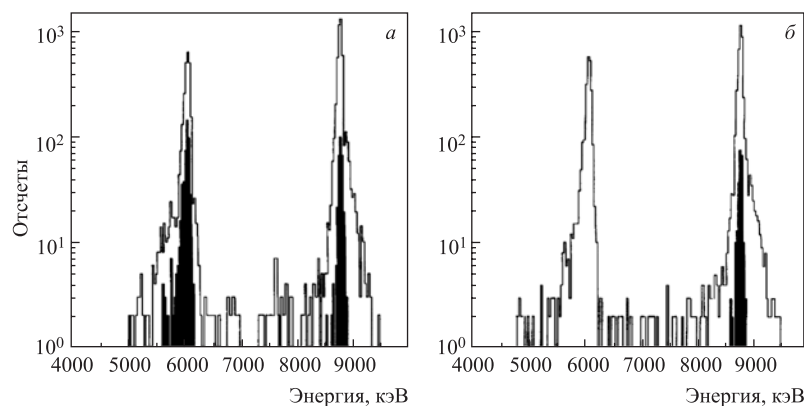


Рис. 16. Спектры альфа-частиц, показывающие регистрацию сопутствующих электронов конверсии. *а, б)* Тест на альфа-частицах. Темным цветом выделены совпадающие события. *б)* Дополнительный поглотитель введен

емая на минимальное расстояние по отношению к фокальному детектору, способна* регистрировать мягкие излучения вплоть до электронов конверсии (рис. 15, 16). Рабочие характеристики модуля сведены для компактности в табл. 1.

3. МЕТОД АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ — РАДИКАЛЬНОЕ СРЕДСТВО ПОДАВЛЕНИЯ ФОНА В ДЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО СИНТЕЗУ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

3.1. Общие моменты. Несмотря на изложенное выше, в частности на то, что газовый модуль обеспечивает высокие параметры подавления фона даже с учетом дополнительного фактора за счет координатного анализа в случае пролета именно заряженных частиц, реальность экспериментов, нацеленных на синтез СТЭ, такова, что приходится считаться с фонами, не оставляющими следов во времяпролетном детекторе и, следовательно, имитирующими альфа-распад, в том числе и в области, характерной для искомым объектов ($\sim 9\text{--}12$ МэВ, рис. 17).

В случае применения в стандартном** варианте описанный выше метод детектирования может привести к тому, что отдельные звенья альфа-

*Разумеется, в случае без окружения боковыми детекторами.

**Анализ после набора данных.

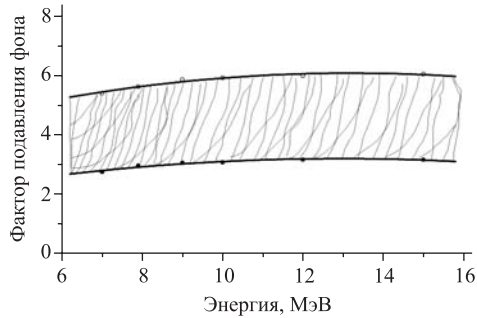


Рис. 17. Типичная зависимость фактора подавления фона (отношение общего количества событий $E_x < E_\alpha < 20$ МэВ к таковым с нулевыми значениями как TOF, так и «вето») в соответствующем диапазоне энергий

распада могут быть незначимы статистически, т. е. быть вполне объяснимы совокупностью случайных совпадений имитаторов, особенно, если речь идет о секундном–минутном–часовом (и далее) . . . диапазоне времен жизни альфа-активных ядер. К счастью, природа в случае многозвенного (≥ 2) события дает шанс экспериментаторам использовать именно это свойство в сочетании с тем, что в подавляющем числе случаев в данной области альфа-распадов, как и предсказывается теорией, времена жизни могут последовательно увеличиваться. Таким образом, если первый распад, а с точки зрения детектирующей системы это последовательность ЯО–альфа–распад, является сравнительно коротким, то сам факт детектирования такого характерного звена может быть использован как «триггер» для улучшения фоновых условий потенциальных распадов, следующих после этого. В этом случае с использованием систематик, полученных в разд. 1, детектирующей системы и модуля детектирования, матричного алгоритма реального времени и соответствующего программного обеспечения становится возможным применение активного подавления фона с детектированием потенциального указателя на возможное многозвенное событие и быстрым отключением пучка циклотрона У-400 (метод активных корреляций).

Отметим, что в более общем случае (цепочка из n альфа-распадов, причем останов делается m -й частицей) соотношение вероятностей для многозвенного события быть объясненным совокупностью случайных факторов дается формулой $P_{\text{err}}^0/P_{\text{err}}^* = C_n^m/K^{n-m}$ [56], где K — фактор подавления загрузки альфа-имитаторов ($\sim 10^2-10^3$ в нашем случае (см. также [6])), а $P_{\text{err}}^{0,*}$ — вероятности в случае, когда останов отсутствует и присутствует соответственно. Отметим также, что граница применимости более тривиального, в отличие от данного, алгоритма — остановов одиночным событием ядра отдачи — согласно [56] определяется соотношением $\tau_R = \nu_\alpha \tau_{\text{st}} \tau_{R-\alpha}$, где первая переменная — время останова для «тривиального варианта», ν_α — загрузка имитаторов альфа-частиц на элемент, τ_{st} и $\tau_{R-\alpha}$ — времена паузы и корреляционное соответственно. Реальная оценка, проведенная в [56], показала, что в наших условиях потери порядка единиц процентов тривиальный метод бу-

дет давать лишь при условии времен < 10 мс, в то время как предложенному алгоритму доступны секундные интервалы для первой корреляции.

3.2. Уравнение баланса для корреляций различного порядка. В работе [66] показано, что равновероятные остановы первой корреляцией ЯО–альфа-распад и в случае тривиального отключения пучка сигналом ЯО приводят (в рамках подхода [6]) к уравнению, связывающему характерные времена, а именно:

$$t_R \exp(-l_R t_R) = 0,5 t_{R-\alpha} \exp(-l_R t_{R-\alpha}) (l_\alpha t_{R-\alpha}) \exp(-l_\alpha t_{R-\alpha}).$$

Отметим, что в рамках того же подхода легко получить соотношение* между корреляциями n -го и k -го порядка, где n, k — количество альфа-частиц в той части многозвенного события, которое и сгенерировало остановку пучка на заданное время.

Полагая, что в обоих случаях стартером является зарегистрированное ядро отдачи, и следуя [6], получим условия для равенства вероятностей $p(n) = p(k)$:

$$P_S(n) Q_n^{\text{ER}} \frac{(l_\alpha t_n)^n}{n!} \exp(-l_\alpha t_n) = P_S(k) Q_k^{\text{ER}} \frac{(l_\alpha t_k)^k}{k!} \exp(-l_\alpha t_k),$$

где l_α — нагрузка имитаторов α -распада на один пиксель; n, k — количество звеньев в составном «событии» и $Q_i^{\text{ER}} = l_R t_i \exp(-l_R t_i)$, где l_R — аналогичная величина для сигналов, имитирующих ЯО.

В частности, для $k = n + 1$ уравнение приобретает вид

$$P_S(n) Q_n^{\text{ER}} \frac{(l_\alpha t_n)^n}{n!} \exp(-l_\alpha t_n) = P_S(n+1) Q_{n+1}^R \frac{(l_\alpha t_{n+1})^{n+1}}{(n+1)!} \exp(-l_\alpha t_{n+1})^{**}.$$

В вышеуказанных соотношениях конфигурационный фактор (см. [6])

$$P_S(j) = \frac{1!j!}{(j+1)!} = \frac{1}{j+1}.$$

Для важного частного случая $l_i t_i \ll 1$ соотношение упрощается, а именно:

$$\frac{1}{n+1} (l_R t_n) \frac{(l_\alpha t_n)^n}{n!} \approx \frac{1}{n+2} (l_R t_{n+1}) \frac{(l_\alpha t_{n+1})^{n+1}}{(n+1)!}$$

*С целью упрощения рассматриваются только α -частицы, зарегистрированные фокальным детектором при наличии сигнала вертикальной координаты.

**С точки зрения практического применения дополнительное условие $P_{\text{err}} < \varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$, заранее заданная и приемлемая для общих потерь эффективности эксперимента величина. Обычно — единицы процентов (см. в том числе далее).

или

$$\frac{t_n^{n+1}}{(n+1)!} l_\alpha^{n+1} \approx \frac{t_{n+1}^{n+2}}{(n+2)!} l_\alpha^{n+2} \Rightarrow t_n^{n+1} \approx \frac{t_{n+1}^{n+2} l_\alpha}{n+2}.$$

Соответственно $t_n \approx t_{n+1} \sqrt[n+1]{\frac{t_{n+1} l_\alpha}{n+2}}$.

Отметим, что для важного случая сравнения корреляции типа ЯО–альфа-распад с одиночным сигналом ЯО, $n = 0$: $t_R \approx (t_{R-\alpha}^2 l_\alpha)/2$, что отличается от оценочного значения (см. выше) на фактор $1/2$.

Отметим также, что предложенный в [66] метод вычисления вероятности случайной корреляции (MBSC — метод интервалов) дает для точного значения фактора «выигрыша» ($\eta = P_{\text{err}}^0/P_{\text{err}}^{\text{off}}$) следующие соотношения:

$$P_{\text{err}}^{\text{off}} = P_{S1} P_{S2} \prod_{i=1}^3 \frac{(l_i t_1)^{n_i}}{n_i!} \exp(-l_i t_1) \prod_{i=4}^6 \frac{(l_i t_2)^{n_i}}{n_i!} \exp(-l_i t_2)$$

и

$$P_{\text{err}}^0 = P_S \prod_{i=1}^3 \frac{(l_i t)^{n_i}}{n_i!} \exp(-l_i t),$$

причем $t_1 + t_2 \leq t$ (см. [6]).

Здесь вероятности с индексами «0» и «off» соответствуют стандартной (без отключения пучка) и данной моде. В приведенных соотношениях индекс i (1–6) означает следующий тип имитаторов частиц: 1 — ЯО; 2 — альфа-частица в пучке, регистрируемая с координатным сигналом; 3 — альфа-частица в пучке, регистрируемая только боковым детектором; 4, 5 — то же вне пучка; 6 — имитатор спонтанного деления. Отметим также, что в рамках концепции К. Х. Шмидта [2] изменения тривиальны и касаются переноса «стартера» для интервала «вне пучка» с момента регистрации ЯО на первое событие «вне пучка» [5, 6, 67].

3.3. Режим «мягкого» реального времени — реакция $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{216}\text{Ac} + 3n$. На рис. 18 представлена временная схематика процесса по поиску коротких коррелированных событий в режиме «мягкого» реального времени. При этом предполагается, что реализуется идеальное для целей подавления фона и регистрации второй (третьей, четвертой. . .) альфа-частицы соотношение между названными параметрами, а именно $\delta \ll t_{\text{buff}} < t_{\alpha 2}$. В этих условиях вероятность успеха (поиск кандидата на корреляцию) может быть вычислена исходя из закона радиоактивного распада и характеристик детектирующей системы, таких как эффективность регистрации альфа-частицы и условная эффективность регистрации, при ненулевой координате в соответствующем спектрометрическом тракте. В дальнейшем ε_2 и ε_1 соответственно. В самом деле, если в силу предположения о времени первого распада вероятность регистрации первой частицы равна $p_1 \approx \varepsilon_1$, то аналогичная величина

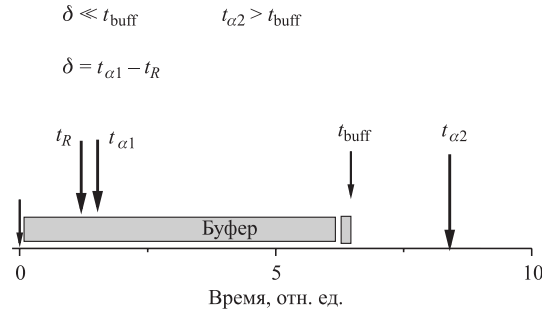


Рис. 18. Поиск коррелированных с ядром альфа-распадов в буфере набора (диаграмма). Здесь t_R — текущее время регистрации ядра отдачи; $t_{\alpha 1}$ — время распада первой альфа-частицы; $t_{\alpha 2}$ — время распада второй альфа-частицы; t_{buff} — время прочтения буфера с учетом исполнения последовательного кода поиска; δ — время жизни первой (короткой) альфа-частицы

для p_2 представима в виде $p_2 = \varepsilon_2 \exp\left(-\frac{t_{\text{buff}} - t_1}{\tau_2}\right)$. Пусть вероятность успеха $w = p_1 p_2$ и $x = t_1/t_{\text{buff}}$, где $0 < x < 1$. Принимая далее для определенности $\varepsilon_1 \approx 0,7$ и $\varepsilon_2 = 0,87$ (см., например, [25]), получим выражение для величины w в виде $w = 0,61 \exp\left(-\frac{t_{\text{buff}}(1-x)}{\tau_2}\right)$. В приведенных соотношениях константа τ_2 — время жизни второго нуклида. Для дальнейшей практической оценки полагаем $t_{\text{buff}} \approx \frac{350c}{\nu}$, где ν — общая загрузка трактов (примерно 10^2 в случае названной реакции). Или окончательно (рис. 19) $w \approx 0,61 \exp\left(-\frac{350(1-x)}{\nu\tau_2}\right)$.

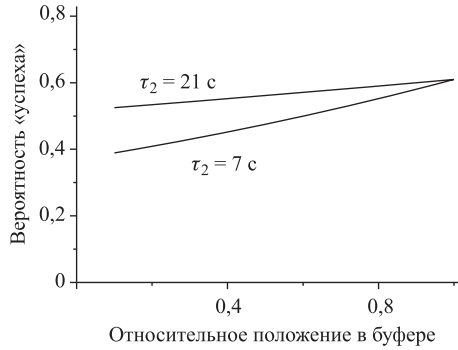


Рис. 19. Оценка вероятности «успеха» при использовании полного размера буфера

Аналогично рассмотренному с точки зрения временных соотношений случаю анализируется ситуация, когда два альфа-распада, расположенные в пределах одного буфера, могут рассматриваться (по принципу «ИЛИ») как потенциальные кандидаты на многозвенный распад, а третий альфа-распад лежит вне буфера. Как и в первом случае, принимается $\delta \ll t_{\text{buff}}$,

*Свойство размера буфера блока КАМАК КЛ-033.

$t_2 < t_{\text{buff}}$ и $t_3 \gg t_{\text{buff}}$. Следуя рассмотренному выше, получим для вероятности «успеха» следующее соотношение: $w = \varepsilon_1 \varepsilon_2 [1 + (1 - \varepsilon_1)(1 - e^{-\delta_2/\tau_2})]$, где $\delta_2 = t_{\text{buff}} + t_2$, а $t_{2,3}$ — времена второго и третьего альфа-распада соответственно.

Отметим, что реакция $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{216}\text{Ac} + 3n$ соответствует полностью первому случаю. Для дочернего продукта ^{212}Fr период полураспада более чем достаточен даже в сравнении с максимальным временным размером буфера. К числу других причин, обусловивших выбор данной реакции для моделирования процесса, можно отнести то, что кроме короткого времени жизни (0,4 мс) энергия альфа-распада составляет 9,16 МэВ и пик находится в правой, чистой части спектра. Для реализации задачи поиска коротких коррелированных кандидатов на многозвенный распад был разработан код GNS2. Блок-схема данного кода представлена на рис. 20. Последовательная с точки зрения чтения буфера памяти часть кода на первой стадии обеспечивает выборку в массив только событий, засчитываемых либо за ядро отдачи, либо за альфа-распад выше некоторого энергетического порога (обычно 8,5–8,8 МэВ), либо за осколок деления (> 50 МэВ).

На второй стадии производится калибровка предварительно отобранных событий. Конечно, это предполагает, что все 96 калибровочных констант заранее были извлечены из калибровочных реакций. На последней стадии происходит собственно поиск потенциальных кандидатов и запись их в ре-

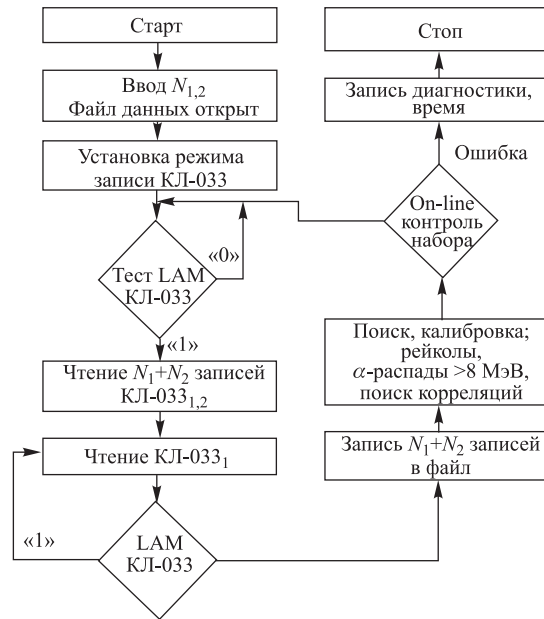


Рис. 20. Блок-схема процесса поиска коррелированных событий

зультирующий файл на постоянный носитель (HD). Имитация останова циклотрона У-400 происходит в виде изменения состояния выходного регистра КАМАК KB-002 N 0 F(16) #255. Результаты модельного эксперимента наглядно представлены на рис. 21. Сам факт успешного наведения системы в целом на изотоп ^{216}Ac продемонстрирован в «перекрестии» верхней левой гистограммы. Левая нижняя гистограмма показывает качество настройки сепаратора по магнитной жесткости на продукты реакции. Пик альфа-распада «вне пучка» интересующего изотопа указан стрелкой на основной форме. Показано также временное окно (1,6 мс) и координатное (± 1 мм). Параметры энергии ядра отдачи были взяты на основании расчетов [36] как 0,8–7 МэВ.

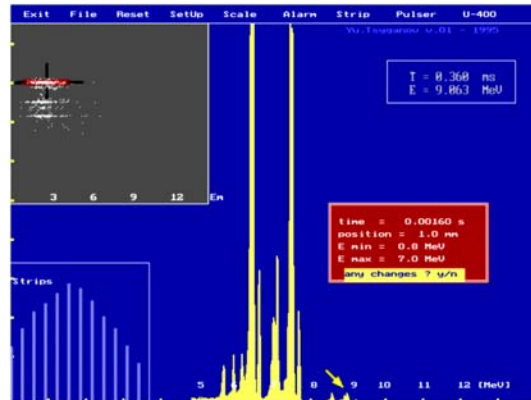


Рис. 21. Поиск корреляционных пар ядро отдачи – альфа-распад. Система наведена на изотоп ^{216}Ac . Левая нижняя гистограмма — распределение интересующей активности по стрипам PIPS-детектора. Интересующая активность показана стрелкой на основной гистограмме [61]

В несколько ином ключе была решена модельная задача при поиске двойной корреляции ^{252}No (ядро) $\rightarrow ^{252}\text{No}(\alpha) \rightarrow ^{248}\text{Fm}(\alpha)$ в реакции $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$. Поскольку в данном случае реализуется вариант с временем жизни второго (дочернего) нуклида около 25 с, то задача поиска была переложена на удаленный компьютер и решалась на уровне файловых структур. Буфер отобранных событий формировался «on-timer» [74], и его размер мог быть установлен от 10 с до десятков минут. После нахождения хотя бы одной корреляции ядро отдачи – α -распад ^{252}No – α -распад ^{248}Fm компьютер ПКЗ выполнял аналогичную операцию по имитации останова циклотрона. Отметим, что в отличие от предложенного выше данная методика подходит для медленно-медленных распадов в том случае, если потенциальный интерес представляет поиск в низкофоновых условиях нуклида с временами жизни от десятков секунд до часов (суток).

3.4. Матричный алгоритм быстрого поиска коррелированных звеньев ядро отдачи – альфа-распад. Основная, хотя и довольно простая идея разработки алгоритма и далее метода состоит в том, что набор координат (вертикаль), по своей сути являющийся непрерывным континуумом, преобразуется к дискретному виду. Реальный детектор (фокальный) представляется в памяти компьютера набора в виде двух матриц — ядер отдачи (статическая) и альфа-распадов (динамическая), причем только первая является статической, если актуален поиск именно звеньев ЯО–альфа-распад. В этом случае счетное, но, в принципе, бесконечное (при $t \rightarrow +\infty$) множество событий, принимаемое системой и записываемое в виде основного буфера данных, отображается на конечное и ограниченное множество матричных элементов [22, 24, 25, 39, 51–56]. При этом собственно матричным элементом является текущее время. Соответственно, при детектировании события, засчитываемого (имитирующего в том числе) как альфа-распад, и вычислении матричного элемента программа производит сравнение с соответствующим элементом матрицы ЯО, как и с некоторым количеством соседей ($\pm 3-4$), что в реальности означает некое определенное координатное окно. При этом ПК1 (см. рис. 12), ведущий набор, выполняет только простейшие операции типа память–память, к тому же на очень ограниченном массиве данных, что и обеспечивает быстроту процесса. Разумеется, при такой компрессии данных происходит понижение условия определения истинной многозвенной корреляции до уровня «необходимо».

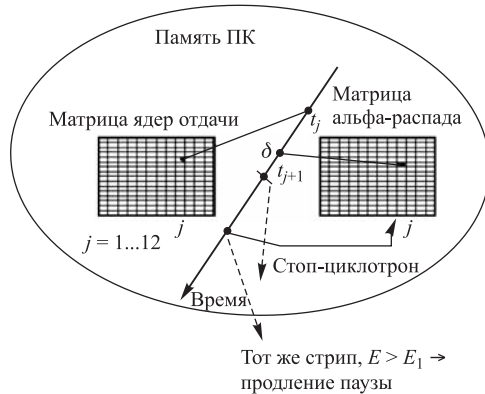


Рис. 22. Схематичное представление алгоритма поиска (а также PIPS-детектора в памяти ПК) первой коррелированной пары ядро отдачи – α -распад в режиме «жесткого» реального времени. Показаны ось времени, моменты регистрации ядра отдачи и α -частицы, а также представление фокального детектора в памяти компьютера в виде матрицы ядер и α -частиц. Параметр δ — величина эффективного «мертвого времени» процесса

Схематика такого процесса показана на рис. 22, а сама процедура выборки представлена фрагментом кода (кодировка C++, см., например, [57]). Тривиальный, «поплавковый» метод выборки минимума времен применен опять-таки в силу небольшого количества реальных элементов выборки.

С очевидностью, вводя компрессию данных, снимающую, в принципе, взаимную однозначность, мы упрощаем задачу поиска корреляций. Конкрет-

ность того или иного отображения множества потока данных на матричные элементы соответствующих матриц зависит от вида входных электрических цепей зарядочувствительных трактов. Ниже рассмотрена схема включения резистивных стрипов позиционно-чувствительных детекторов. В этом случае применяется опорный резистор (рис. 23) с целью смещения нулевого уровня координатного сигнала и обходятся одним координатным сигналом с каждого стрипа.

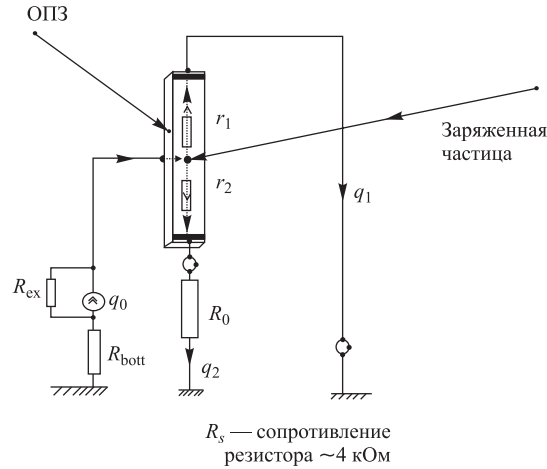


Рис. 23. Токовая эквивалентная схема включения резистивного слоя PIPS-детектора с опорным резистором (R_0). Показана внутренняя цепь детектора. $r_{1,2}$ — величины сопротивлений резистивного слоя, отсчитываемые от точки падения заряженной частицы. Показанные заряды связаны соотношением $q_1 + q_2 = q_0$, где q_0 — генерируемый частицей заряд, причем $r_1 + r_2 = R_s$. ОПЗ — область пространственного заряда обратно смещенного перехода кремния

Параметры матричного элемента при этом определяются так: первый индекс — номер стрипа (0–11), второй — согласно формуле

$$j = \text{int} \left\{ N_{\max} \left[\frac{a_{yi} N_y + b_{yi}}{a_i N_a + b_i} \left(\frac{R_{0i}}{R_i} + 1 \right) - \frac{R_{0i}}{R_i} + \delta_i^{a, \text{esc}, \text{ER}} \right] \right\},$$

$$t_{i,j}^{a, \text{ER}} = t \text{ (текущее время).}$$

Здесь N_{\max} — дискретность разбиения (обычно 130–170); пары a, b , а также набор малых поправок δ суть калибровочные константы, определяемые из калибровочной реакции ${}^{\text{nat}}\text{Yt} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Th}^*$; R_i — величина сопротивления резистивного слоя соответствующего стрипа; R_0 — опорные резисторы.

Фрагмент кода, соответствующий приведенной схематике, где $\text{reco}[12][N_{\text{max}}]$ — матрица ядер отдачи, а tim1 — последнее (актуальное) время зарегистрированной «альфа-частицы», имеет вид

```
if (tof ==0 && ww[7]==0 && e_total>EAMIN && e_total<EAMAX && ww[14]
< МЕТКАМАХ ) {
    dt1 = tim1 - reco[strip][npix];
    dt2 = tim1 - reco[strip][npix+1];
    dt3 = tim1 - reco[strip][npix-1];
    dt4 = tim1 - reco[strip][npix+2];
    dt5 = tim1 - reco[strip][npix-2];
    dt6 = tim1 - reco[strip][npix+3];
    dt7 = tim1 - reco[strip][npix-3];

    dt = (dt1<dt2) ? dt1 : dt2;
    dt = (dt<dt3) ? dt : dt3;
    dt = (dt<dt4) ? dt : dt4;
    dt = (dt<dt5) ? dt : dt5;
    dt = (dt<dt6) ? dt : dt6;
    dt = (dt<dt7) ? dt : dt7;
    ... }
```

В данном фрагменте кода на языке С++ первая из приведенных инструкций означает признак «распада», e_{total} — суммарная энергия, т.е. сумма энергий в обоих детекторах, фокальном и боковом, при условии ненулевого координатного сигнала, E_{AMIN} и E_{AMAX} — границы принимаемого интервала энергий, МЕТКАМАХ — дополнительный признак для сигнала, принимаемого за альфа-распад.

В случае, если минимальное время не превосходит некоторой, заранее выбранной величины (в том числе и с функциональной зависимостью от регистрируемой энергии предполагаемого альфа-распада), то система набора инициирует через соответствующий модуль КАМАК КВ-002 [58] останов пучка циклотрона У-400 посредством установки соответствующего запирающего потенциала (~ 500 В) на входе стандартного исполнительного элемента — прерывателя* («чоппера») электростатического типа, физически размещенного на линии инжекции пучка в циклотрон. На рис. 24 представлена схема процесса с соответствующими временами задержки [24]. Время выключения пучка составляет около ~ 160 мкс.

*На более ранней стадии применялось другое устройство — модулятор ВЧ циклотрона [54].

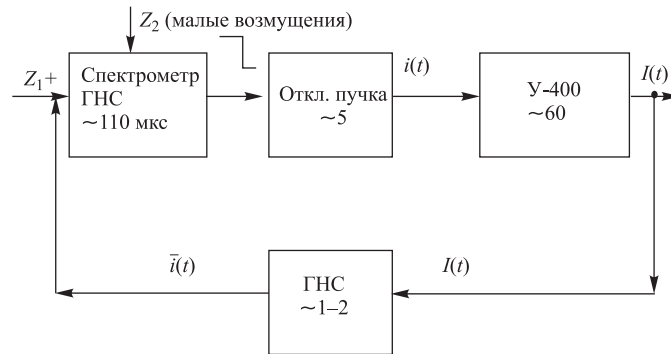
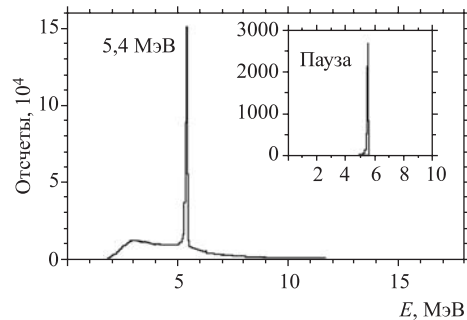


Рис. 24. Эквивалентная блок-схема процесса наведения–останова. Показаны соответствующие возмущения: Z_1 — приведенный по входу «ток» (фон) накопленных долговременных активностей; Z_2 — возмущение собственно спектрометра

Рис. 25. Наглядное представление подавления фоновых загрузок. (Пик 5,4 МэВ — не из реакции, а источник-монитор.) Очевиден практически чистый интервал в районе выше 8 МэВ в верхней гистограмме, соответствующей фазе «вне пучка»!



Для демонстрации качества очистки соответствующего энергетического интервала на рис. 25 представлен спектр сигналов, имитирующих альфа-распад, и тот же спектр после того, как система находила потенциального кандидата и отключала пучок.

После соответствующей временной экспозиции порядка минуты–нескольких минут система снова включала пучок. В том случае, когда в пределах данного интервала времени «вне пучка» система детектировала кандидата в том же стрипе, что и пара ЯО–альфа-частица, вызвавшая остановку, фаза «вне пучка» автоматически продлевалась на фактор примерно 5–20. Вертикальная координата при этом игнорируется в силу чрезвычайно малых загрузок «вне пучка». Подпрограмма быстрого поиска и сортировки взаимодействует с модулем КАМАК-1М [25], который содержит все 16 слов единичного события и выставляющего сигнал « $Q = 1$ » на магистраль КАМАК при формировании события.

3.5. Применение метода активных корреляций в длительных экспериментах по поиску ультраредких распадов СТЯ. Данная техника детектирования после тестирования в реакциях $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{216}\text{Ac} + 3n$ и $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ [54, 55, 61] была успешно применена в течение шести последних лет в цикле продолжительных экспериментов на пучке ионов ^{48}Ca , направленных на синтез элементов 112–116, 118 [59]. Следующее ниже описание опыта относится конкретно к мишени из нейтроноизбыточного ^{244}Pu [60], однако в целом оно примерно соответствует и другим опытам.

Ионы $^{48}\text{Ca}_{+18}$ ускорялись циклотроном У-400 ЛЯР. Типичная интенсивность на мишени была около 1,2 рмкА. Вращающаяся мишень площадью 32 см² состояла из обогащенного (98,6%) изотопа ^{244}Pu в форме двуокиси плутония PuO_2 , нанесенного на полуторамикронную фольгу титана. Толщина мишени составляла около 0,38 мг/см². Ядра отдачи, вылетающие из мишени, сепарировались от пучка ^{48}Ca , продуктов передачи и рассеянных частиц при помощи дубненского газонаполненного сепаратора. Эффективность транспортировки исследуемого нуклида оценивалась как 35–40%. Ядра проходили через времяпролетную систему (TOF) и имплантировались в основной 12-стриповый кремниевый позиционно-чувствительный детектор.

Для детектирования многозвенной последовательности распадов в практически бесфоновой моде пучок циклотрона выключался при помощи описанного выше алгоритма. В реальном масштабе времени находилась корреляция по энергии-времени-координате между сигналом, соответствующим ЯО элемента 114 и сигналом «типа альфа» в интервале энергий $9,66 \leq E\alpha \leq 10,08$ МэВ в том же стрипе, в координатном окне до 1,9 мм и временном 10 с. Длительность фазы «вне пучка» выбиралась от 3 до 12 мин. На рис. 26 показано событие, зарегистрированное указанным способом при энергии пучка 247 МэВ.

На рис. 27 показана цепочка, где останов проведен составным событием. Суммарная величина энергии альфа-частицы состоит из двух частей, а именно: энергии в фокальном детекторе строго при наличии координатного сигнала и энергии в боковом детекторе. Отметим, что вероятность детектирования такого составного события отличается от геометрической в силу конечности величин порогов координатного тракта и приближается к величине $\sim 0,7$ [56].

Данный способ детектирования применялся также в реакциях с мишенями $^{245,248}\text{Cm}$, $^{233,238}\text{U}$, ^{243}Am , ^{237}Np , ^{242}Pu и $^{249}\text{Cf}^*$.

Ниже в табл. 2 приведены характерные параметры процесса при данной технике детектирования. Показаны характерные интегральные факторы

* А также в опыте $^{244}\text{Pu} + ^{58}\text{Fm} \rightarrow 120^*$.

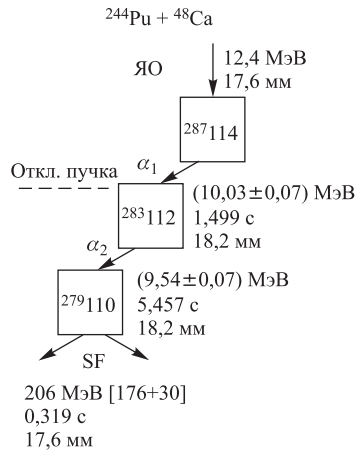


Рис. 26. Событие распада изотопа $^{287}\text{114}$, зарегистрированное в реакции $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{287}\text{114} + 3n$ при энергии пучка 257 МэВ. Показан момент срабатывания системы для создания бесфоновых условий регистрации дочерних продуктов

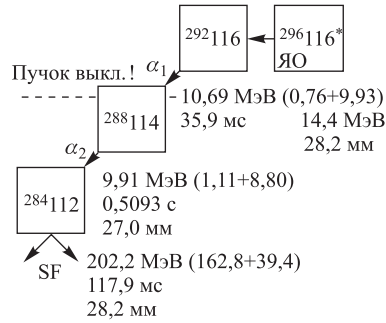


Рис. 27. Пример останова составной частицей. Энерговыведение в основном детекторе при наличии координатного сигнала 0,76 МэВ

Таблица 2. Типичные параметры остановов

Реакция	Интегральный фактор очистки (9–11 МэВ)	Интервал первой корреляции (E_α , МэВ)	Время корреляции, с	Пауза, мин
$^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$	$9,5 \cdot 10^3$	9,43–9,63/10,3–11,8	12/0,3	1
$^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$	$4 \cdot 10^3$	9,9–10,35	4	1
$^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$	$1,5 \cdot 10^4$	9,9–11	1	1
$^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$	$2,0 \cdot 10^4$	9,6–11	8	2
$^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$	$1,1 \cdot 10^4$	9,9–12	1	1

очистки, т. е. величины, определенные как весь фон, имитирующий альфа-распады, поделенный на таковой в фазе «вне пучка», за вычетом событий, отнесенных к полезному эффекту.

На рис. 28, а–в приведены спектры альфа-распада, полученные в соответствующих реакциях и дающие более чем наглядное представление об эффективности примененной техники детектирования, в том числе завершая качественный аспект задачи — «поиск иголки в стоге сена».

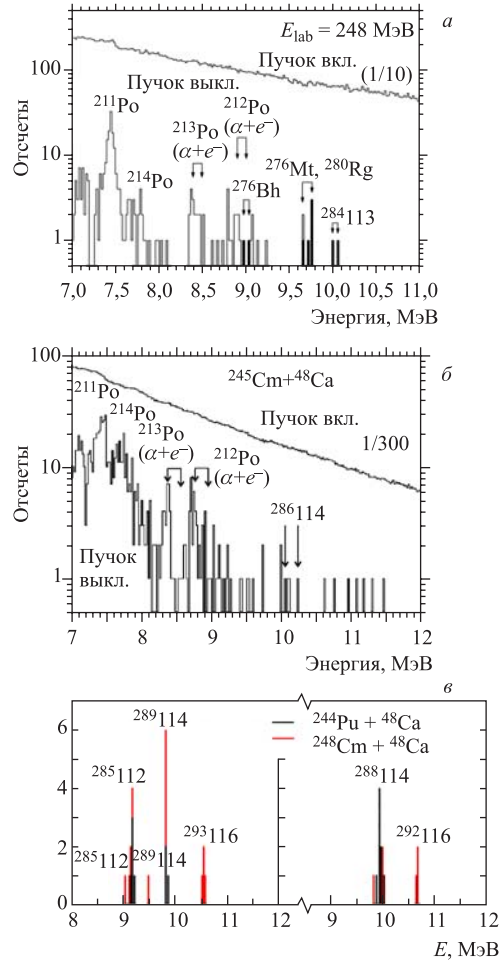
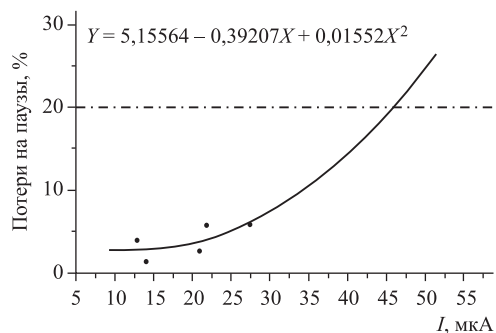


Рис. 28. а) Спектр альфа-распадов, измеренный в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 115 + 3n$; б) то же, реакция $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 116 + 3n$; в) типичные спектры α -распада СТЯ (реакции указаны на рисунке) [71]

Говоря о данной технике детектирования, следует упомянуть о том, что, генерируя паузы для обеспечения бесфоновых условий для последующих распадов, система, естественно, понижает время облучения мишени, понижая, таким образом, общую эффективность эксперимента. Однако величина в единицы процентов, являющаяся платой за столь радикальное подавление фона, более чем приемлемая (рис. 29).

Рис. 29. Оценка границы применимости алгоритма по параметру входного тока ионов $^{48}\text{Ca}_{+18}$ (по оси ординат — процент потерь за счет остановок). Корреляционное время 1 с, пауза 1 мин. Штрихпунктирной прямой показан уровень 20 %



Ниже приводится фрагмент on-line протокола пауз из реакции с ^{239}Cf с 9:00 до 24:00 28/02/2005. Учитывая, что время фазы «вне пучка» составляло 1 мин, суммарное время за 15 ч составило 29 мин, или $29 \cdot 100/15 \cdot 60 = 3\%$.

09 : 23 24/2 2048	20 : 29 24/2 2048
10 : 40 24/2 2048	20 : 31 24/2 2048
11 : 17 24/2 2048	20 : 46 24/2 2048
11 : 19 24/2 2048	21 : 18 24/2 2048
12 : 38 24/2 2048	21 : 26 24/2 2048
13 : 31 24/2 2048	21 : 33 24/2 2048
13 : 48 24/2 2048	21 : 37 24/2 2048
14 : 20 24/2 2048	21 : 40 24/2 2048
17 : 19 24/2 2048	22 : 23 24/2 2048
17 : 27 24/2 2048	22 : 39 24/2 2048
18 : 07 24/2 2048	22 : 43 24/2 2048
19 : 29 24/2 2048	22 : 45 24/2 2048
19 : 33 24/2 2048	23 : 22 24/2 2048
20 : 22 24/2 2048	23 : 29 24/2 2048
20 : 27 24/2 2048	

Завершая рассмотрение конкретных примеров, демонстрирующих применение методики, следует вернуться к вопросу регистрации сверхтяжелых ядер отдачи кремниевым PIPS-детектором. Представляется целесообразным привести пример из работы [73], где показаны как модельный спектр ядра ^{252}No , так и суммарный спектр ядер, полученных в реакциях с ионами ^{48}Ca на актинидных мишенях. Данные спектры показаны на рис.30. Как и следовало ожидать, спектр СТЯ смещен относительно своей кинематической модели (ЯО ^{252}No) примерно на величину 3,2 МэВ. Более того, используя расчетный аппарат работ [19, 23, 25, 70], при дополнительном модельном предположении, что для всех ядер из интересующего диапазона масс заряд и масса связаны примерно так же, как и для модельного ядра ^{252}No , а именно

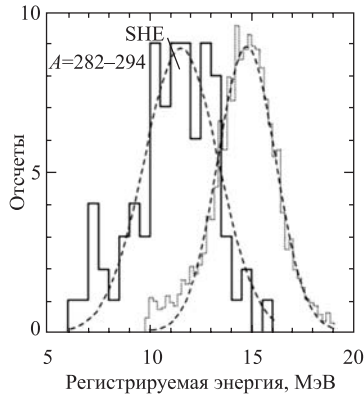


Рис. 30. Спектры сигналов регистрируемой энергии сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами ^{48}Ca и ядер ^{252}No из работы [73]

эквивалентного слоя кремния, столкновительная компонента рассчитывалась по формуле Вилкинса [17], а рекомбинационная составляющая — в рамках концепции поверхностной рекомбинации [19, 64, 70] с формфактором 0,5 и параметром эффективной скорости поверхностной рекомбинации $s \approx 10^3$ см/с.

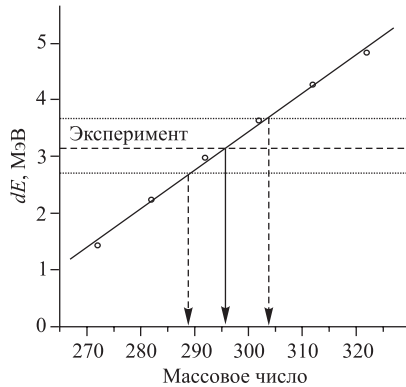


Рис. 31. Расчетная зависимость спектрального сдвига для ядер СТЭ по отношению к модельному спектру ядер ^{252}No . Экспериментальная величина отмечена штриховой прямой. Показано среднее значение $\langle A \rangle \approx 296$ коридора статистических ошибок для 98%-го доверительного интервала

Отметим, что оценка среднего значения массового числа $\langle A \rangle \approx (296 \pm 8_{\text{st}})$ МэВ более чем удовлетворительна, особенно если принять во внимание, что расчет типа [70] является сугубо модельным.

$A/Z \approx 252/102 = 2,47$, можно рассчитать переменную относительного массового сдвига для ядер с $A = 252$ и ядра с массой около 300, как показано на рис. 31. Величина данного параметра для интересующих нас сверхтяжелых ядер составляет примерно 2,50 ($^{282}113$), 2,54 ($^{289}114$), 2,53 ($^{293}116$), 2,50 ($^{290}116$), т.е. в среднем с отклонением около 2%. Величина дефекта амплитуды рассчитывалась по обобщенной формуле $\text{PHD} = \Delta_w + \Delta_{\text{st}} + \Delta_{\text{rec}} + F(E_{\text{in}})$, где первые три составляющие пояснены выше в п. 1.2, а четвертая составляющая есть функция малой эмпирической систематической поправки в виде $F(E_{\text{in}}) = -1,22 + 0,3E_{\text{in}} - 0,0062E_{\text{in}}^2$, где E_{in} — входное расчетное значение энергии ядра отдачи перед детектором, как это было получено в [70]. Величина входного окна принималась $\sim 0,2$ мкм

3.6. Дополнительные возможности алгоритма — построение общего решения. При преобразовании начального потока данных и приведении его к дискретной форме, приемлемой для указанной выше цели, принимается во внимание, что

— дискретность по вертикали определяется величиной координатного разрешения позиционно-чувствительного стрипа;

— дискретность по горизонтали определена суммарным числом стрипов позиционно-чувствительного детектора;

— первой всегда является матрица ядер отдачи как соответствующая первому детектируемому в цепочке распадов объекту, содержащему отличительный признак, соответствующий ненулевой величине времени пролета;

— последующие матрицы — суть матрицы альфа-частиц;

— общее число матриц зависит как от типа события, количества звеньев, так и от требования к конкретному эксперименту с точки зрения достаточности методов;

— матричным элементом каждой из матриц является текущее время события, зарегистрированное детектирующей системой.

На рис. 32 в качестве наглядного примера представлена полная схема распадов, соответствующая цепочке из четырех альфа-распадов, завершающейся спонтанным делением.

В более общем случае [25, 56, 62, 63] исследуемый объект может быть представлен в виде графа $\Gamma = \Gamma(\mathbf{X}, \mathbf{W})$, где множество \mathbf{X} — n -мерное множество матриц, содержащих текущие времена в качестве матричного элемента. Рассмотрим длинную цепь, состоящую из достаточно многочисленных распадов, в которой останов производится первыми n распадами, и соответствующий ей связный граф $\Gamma = \Gamma(\mathbf{X}, \mathbf{W})$. Данная схема предполагает наличие (в полном варианте) $\frac{(n-1)n}{2}$ ребер. Соответствующая матрица смежности $a_{ij} = 1$ для любых i, j . Для случая актуальности только ребер типа ядро отдачи — альфа-распад $a_{1,j}$ равняется единице для любого j и нулю — во всех остальных случаях. Номера вершин соответствуют ходу времени, что и определяет ориентацию. Заметим, что в реальном случае следует помнить, что

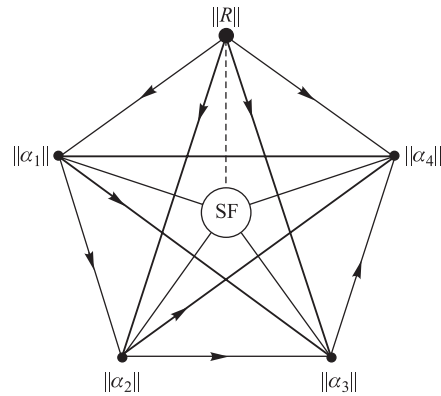


Рис. 32. Схематичное представление цепочки из четырех альфа-распадов. В качестве комбинаторных объектов (вершин) — матрицы соответствующих распадов

фоновые загрузки не всегда позволяют делать корреляционные временные окна для данного ребра много больше периода полураспада, оцениваемого на основе полуэмпирических соотношений. Таким образом, с учетом конечности временного интервала, выбранного экспериментатором, эффективность детектирования корреляции, соответствующей n -му ребру, будет отлична от чисто геометрической (ε) на фактор $C_n(\delta T_n)$, который в свою очередь определяется из соотношения $C_n = 1 - \exp(-\lambda_n \delta T_n)$, где параметр λ_n — постоянная радиоактивного распада для соответствующего нуклида. Вероятность того, что останов произойдет на m -м звене или на одном из предшествующих, определяется рекуррентным соотношением $p_m = p_{m-1} + (1 - p_{m-1})C_m \varepsilon_m$. Параметр эффективности детектирования одиночной частицы ε находится в диапазоне $0,5 < \varepsilon < 0,87$. Отметим, что для учета корреляций альфа-альфа следует иметь дело с квадратичным значением указанного параметра, так как эффективность регистрации ядра отдачи близка к единице. Кроме того, следует добавить, что полная схема представляет интерес в режиме on-line-real-time только в том случае, когда эффективность регистрации ядра отдачи отличается от единицы либо когда данный сигнал используется как блокирующий, т. е. фактически в режиме регистрации только распадов продуктов ядерных реакций. В режиме же on-line визуализации, равно как и off-line анализа уже накопленных данных, эта схема может быть вполне востребована.

В данном случае установочный временной параметр преобразуется в матрицу, причем, как и в первом случае, возможны варианты функциональной зависимости от энергии регистрируемой частицы $\tau_{i,n}(E_\alpha)$. Индексы i и n обозначают номера вершин графа.

Соответственно, должно быть выполнено условие $n > i$. При этом в процессе выборки находятся времена $\Delta t_{in} = \min_{k,i>n} \{t_{ij} - t_{n,k}^j\}$ и рассматриваются по признаку «ИЛИ» соотношения типа $\Delta t_{in} \leq \tau_{i,n}(E_\alpha)$ на предмет истинности, что и может означать точку останова (или другого действия). В данных соотношениях индекс k обозначает соседние элементы соответствующих матриц. Отметим, что при $0 \leq k \leq K_{\max}$ последний параметр может быть различным для матрицы ядер отдачи и всех оставшихся матриц альфа-частиц.

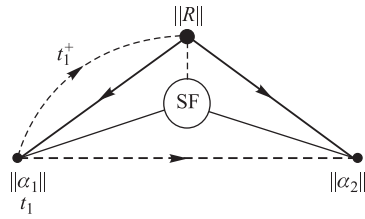


Рис. 33. Схематика «редуцированного» алгоритма

На рис.33 показана редуцированная схематика алгоритма, позволяющая вести быструю сортировку с одной «управляющей» статической матрицей. Смысл схематики (см. петлю t_1^+) состоит в том, что в случае каждого «неуспеха» останова, но в то же время формальной принадлежности m -й группе, возможна

перезапись текущего времени в соответствующий элемент управляющей матрицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены циклы экспериментальных, методических и теоретико-методических исследований по широким аспектам регистрации редких событий распада сверхтяжелых ядер. На основе проведенных исследований и применения

— детектирующей системы газонаполненного сепаратора на основе кремниевого позиционно-чувствительного детектора и газового времяпролетного модуля низкого давления,

— системы контроля параметров детектирующей системы (прежде всего), сепаратора ядер отдачи и отдельных параметров, связанных с пучком циклотрона,

— матричного алгоритма реального времени для быстрой сортировки коррелированных по энергии и координате (x, y) пар ядро отдачи – альфа-распад,

— эмпирических и расчетных калибровок модуля детектирования,

— модернизированной BSC-концепции для описания статистики редких событий,

— соответствующего программного обеспечения, включая расчетные приложения,

— циклотронного комплекса У-400 ЛЯР ОИЯИ

создана новая методика детектирования ультраредких событий с радикальным подавлением фона и практическим исключением человеческого фактора — метод активных корреляций.

Впервые в мировой практике данная методика успешно применена в цикле долговременных экспериментов, нацеленных на синтез новых элементов с $Z = 112-118$. Прямым следствием применения данного метода совместно с детектирующей системой сепаратора явилось то, что редкие распады дочерних продуктов были зарегистрированы в практически бесфоновом режиме. Разработанные в ходе данной работы методы расчета спектров тяжелых ядер, а также спонтанного деления ядер, имплантированных в кремниевый детектор, позволяют проводить критический анализ данных, полученных и на других экспериментальных установках [64].

Отдельно следует отметить, что в последнее время проведены независимые эксперименты, которые фактически являются подтверждением ряда результатов, полученных на дубненском газонаполненном сепараторе [68, 69], что, конечно же, является и подтверждением вышеизложенного применительно к методу детектирования.

Данная работа проведена при частичной поддержке РФФИ, грант № 07-02-00029.

Приложение 1 О СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ СТЯ

Как отмечено выше, спонтанное деление является характерным моментом, указывающим на деление именно тяжелых ядер. Имея надежный калибратор в виде ядра ^{252}No , имплантируемого примерно на ту же величину, что и исследуемый сверхтяжелый нуклид, интересно сравнить группу калибровочных амплитуд сигналов, измеренных обоими (фокальный + боковой) детекторами, с таковыми, измеренными для спонтанного деления ядер с $Z = 104-114$, как завершающих цепочки распадов в реакциях с ионами ^{48}Ca . На рис. 34 показаны обе группы, причем однозначный вывод о большем усредненном значении ТКЕ (сдвиг вверх-вправо) очевиден. На рис. 35 показана

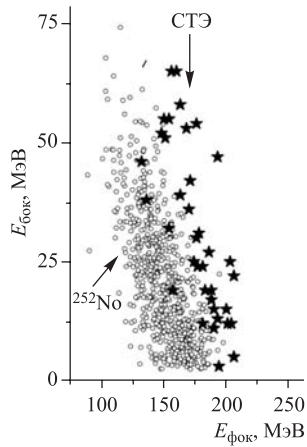


Рис. 34. Амплитуды сигналов событий спонтанного деления, измеряемых совместно фокальным и боковым детекторами. Круги — калибровочная реакция $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$; звездочки — аналогично для нуклидов с $Z = 104-114$, завершающих цепочки распада в реакциях с ионами ^{48}Ca . Фактическое среднее смещение $\Delta \mathbf{r} = (26,8; 10, 2)$ МэВ

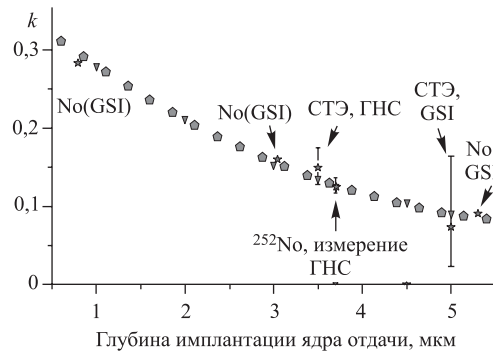


Рис. 35. Расчетное значение зависимости k -параметра от глубины имплантации спонтанно делящегося нуклида [64]. Нанесен ряд экспериментальных точек (звездочки), полученных как на установке ГНС, так и в GSI (Германия) на установке SHIP

расчетная зависимость безразмерного параметра энергии k^* — характеристики глубины имплантации нуклида в кремний. Она показывает хорошее согласие с рядом экспериментальных точек, причем не только экспериментов на ГНС.

Вывод приложения: представленные зависимости рассматриваются как верифицирующий фактор при анализе редких амплитуд сигналов спонтанного деления ядер, имплантированных в кремниевый детектор. В пересечении с эмпирическими и расчетными систематиками для тяжелых ядер отдачи (см. разд. 1) система верификации становится наиболее полной.

Приложение 2 КОНЦЕПЦИЯ LDS (LINKED DECAY SEQUENCES)

В данном случае, поскольку общее выражение, полученное в [5] с параметром пуассоновского распределения $\lambda_i t \ll 1$, где λ_i — параметр загрузки i -го типа, имеет общий вид $P_{\text{err}} = F(\lambda_i, n) \prod \Delta t_{1-i}$, где разницы времен берутся по отношению к ядру отдачи [2, 68], то, следуя философии [65], данное соотношение будет иметь вид $P_{\text{err}}^{\text{new}} = F(\lambda_i, n) \Delta t_{1-2} \prod \Delta t_{2-i, (i>2)}$. Параметр n — количество сигналов в многопараметровом событии. Соответственно, поправочный** параметр будет определяться соотношением

$$\eta = \frac{P_{\text{err}}^{\text{new}}}{P_{\text{err}}} = \frac{\Delta t_{1-2} \prod_{i=3}^n \Delta t_{2-i}}{\prod_{i=2}^n \Delta t_{1-i}} = \frac{\prod_{i=3}^n \Delta t_{2-i}}{\prod_{i=3}^n \Delta t_{1-i}}.$$

В качестве примера рассмотрим цепочки распада элемента $Z = 113$, синтезированного в реакции $^{273}\text{Np} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{282}113 + 3n$. Для первой цепочки [72, с. 011601-3] имеем

$$t_1 = 0 \text{ (ЯО)}, t_2 = 0,0889 \text{ с } (\alpha_1), t_3 = 0,0951 \text{ с } (\alpha_2), \\ t_4 = 0,568 \text{ с } (\alpha_3), t_5 = 88,548 \text{ с } (\alpha_4), t_6 = 1993 \text{ с (спонтанное деление);}$$

$$\eta = \frac{\prod_{i=3}^6 \Delta t_{2-i}}{\prod_{i=3}^6 \Delta t_{1-i}} = \frac{0,0062 \cdot 0,4791 \cdot 88,459 \cdot 1992,9}{0,0951 \cdot 0,568 \cdot 88,548 \cdot 1993} = \frac{523,655}{9532,68} \approx 0,05.$$

Соответственно, глубина оценки фактора случайных совпадений, приведенная в [72], может быть понижена более чем на порядок, т. е. до уровня $\leq 10^{-13}$.

* $k = E_{\text{бок}} / (E_{\text{бок}} + E_{\text{фок}})$, где $E_{\text{бок}}$, $E_{\text{фок}}$ — измеренные энергии боковым и фокальным детекторами соответственно.

**К вычисляемому согласно [2] вероятностному параметру P_{err} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts.* // Вестн. РАН. 2001. Т. 71, №7. С. 590–599.
2. *Subotic K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71.
3. *Lobanov Yu. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 397. P. 26–29.
4. *Ivanov G. N.* // FLNR Sci. Report. 1989–1990. JINR, E7-91-75. Dubna, 1991. P. 162–164.
5. *Shmidt K. H.* // Z. Phys. A.: Atoms and Nucl. 1984. V. 316. P. 19–26.
6. *Zloказov V. B.* // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 81–86.
7. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 044602.
8. *Zagrebayev V. I. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 164.
9. *Sagaidak R. N.* JINR Commun. D7-89-551. Dubna, 1989.
10. *Lazarev Yu. A. et al.* // FLNR (JINR) Sci. Report. 1993. JINR, E7-93-57. Dubna, 1993. P. 203–205.
11. *Tsyganov Yu. et al.* // Appl. Radiat. Isotopes. 1998. V. 49, Nos. 1–2. P. 113–115.
12. *Кузнецов А. Н. и др.* // ПТЭ. 1987. №1. С. 36–39.
13. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 034611.
14. *Muntian I. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66, No. 6. P. 1015–1019.
15. *Smolanchuk R. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52, No. 4. P. 1871–1880.
16. *Muntian I. et al.* // Acta. Phys. Polon. B. 2003. V. 34, No. 4. P. 2073–2082.
17. *Wilkins B. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92, No. 3. P. 381–391.
18. *Кушнирук В. Ф.* Сообщ. ОИЯИ 13-11889. Дубна, 1978.
19. *Kushniruk V. F., Kharitonov Yu. P., Tsyganov Yu. S.* // FLNR (JINR) Sci. Report. 1991. JINR, E7-91-75. Dubna, 1991. P. 195.
20. *Кушнирук В. Ф., Цыганов Ю. С.* // ПТЭ. 1998. №2. С. 1–4.
21. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 356–359.
22. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 558/1. P. 329–332.
23. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2006-77. Dubna, 2006.
24. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2006-19. Dubna, 2006.
25. *Tsyganov Yu. S.* // Part. Nucl., Lett. 2007. V. 4, No. 4(140). P. 363–366.
26. *Lazarev Yu. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 75, No. 10. P. 1903–1906.
27. *Brown A. B.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 46, No. 2. P. 811.
28. *Parkhomenko A., Sobichevsky A.* // Acta Phys. Polon. B. 2005. No. 10. P. 3095–3108.
29. *Гангский Ю. П., Перельгин В. П., Марков Б. Н.* Регистрация и спектроскопия осколков деления. 2-е изд. М., 1992. С. 212.

30. *Tretyakova S. P.* // FLNR (JINR) Sci. Report. 1989–1990. JINR, E7-91-75. Dubna, 1991. P. 184.
31. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.
32. *Polyakov A., Tsyganov Yu.* // Proc. of XIX Symp. on Nuclear Electronics and Computing «NEC'2003», Varna, Bulgaria, Sept. 15–20, 2003. P. 219.
33. *Tsyganov Yu. S.* // Appl. Radiat. Isotopes. 1997. V. 48, No. 9. P. 1211–1213.
34. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р-13-2006-144. Дубна, 2006.
35. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р13-96-430. Дубна, 1996.
36. *Цыганов Ю. С., Поляков А. Н.* Сообщ. ОИЯИ Р7-93-142. Дубна, 1993.
37. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р7-91-565. Дубна, 1991.
38. *Цыганов Ю. С., Рим Юн Сен.* Сообщ. ОИЯИ Р7-90-112. Дубна, 1990.
39. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
40. *Жучко В. Е., Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р7-89-451. Дубна, 1989.
41. *Subbotin V. G. et al.* // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34, No. 4. P. 2159–2162.
42. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
43. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E10-99-36. Dubna, 1999.
44. *Tsyganov Yu. S.* // Appl. Radiat. Isotopes. 1997. V. 48, No. 4. P. 541–544.
45. *Iliev S. N. et al.* // Proc. of the XVII Intern. Symp. on Nuclear Electronics, Varna, Bulgaria, Sept. 15–20, 1999. P. 198.
46. *Цыганов Ю. С. и др.* // Устойчивость и процессы управления: Междунар. конф., посвященная 75-летию со дня рождения В. И. Зубова. Санкт-Петербург, 30 июня–1 июля 2005 г. Т. 1. С. 236–244.
47. *Субботин В. Г. и др.* // ПТЭ. 2005. № 5. С. 153.
48. *Сухов А. М. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р13-96-371. Дубна, 1996.
49. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р10-98-20. Дубна, 1998.
50. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р13-2006-144. Дубна, 2006.
51. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 573. P. 161–164.
52. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
53. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413–416.
54. *Tsyganov Yu. S.* // J. Phys. G.: Nucl. Part. 1999. V. 25. P. 937–940.
55. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. of Nucl. El. Symp. «NEC'97», Varna, Bulgaria, Sept. 15–22, 1997.
56. *Цыганов Ю. С.* Сообщ. ОИЯИ Р7-2005-117. Дубна, 2005.
57. *Бабэ Б.* Просто и ясно о Borland C++. М.: БИНОМ, 1995.
58. *Журавлев Н. И. и др.* Сообщ. ОИЯИ 10-11636. Дубна, 1978.

59. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Smolenice Castle, Slovak Republic, Oct. 2–6, 2006 / Eds. Yu. Ts. Oganessian and V. I. Zagrebaev. Singapore, 2007. P. 93–109.
60. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 0504607.
61. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Appl. Radiat. Isotopes. 1996. V. 47, No. 4. P. 451.
62. *Камерон П., Ван Линт Дж.* Теория графов. Теория кодирования и блок-схемы. М.: Наука, 1980.
63. *Саченко В. Н.* Комбинаторные методы дискретной математики. М.: Наука, 1977.
64. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 582/2. P. 696–700.
65. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2007-70. Dubna, 2007.
66. *Tsyganov Yu. S.* // Part. Nucl., Lett. 2009. V. 6, No. 1. P. 97–103.
67. *Stoyer N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 455. P. 433–441.
68. *Hoffman S. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 32. P. 251–260.
69. *Eichler R. et al.* // PSI Annual Report. 2007 / Ed. by H. Gaeggeler. 2008. P. 3–4.
70. *Tsyganov Yu. S.* // NEC'2007 Proc. Dubna, 2008. P. 421.
71. *Oganessian Yu. Ts.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. V. 34. P. R165–R242.
72. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 011601(R).
73. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 608. P. 183–184.
74. *Calvert Ch.* Borland C++ Builder. Sams publ., 1997. P. 3–1233.