

АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ГАЗОНАПОЛНЕННОМ СЕПАРАТОРЕ

*Ю. С. Цыганов**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	139
СПЕЦИФИКА ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ГНС	139
Методы тестирования аппаратуры	140
Системы детектирования-набора данных	144
Система контроля параметров и защиты от внештатных ситуаций ГНС	157
Метод «активных корреляций» — высшая форма автоматизации эксперимента	164
Элементы автоматизации при обработке данных	172
Моделирование физических свойств полупроводниковых детекторов как основы для регистрации тяжелых ядер и продуктов их распада	179
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	181
Приложение 1	
ЭФФЕКТ «ЗЕНОНА» — ПОПЫТКА НАБЛЮДЕНИЯ	182
Приложение 2	
О НЕКОТОРЫХ ТЕНДЕНЦИЯХ РАЗВИТИЯ СКП ГНС	184
Приложение 3	
СВЕРХВЫСОКИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	185
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	190

*E-mail: tyra@jinr.ru

АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ГАЗОНАПОЛНЕННОМ СЕПАРАТОРЕ

Ю. С. Цыганов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены подходы к решению задач автоматизации основных процессов при проведении долговременных экспериментов на пучках тяжелых ионов установки дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи (ГНС, DGFRS). Описываются подходы как в области спектрометрии редких α -распадов сверхтяжелых ядер, так и к созданию систем контроля, обеспечивающих безаварийное проведение экспериментов с сильно радиоактивными мишенями и протоколирование основных параметров эксперимента. Рассматривается специфика детекторов DSSSD (Double Side Silicon Strip Detector), особенно роль краевых эффектов соседних p - n -переходов при применении метода «активных корреляций». Кратко рассмотрен пример беспучкового эксперимента — попытки наблюдения эффекта Зенона. Основные примеры приведены для ядерных реакций полного слияния на пучках ионов ^{48}Ca циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Представлен сценарий развития метода «активных корреляций» для случая очень высоких интенсивностей пучков тяжелых ионов на перспективных ускорителях ЛЯР ОИЯИ.

Different approaches to solving tasks related to the automation of main processes in long-term experiments with heavy-ion beams at the Dubna gas-filled recoil separator (DGFRS) are examined. Techniques in the field of spectroscopy of rare α -decays of superheavy nuclei and approaches to the development of control systems which ensure fail-safety when conducting experiments with extremely radioactive targets and registration of the main parameters of experiments are described. The specificity of DSSSD (Double Side Silicon Strip Detector) detectors is examined. A special emphasis is placed on the role of edge phenomena of neighboring p - n junctions when the method for “active correlations” is applied. An example of a beam-free experiment is briefly examined in an attempt to observe the Zeno effect. The main examples are specified for nuclear complete fusion reactions with beams of ^{48}Ca accelerated by the U-400 cyclotron at FLNR, JINR.

PACS: 07.05.-t; 07.05.Dz

*E-mail: tyra@jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Установка дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи [1], введенная в реальную эксплуатацию в середине 1990-х гг., — пример наиболее успешного проекта в области синтеза и изучения свойств сверхтяжелых ядер. Именно на этой физической установке были синтезированы 50 новых изотопов сверхтяжелых ядер. Успех экспериментов, предполагающих использование интенсивных пучков тяжелых ионов, был бы практически невозможен без применения специальных методов автоматизации экспериментов, особенно с учетом их сложности и продолжительности, а также того, что экспериментаторов интересовали очень редкие события распада нуклидов, которые необходимо было надежно выделить из фоновых сигналов, так или иначе связанных с работой ускорителя тяжелых ионов. Именно алгоритмы реального времени сыграли здесь решающую роль [2–4].

Отметим, что в экспериментах подобного рода, в том числе и в тех, которые проводятся в ведущих мировых научных центрах с применением электромагнитных сепараторов ядер отдачи различного типа, равно как и в экспериментах по изучению химических свойств сверхтяжелых ядер, роль применения высокочувствительных детектирующих систем, систем контроля и защиты и, соответственно, процессов автоматизации эксперимента переоценить практически невозможно. Более того, с очевидностью существует тенденция по нарастанию именно этой роли по отношению к другим компонентам, определяющим успех эксперимента.

Что же касается того, что в последнее время основные результаты в области сверхтяжелых ядер получаются именно на газонаполненных сепараторах ядер отдачи, то, по-видимому, это связано с основным принципом их работы — минимизацией дисперсии равновесного зарядового распределения при движении тяжелых ионов и ядер отдачи в газе низкого давления (водород, гелий). Как следствие этого принципа, подобные сепараторы обладают относительно высокой эффективностью транспорта ядер отдачи в фокальную плоскость установки и высоким (порядка 1 мкс) быстродействием.

СПЕЦИФИКА ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ГНС

Формальное понятие «автоматизация ядерно-физического эксперимента» и описание процессов автоматизации в случае долговременных и высокочувствительных экспериментов на установке ГНС ЛЯР им. Г. Н. Флерова, где применяются как высокоинтенсивные пучки тяжелых ионов, в частности ^{48}Ca , так и высокоактивные актинидные мишени (U, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Ra, Np), требуется разделить на несколько частей, а именно:

— автоматизация процессов наладки и тестирования спектрометрической аппаратуры (низшая ступень);

— разработка, тестирование и эксплуатация детектирующей системы (система набора данных);

— разработка, эксплуатация системы контроля параметров и защиты от аварийных ситуаций;

— создание методов, алгоритмов, программ, обеспечивающих высшую форму автоматизации физического эксперимента, а именно автоматизацию по «конечному результату» (в случае экспериментов на ГНС это поиск указателя на потенциальное многозвенное коррелированное событие энергия–время–координата (фокальной плоскости X, Y с применением резистивных PIPS или DSSSD кремниевых детекторов заряженных частиц) в реальном масштабе времени); радикальное подавление фоновых продуктов;

— автоматизация процессов обработки данных, в частности процесса калибровки многостриповых детекторов (PIPS, DSSSD);

— моделирование физических свойств полупроводниковых детекторов как основы для регистрации тяжелых ядер и продуктов их распада; проведение необходимых экспериментов на пучках тяжелых ионов для извлечения характерных параметров, в том числе и тех, которые могут быть применены при численном моделировании работы детекторов;

— опыты, не связанные с пучками ускорителя тяжелых ионов У-400 (на примере попытки наблюдения «эффекта Зенона»).

Описание систем, процессов, алгоритмов, методик в соответствии с приведенной детализацией, а также оценка перспектив на ближайшее будущее (имеется в виду скорое появление высокоинтенсивных ускорителей тяжелых ионов ЛЯР ОИЯИ $\sim 5-10$ рмкА) в части, касающейся развития сепаратора ГНС, и является в узком смысле целью данной работы. В некоторых случаях кратко описываются аналогичные системы-«предшественники». Конечно же, некоторые более мелкие (локальные) составляющие общего процесса автоматизации также описываются фрагментарно, а более полное описание читатель может найти в работах [5–26].

Методы тестирования аппаратуры. В данном пункте речь ни в коем случае не идет о системе настройки и проверок, которую используют инженеры-электроники, разработчики того или иного модуля. Однако тот факт, что проведение долговременных экспериментов по поиску ультраредких событий α -распада тяжелых ядер требует повышенной надежности применяемой аппаратуры, предполагает, что физики-экспериментаторы, пользователи данной аппаратуры, разрабатывают тестовые программы, подтверждающие те или иные сильные стороны и выявляющие хотя бы и малые отклонения от желаемых характеристик. В качестве примера приводится тест на стабильность для блока 12-разрядного АЦП ПА-25 [27], который применялся в экспериментах ГНС (рис. 1). Отметим, что приведенный на графике параметр наклона дает не более чем верхнюю грань параметра $b \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

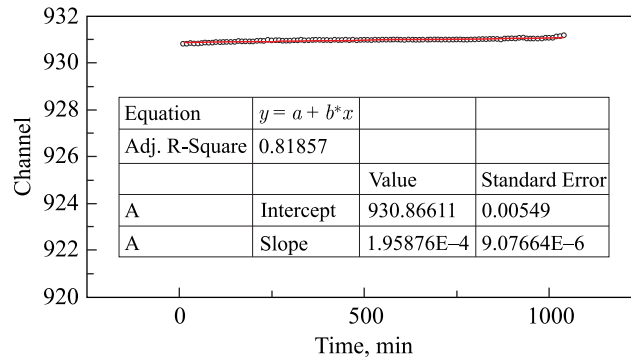


Рис. 1. Тест на стабильность АЦП ПА-25 «Техинвест»

Примерно так же проводятся тесты на термостабильность спектрометрического тракта. Обычно используют стандартный источник α -частиц с энергией 5,5 МэВ. Поиск центроиды пика происходит по таймеру приложения (обычно 5 мин). Программа понимает дефиницию «пик» буквально, а именно: `intj=0; intS= PEAK_MIN; for (j=N_min; j<N_max; j++) if (sp_alpha[j] >S) { channel=j; S=sp_alpha[j];} elsechannel = channel_min;` и после этого находится положение центроиды распределения с учетом параметра ПШПВ (полная ширина на половине высоты). Значения параметров PEAK_MIN, N_min,max, channel_min задаются предварительно, а sp_alpha [8192] — актуальный массив спектра.

Соответственно, положение центроиды ищется согласно нижеприводимой процедуре.

Следует отметить, что положение пика 5,5 МэВ при типичных настройках гарантированно находится в первой половине спектра (< 4096):

```

if (chjj > MCHAN && MM >11)
{
S=0; SS=0; SQ2=0; SSS=0;
for (j=0; j < 4096; j++) SSS+=float(sp_act[j]);
for (j=chjj -dw; j < chjj+dw; j++)
{
S+=float(sp_act[j]); SS+=float(j)*float(sp_act[j]);SQ2+=float(j*j)*float(sp_act[j]);
}
DS=SSS-SSS_MEMO; SSS_MEMO=SSS;
if (S>2) mean_n=SS/S; if (S>2) mean_n2=SQ2/S;
sigma=0;sigma=double(mean_n2) -pow(mean_n,2);
if (sigma >0.3) sigma=sqrt(double(sigma)); else sigma=0;
FWHM=2.35*sigma;

```

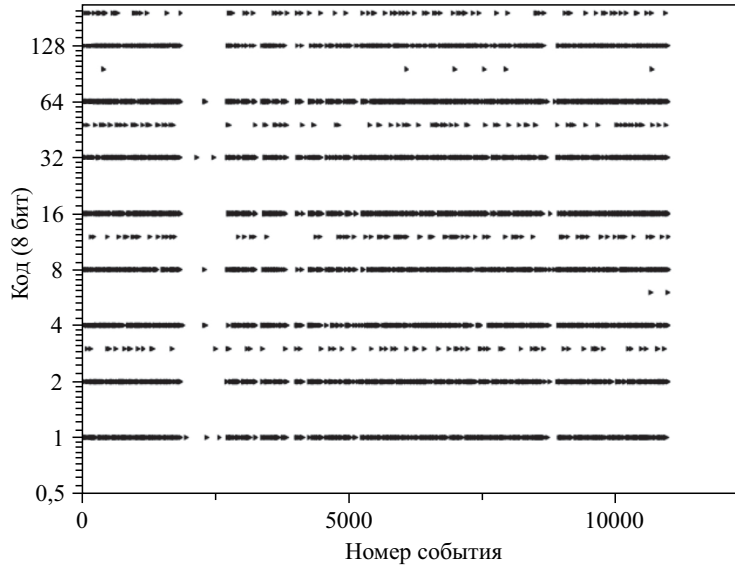


Рис. 2. Позиционный код регистра состояния. Демонстрация наличия краевых эффектов для задних стрипов детектора DSSSD (пунктирные линии, отличные от «чистых» кодов степеней числа 2). Код 2^n ($n = 0-7$) соответствует 16 одиночным сигналам. Всего 128 стрипов. Срабатывание соседнего стрипа — код $2^n + 2^{n+1}$

Другой пример теста по исследованию роли краевых эффектов для случая применения детектора DSSSD (задние 128 стрипов) показан на рис. 2. Отметим, что «чистые» степени числа 2 показывают [9] ситуацию, когда сигнал не делится между стрипами, в то время как комбинация $2^n + 2^{n+1}$ соответствует делению заряда между соседними стрипами. Было показано, что для источника α -распада $\approx 5,5$ МэВ интересующий параметр количества «двойных» сигналов примерно равен 17%.

На рис. 3 показан результат программы теста-настройки генератора точной амплитуды (разработка ЛЯР ОИЯИ [28]).

Разумеется, поскольку применение метода «активных корреляций» является одним из краеугольных моментов с точки зрения как радикального подавления фона, так и надежности выделения многозвенного события из общего массива данных без ухудшения такого свойства сепаратора, как эффективность собирания исследуемых ядер в фокальной плоскости, тесты метода до применения на пучке тяжелых ионов являются обязательными. Один из них основан на тривиальном наборе event-by-event событий от обычного источника α -частиц ^{239}Pu . Смысл теста [7, 9] заключается в том, что при определенных условиях событию, соответствующему регистрации α -частицы, при

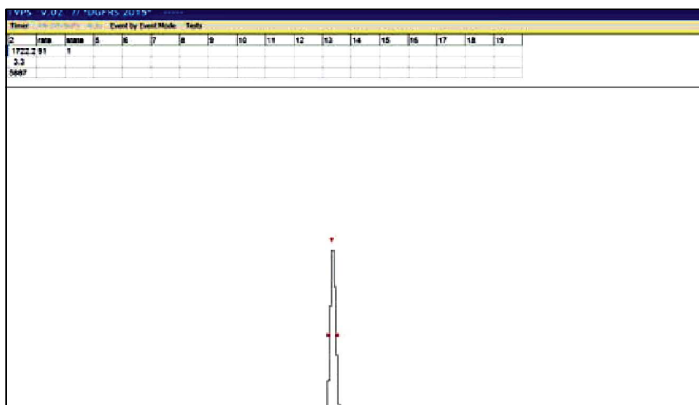


Рис. 3. Окно программы — теста временных измерений. Источник — генератор точной амплитуды

помощи генератора случайных чисел присваивается соответствующая «ядру отдачи» амплитуда времени пролета. На рис. 4 приведен фрагмент кода и соответствующий спектр «времени пролета»:

```

: intntt=0; ntt = random (100);
if (ntt>30) tof =(TOF_MIN+TOF_MAX)/2-random(600)+random(550); elsetof=0;
if (ER==true)
Запись в матрицу ядер отдачи ();
if (ALFA==true)
Поиск корреляции ();
    
```

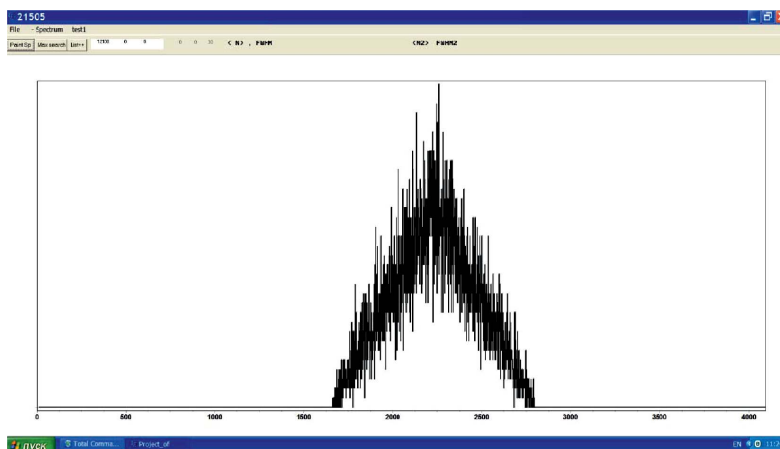


Рис. 4. Спектр «времени пролета», сгенерированный тестовой программой набора данных

Корреляционный интервал времени и время паузы «вне пучка» задаются в соответствии с загрузками детектора фокальной плоскости ГНС. При этом образующиеся паузы (их время и другие параметры) записываются в соответствующий текстовый файл. Успех теста соответствует тому случаю, когда параметры остановов данного файла и таковые после тщательного анализа off-line совпадают.

Системы детектирования–набора данных. *Первичные системы, тесты, принципы.* При рассмотрении данной темы, по мнению автора, наряду с актуальными в настоящее время детектирующими системами необходимо рассмотреть спектрометрические программы, предшествующие тому общему дизайну, который применен в актуальных системах детектирования–набора данных экспериментов на ГНС. Прежде всего следует отметить двух предшественников, а именно: программу Pluton [29] и Helios-94 — программу для работы собственно с первой детектирующей системой ГНС [26] начала 1990-х гг. В некотором смысле последующие программные продукты детектирующих систем ГНС можно считать наследниками именно этих двух программ. Данные программные продукты объединяют два общих момента: использование поверхностно-барьерных кремниевых детекторов как основы системы детектирования и применение аналоговых мультиплексоров для оптимизации конфигурации спектрометра с точки зрения приема сигналов с нескольких детекторов. Разумеется, для аналоговых сигналов в диапазоне загрузок 10^0 – 10^3 Гц именно данная схема мультиплексирования обеспечивала существенные преимущества. Пакет Pluton (MERA-60/30, RT-11, ассемблер, фортран) был применен в off-line (после химического выделения интересующих нуклидов) экспериментах на низкофоновом α -спектрометре ЛЯР ОИЯИ.

Что же касается программы/системы Helios-94 («Правец», IBM-XT, DOS, TurboPascal/ассемблер), то при помощи этого пакета фактически был создан первый спектрометр ГНС на основе многодетекторной сборки.

Система принимала сигналы с 6–8 полупроводниковых детекторов и одного детектора времени пролета (TOF) или ΔE (сигнал, пропорциональный удельным потерям заряженной частицы либо в газе, либо в тонком (≈ 70 мкм) кремниевом детекторе). При этом для сигналов с кремниевых детекторов фокальной плоскости образовывались спектры двух шкал — α -распада и спонтанного деления (до 250 МэВ). Отдельные подпрограммы пакета обеспечивали специальный режим работы спектрометра, например, режим манипуляции пучком циклотрона с заданными временными интервалами (пучок включен/пучок выключен) секундного диапазона. Кроме того, некоторые подпрограммы пакета обеспечивали минимальные потребности обработки спектрометрических данных, набранных в формате event-by-event, например, процедура определения периодов полураспада для выбранных линий/интервалов, сортировка буфера по признаку пучок/вне пучка, чтение линий амплитудного спектра для выбранного номера детектора, чтение и выборка временных кор-

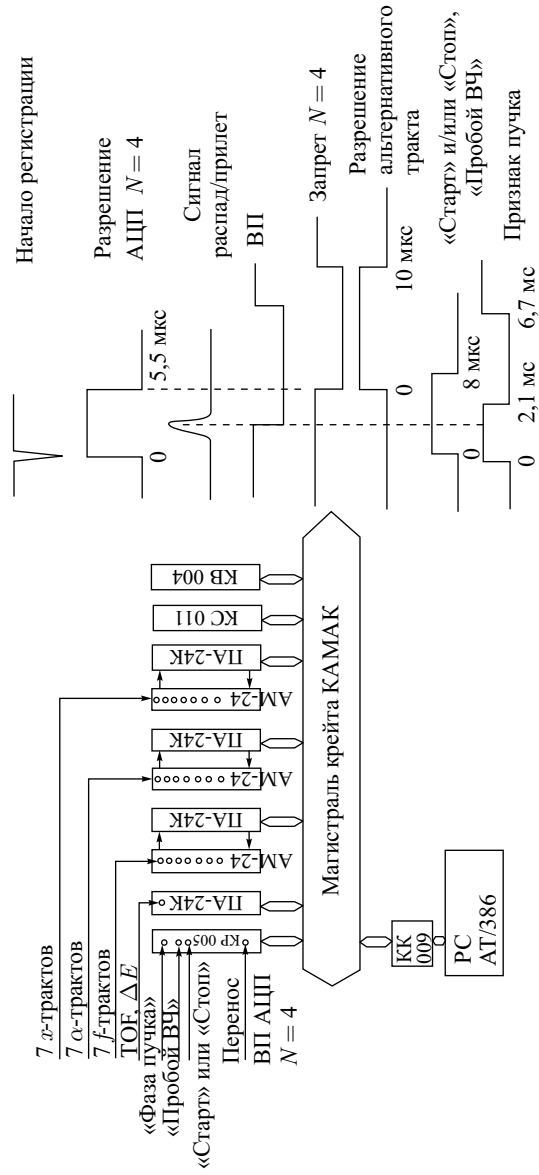


Рис. 5. Блок-схема спектрометра на основе Heilos-94 [30]

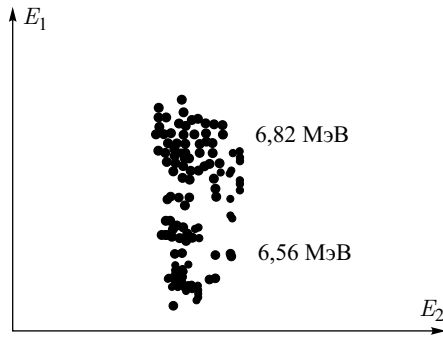


Рис. 6. α - α -корреляции (тест) для цепочки $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{219}\text{Rn} \rightarrow ^{215}\text{Po}$

реляций по абсолютной временной шкале с учетом номера детектора и ряд других. Условная блок-схема пакета изображена на рис. 5 совместно с некоторыми временными диаграммами [30].

Основными целями применения пакета были:

— спектрометрические тесты в реакциях типа $^{nat}\text{Dy} + ^{40}\text{Ar}$, $^{nat}\text{W} + ^{22}\text{Ne}$, $^{197}\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$, $^{207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$ и др.;

— внепучковые тесты (внешний источник, рис. 6) α - α -корреляций;

— изучение распределений продуктов полного слияния в фокальной плоскости сепаратора;

— измерение равновесных средних зарядов тяжелых ионов и продуктов ядерных реакций [31];

— опыты по получению изотопа фермия;

— первые опыты по синтезу элемента $Z = 110$ в реакции полного слияния $^{235}\text{U} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow 110 + 5n$ [32].

Прежде чем приступить к описанию актуальных спектрометров ГНС, следует особо отметить роль стандарта КАМАК (не самого быстрого стандарта в настоящее время).

Во-первых, и это главное, при загрузках единицы-сотни герц и мертвых временах порядка 10 мкс преимущества более современных модулей (например VME) скорее чисто умозрительны. Кроме того, именно блоки КАМАК отличаются надежностью при долговременной эксплуатации, легко заменяемы и усовершенствованы. Очень значимым является и то, что КАМАК при

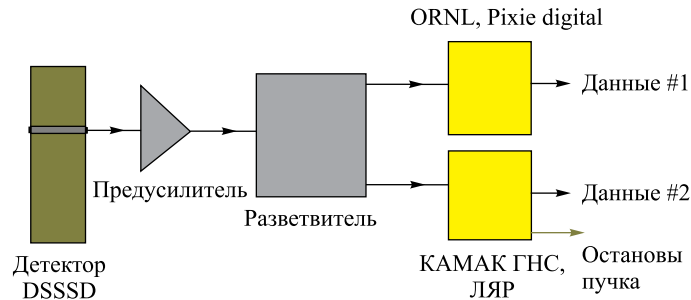


Рис. 7. Блок-схема совместной работы спектрометра поиска корреляций EVR- α (ЛЯР, 2014) и быстрого спектрометра ORNL (Pixie, digital)

наличии крейт-контроллеров, разработанных в ОИЯИ [33, 34], легко интегрируется не просто с языками высокого уровня (Pascal, C, C++ и др.), но и со средами RAD (C++ Borland Builder, Delfy и др.), разумеется, при наличии драйверов Windows. Кроме того, в течение последних лет для регистрации быстрых (~ 500 нс) распадов на ГНС применяется параллельный спектрометр ORLN (Pixie-16, рис. 7). Его недостатком на сегодняшний день наряду с преимуществом быстрого считывания и переноса события является проблема операций с плавающей точкой в режиме реального времени. А именно это необходимо для радикального подавления фона, что и достигается с применением C++ Builder + КАМАК [2–6].

Спектрометр на основе 12-стрипового позиционно-чувствительного PIPS-детектора CANBERRA NV. На рис. 8 представлена блок-схема (полностью показаны четыре тракта) спектрометра ГНС на основе 12-стрипового позиционно-чувствительного PIPS-детектора [35].

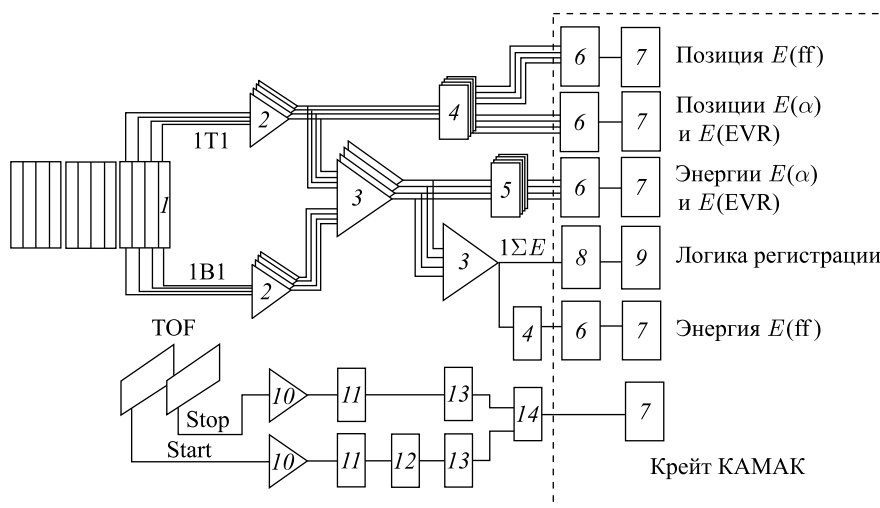


Рис. 8. Блок-схема спектрометра на основе 12-стрипового PIPS-детектора: 1 — позиционно-чувствительный PIPS-детектор; 2 — зарядо-чувствительный предварительный усилитель microCatsa; 3 — суммирующий/инвертирующий усилитель; 4 — усилитель СУ-4К; 5 — усилитель Ortec-575; 6 — аналоговый мультиплексор АМ-206К; 7 — АЦП ПА-24К; 8 — аналоговый дискриминатор (энергии); 9 — логический блок КЛ-202 для управления АЦП; 10 — зарядо-чувствительный предусилитель ПА-201; 11 — быстрый усилитель (timing filter) Polon-1501; 12 — наносекундная задержка Polon-1506; 13 — дискриминатор постоянной составляющей; 14 — Т/А-преобразователь Polon-1701А; Start/Stop — пропорциональные камеры низкого давления (пентан); $E(ff)$ — энергии осколков деления; $E(\alpha)$, $E(EVR)$ — энергии α -частиц и ядер отдачи соответственно

Для полного представления о формируемом системой событии (16 слов по 16 бит) на рис. 9, *a* показан схематический вид модуля детектирования. Детектор применяется для измерения энергии и времени пролета (TOF) ядер отдачи и фоновых тяжелых ионов, последовательных величин энергий α -распада и спонтанного деления нуклида, завершающего цепочку распадов. Кремниевый детектор фокальной плоскости окружен дополнительно восемью детекторами без позиционной чувствительности для увеличения геометрической эффективности регистрации участников α -распада. При этом данная величина составляет примерно 87 % от 4π (α -распад). Массив из трех кремниевых детекторов помещен за основным (фокальным) детектором для подавления фона частиц, двигающихся со стороны циклотрона и не оставляющих

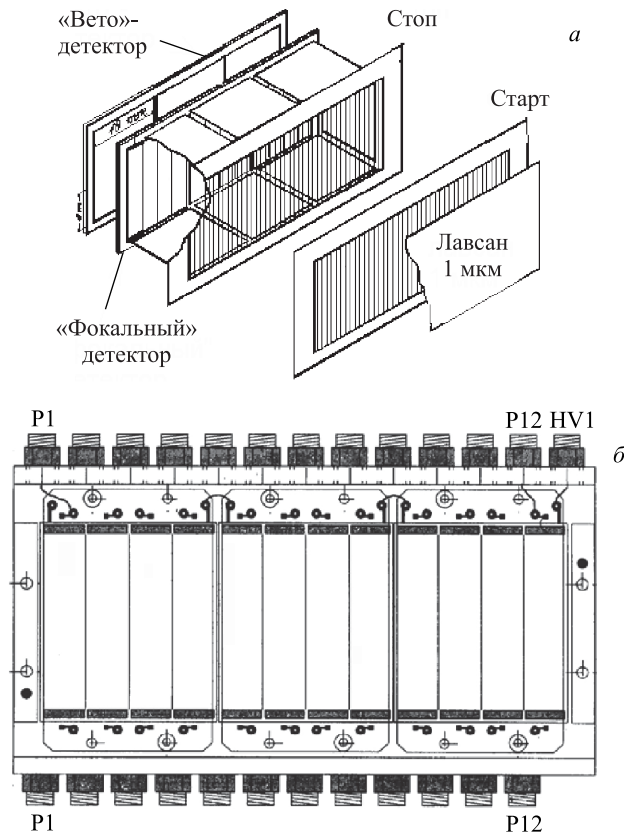


Рис. 9. *a*) Схематическое изображение модуля детектирования (в некоторых опытах более толстое входное окно — 1,2–1,5 мкм, 0,5 мкм — реакции с $^{20,22}\text{Ne}$). *б*) PIPS-детектор CANBERRA NV (12 стрипов)

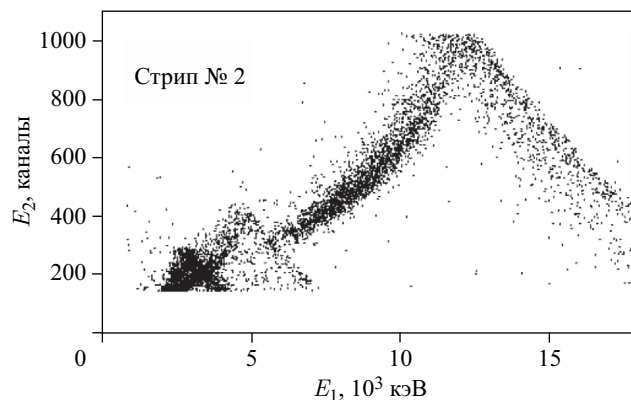


Рис. 10. Три группы фоновых частиц (α , d , p), подавляемые ВЕТО-детектором. Представлен стрип № 2

сигналов времени пролета, при этом проходящих основной детектор насквозь (≈ 300 мкм Si; см. рис. 9, 10). Примеры спектров α -распада и кривая распада (время — по корреляции EVR- α) приведены на рис. 11, a – e для ядерной реакции полного слияния $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$. Для генерации TOF-сигнала применялись пропорциональные камеры низкого давления (пентан (проток) 1–1,7 Торр; пролетная база 65 мм; размер 140×60 мм) [36]. Разрешение основных стрипов фокального детектора составляло обычно около 40 кэВ до облучения. Разрешение для α -частиц, регистрируемых боковыми детекторами при вылете из основного детектора (при глубине имплантации ≈ 1 –5 мкм), около 190 кэВ. Позиционное разрешение (вертикаль) обычно 0,8 мм для пар EVR- α и 0,5 мм для пар EVR-SF сигналов. Для улучшения фоновых условий при детектировании долгоживущих распадов (от секунд до часов, дней) пучок отключался при детектировании кандидата на EVR- α в реальном масштабе времени [13]. Для определения времени события применялись 16-битовые счетчики КС-011 [37]. Для получения данных из крейта применялись контроллеры, описанные в работах [38, 39], и модуль памяти событий (≈ 256) [4]. Контроллер крейта КК-202 имел перепрограммируемую память с ультрафиолетовым стиранием РПЗУ УФ (EPROM). В интегральную микросхему памяти предварительно записывались адреса и субадреса станций крейта, подлежащих чтению. Контроллер генерировал только команды чтения и мог работать с модулями, имевшими не более четырех субадресов. Каждое слово данных, считываемое контроллером, передавалось им в буферную память, размещаемую в отдельном крейте. На чтение и передачу одного 16-разрядного слова затрачивалось не более 1,5 мкс. Отметим также, что блок-перехватчик события для обработки в реальном масштабе времени на

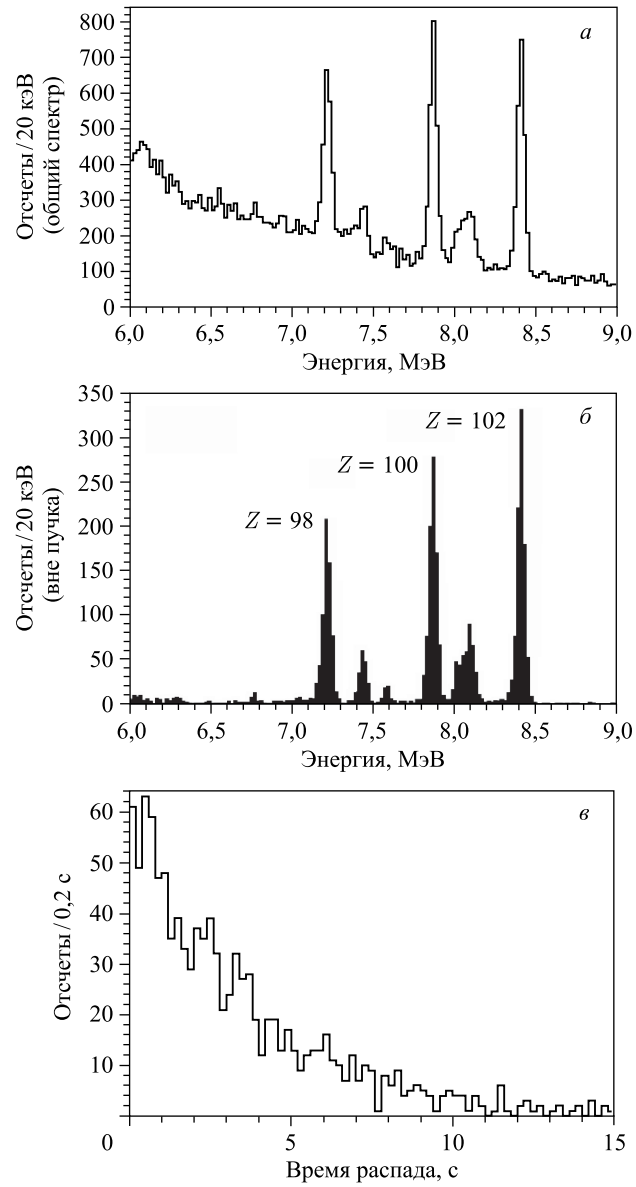


Рис. 11. а) Спектр α -распада. Реакция $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$. б) Спектр α -распадов «вне пучка». в) Кривая распада нуклида ^{252}No

предмет поиска корреляций EVR- α располагался в том же крейте. При каждом запуске контроллера данные, считанные с запрограммированных для чтения модулей, представляли информацию именно об одном событии. Буферная память накапливала массив заранее определенного числа событий. После этого данные передавались контроллером КК-012 [39] в память ПК АТ/486(586). На запись 16 слов одного события в буферную память требовалось около 24 мкс. Время заполнения памяти определялось суммарной загрузкой детектирующего модуля и обычно составляло несколько секунд, в то время как время передачи пакета данных из блока буферной памяти в ПК — около 12 мс. В отдельных случаях с целью минимизации времени регистрации второго события после первого регистрируемого параллельно с основным буфером памяти добавлялся второй блок и дополнительный крейт «теневых» АЦП, т. е. модулям-оцифраторам этого крейта разрешалось работать в течение времени занятости блоков основного. При этом минимально регистрируемое время составляло около 7 мкс. Кроме всего прочего измерительная система содержала модули для автоматического, периодического мониторинга основного электронного оборудования системы. Измерительная система включала автономную контрольно-диагностическую подсистему, постоянно оповещавшую экспериментатора о состоянии основных параметров модуля детектирования, таких как давление пентана, шум сборки полупроводниковых детекторов (относительные единицы), интенсивность срабатывания времяпролетных камер низкого давления, загрузка фокального детектора, температура в окрестности модуля детектирования (см. рис. 12). Эта же подсистема давала при необходимости возможность измерять спектр α -частиц с детектора n -Si(Au), контролирующего возможное осыпание мишени во время опыта.

Спектрометр на основе блоков «Техинвест» для 32-стрипового PIPS-детектора CANBERRA NV. В 2009 г. был создан спектрометр ГНС на основе 32-стрипового позиционно-чувствительного PIPS-детектора [14]. Новый модуль детектирования состоял из 32-стрипового детектора фокальной плоскости 12×6 см (горизонталь-вертикаль), 24-стрипового бокового детектора без позиционной чувствительности и 8-стрипового VETO-детектора, помещенного непосредственно за основным детектором фокальной плоскости. Конструкция TOF-детектора была примерно такая же, как описано в предыдущих пунктах, за исключением того, что в среднем рабочая точка по давлению паров пентана в длительных экспериментах была чуть выше, а именно около $\approx 1,7$ Торр. Также слегка был увеличен проток паров пентана через модуль, что по совокупности обеспечивало более устойчивую работу TOF-детектора. Пополнение входной емкости с жидким пентаном происходило в среднем через 3–4 недели непрерывной работы (протока). Полная геометрическая эффективность сборки кремниевых детекторов также составляла 87% от 4 π . Для измерения вертикальной координаты, в отличие

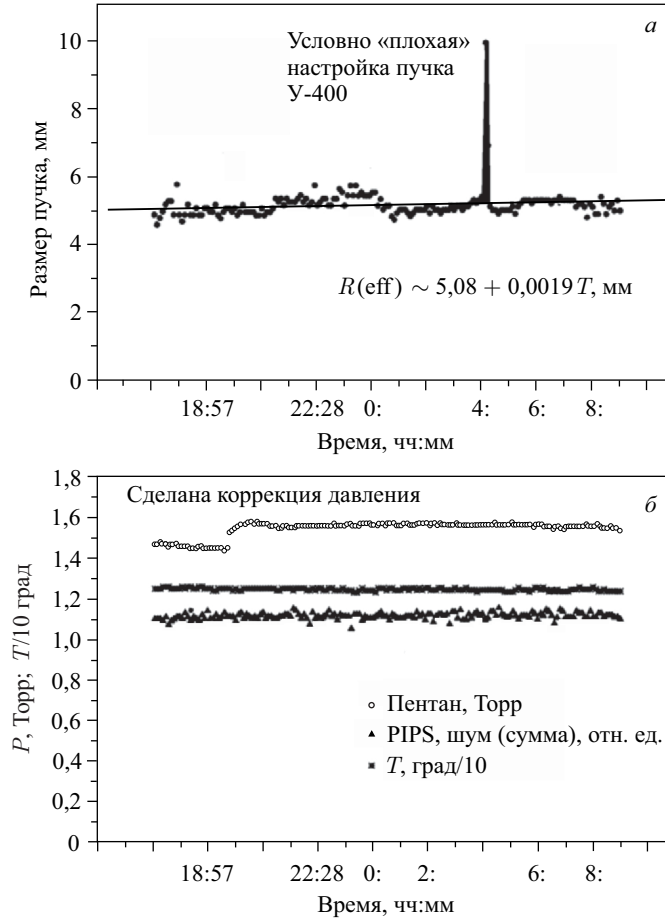


Рис. 12. а) Мониторинг эффективного (ПШПВ) размера пучка ^{48}Ca ($^{+18}$, ~ 15 мкА) ускорителя У-400 электромеханическим сканером. б) Мониторинг параметров детектирующего модуля

от предыдущих версий спектрометра, использовались оба сигнала: «top» и «bottom». Для регистрации сигналов α -диапазона ($\approx 0,6\text{--}20$ МэВ) специально для эксперимента по синтезу элемента $Z = 117$ фирмой «Техинвест» (ОЭЗ «Дубна») был разработан АЦП РА-3п (и ряд других модулей). Данный АЦП имел внутреннюю память на одно событие. В результате в зависимости от конфигурации спектрометра (два варианта) минимальные регистрируемые последовательности сигналов α -диапазона выглядели как 5–15–5–15... и 5–40–5–40–(... 5–40) мкс. На рис. 13, а показан отклик выхода сигнала «мерт-

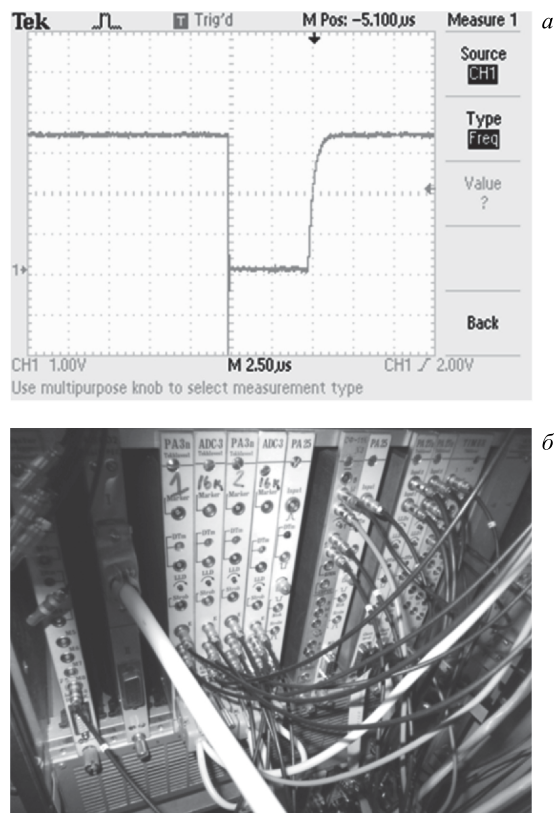


Рис. 13. а) Сигнал «мертвое время» ПА-3п (генераторный тест). б) Крейт КАМАК с АЦП ПА-3п «Техинвест»

вое время» АЦП ПА-3п при генераторном тесте спектрометра. На рис. 13, б показан внешний вид крейта спектрометра. В этом же крейте находится и ряд других блоков, обеспечивающих формирование события. Логический блок — дискриминатор СФ-11 — обеспечивает формирование однобитных признаков-меток различных состояний (например, метка «пролет» — сработал один из детекторов «старт» или «стоп»). Модуль Timer (справа) при чтении двух субадресов дает возможность образования текущего времени, в то время как остальные АЦП крейта обслуживают координатные сигналы с боковых детекторов и грубую шкалу спектрометра (шкала осколков деления, примерно до 250 МэВ). Блок КВ-002 обеспечивает сигнал ТТЛ по команде компьютера «отключить пучок У-400» и по обратной команде «включить пучок У-400». Сигнал TOF оцифровывается при помощи АЦП ПА-25.

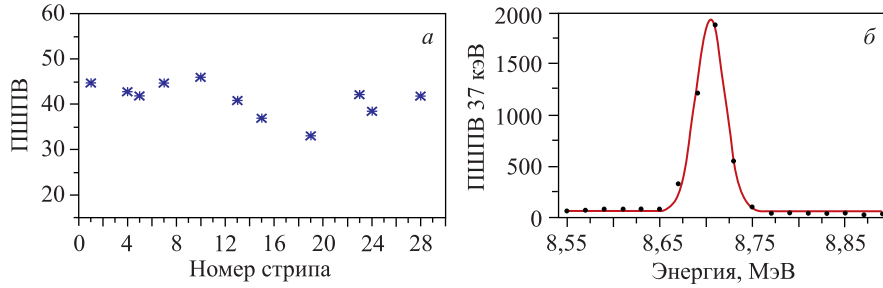


Рис. 14. *а)* Типичные величины ПШПВ для PIPS-детектора. *б)* Параметр ПШПВ (стрип № 15)

Для представления о параметре энергетического разрешения стрипов PIPS-детектора на рис. 14, *а, б* показаны соответствующие величины для некоторых стрипов.

Основным экспериментом для данного спектрометра было облучение $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow 117 + 3,4n$ [41–43]. Спектрометрия распадов велась с применением метода «активных корреляций». Что касается изготовления экзотической мишени из ^{249}Bk , то этот вопрос подробно изложен в предыдущем обзоре [11]. Ниже приведены цепочки распада (рис. 15, *а*), демонстрирующие успешное применение описанной техники детектирования. Отметим рекордно низкое значение случайного параметра ожидания $N(\text{random}) \approx 10^{-20}$ (левая/нижняя цепочка распада), характеризующего чрезвычайно высокую статистическую значимость (надежность) регистрации. Значительный вклад в столь малое значение $N(\text{random})$ вносит именно применение метода «активных корреляций». На рис. 15, *б* показаны примеры спектров α -распадов сверхтяжелых ядер.

Современный статус детектирующей системы ГНС–спектрометр на основе детектора DSSSD. Основная причина применения DSSSD (Double Side Silicon Strip Detector) связана с тем, что в длительных экспериментах прежде всего представляют интерес коррелированные события типа EVR– α – α – α – α –(SF). Причем надежность детектирования зависит как от количества звеньев, так и от позиционного разрешения. Как было показано выше, при разрешении 0,8 мм (EVR– α) и ширине стрипа около 9 мм величина «элементарной» позиционной ячейки составляет 7,2 мм². Для детектора DSSSD типичная величина около 1 мм², т. е. достигается выигрыш примерно порядка величины для одиночного звена. Разумеется, детектор подобного типа работает только в режиме полного обеднения. На рис. 16 показан детектор Micron Semiconductors (Великобритания), применяемый в детектирующей системе ГНС. Лицевая сторона детектора (омическая) содержит 48 горизонтальных

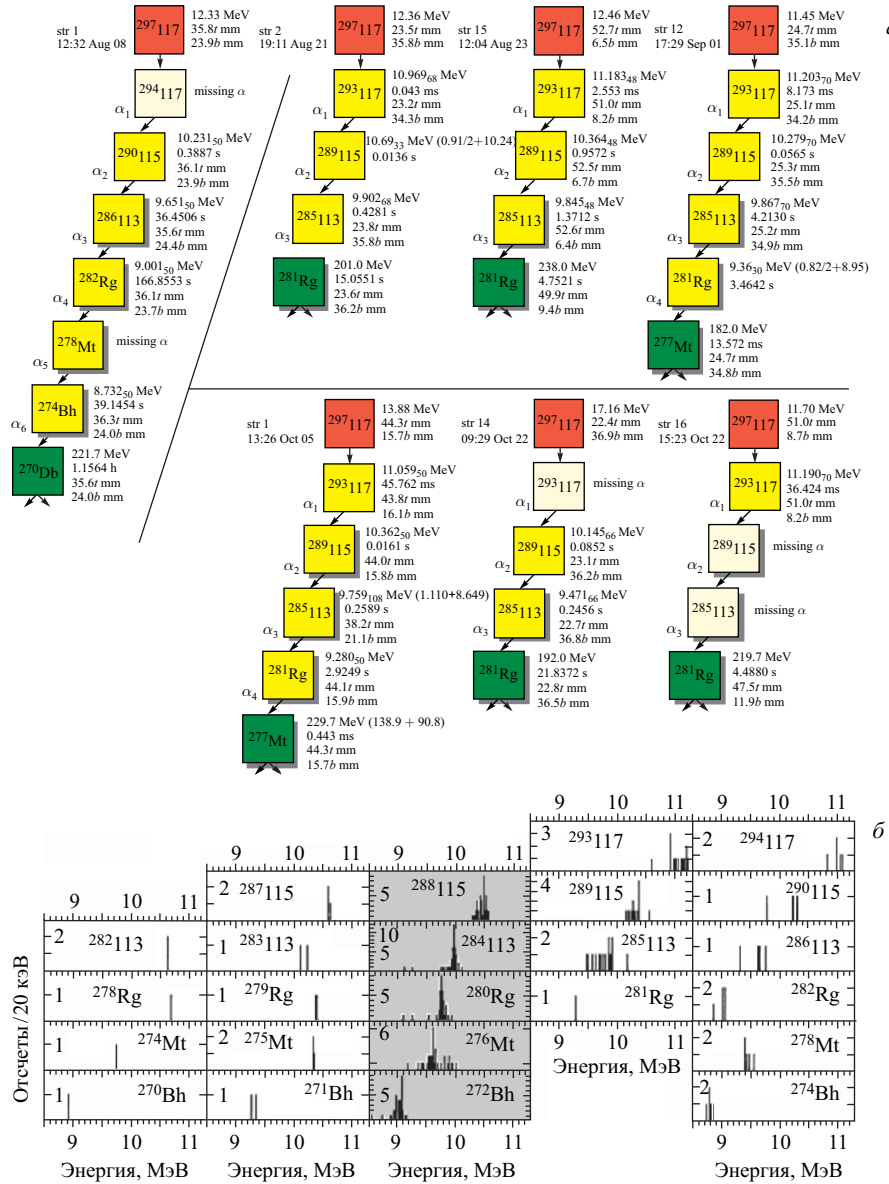


Рис. 15. а) Цепочки распадов, зарегистрированных спектрометром ГНС на основе 32-стрипового позиционно-чувствительного PIPS-детектора. б) Спектры распадов сверхтяжелых ядер, зарегистрированных PIPS-детекторами CANBERRA NV (12 стрипов и 32 стрипа). Серым цветом выделена цепочка распадов элемента $Z = 115$

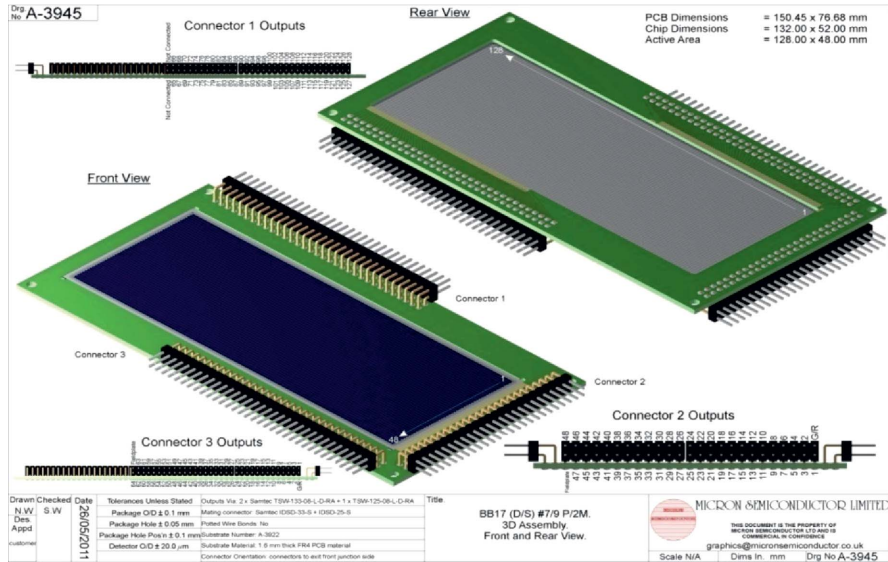


Рис. 16. Детектор DSSSD Micron Semiconductors (Великобритания)

стрипов, в то время как на противоположной стороне ($p-n$ -переход) находятся 128 вертикальных стрипов.

Крейт с АЦП ПА-27п («Техинвест», Дубна) спектрометра ГНС изображен на рис. 13, б. Особенностью АЦП ПА-27п является то, что он оцифровывает обе шкалы (различные субадреса) и, кроме того, обращение по другому субадресу соответствует времени синхронизации (мкс). Данный параметр позволяет образовывать составное событие, записанное в разные АЦП. Блок-таймер показан слева от крейт-контроллера ($N = 19, 1M$). Блок-схема программы набора представлена на рис. 17, а.

Особенности блок-схемы, связанные с применением метода «активных корреляций», метод формирования матрицы ядер отдачи и другие особенности будут рассмотрены ниже. Отметим, что 352 прецизионных калибровочных параметра извлекаются из данных, полученных в калибровочной реакции полного слияния ${}^{\text{nat}}\text{Yb} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{217}\text{Th} + 3n$. При этом калибровочное облучение проводится минимум для трех значений тока дипольного магнита. Цель — получить более-менее равномерную засветку всех вертикальных стрипов детектора фокальной плоскости сепаратора.

Кратко описанный выше спектрометр совместно с цифровым спектрометром ORNL (США) применялся в совместном эксперименте ЛЯР (ОИЯИ)–ORNL–LLNL (США) в 2013–2014 гг. в реакциях ${}^{239,240}\text{Pu} + {}^{48}\text{Ca} \rightarrow *114$.

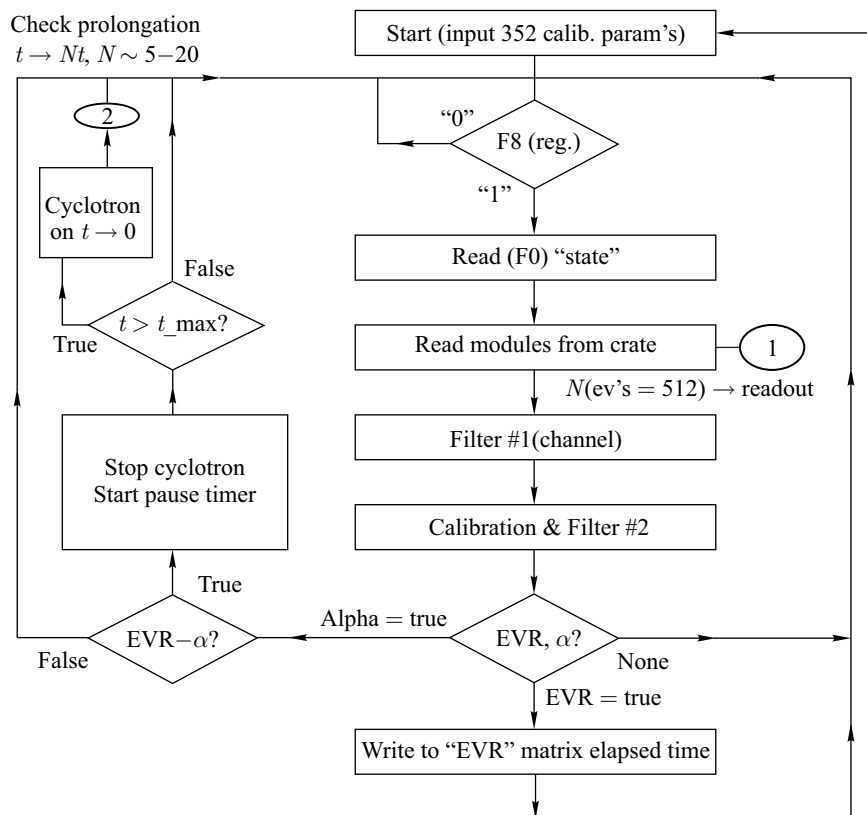


Рис. 17. а) Блок-схема программы набора (продолжение рис. 17 см. на с. 158–159)

В 2015 г. началось применение спектрометра в реакции $^{252}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$. В качестве примера-теста на рис. 17, в показан амплитудный спектр зарегистрированных энергий ядер ^{217}Th , извлеченный из файла данных с применением описанного алгоритма реального времени для детектора DSSSD. Наблюдается практически идеальная форма спектра рекойла.

Система контроля параметров и защиты от внештатных ситуаций ГНС.

Описываемая система контроля ГНС фактически (с косметическими изменениями) соответствует системе 2009–2014 гг. Автор отмечает, что именно СКП являлось в те годы наиболее консервативным элементом интегрированного спектрометрического комплекса ГНС.

Предшествующие системы. Прежде чем указать основные функции и привести примеры применения системы контроля экспериментов ГНС (СКП), по-видимому, следует упомянуть систему контроля, описанную в работе [44].

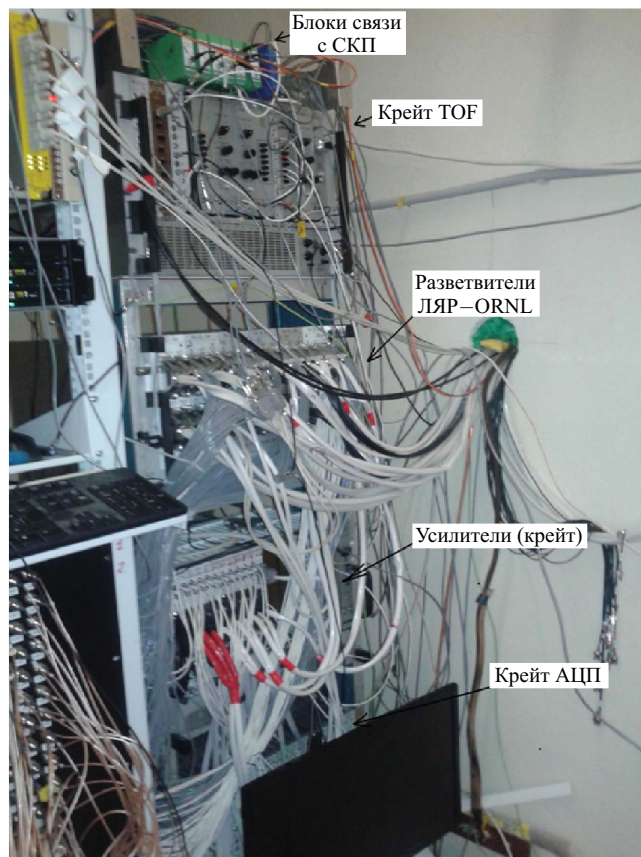


Рис. 17. б) Внешний вид спектрометра на основе DSSSD. Крейт с аналого-цифровыми преобразователями ПА-27п (нижний). Слева фрагмент цифрового спектрометра ORNL

Система экстремального управления током пучка циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ создана в 1989 г. Основной функцией системы было автоматическое зажигание дуги и получение заданных оператором значений параметров дугового разряда, мощности, расходуемой на распыление рабочего вещества электрода, и их последующая стабилизация. Система позволяла автоматически выводить ионный источник из выключенного состояния на квазиоптимальный режим за среднее время 10–15 мин с погрешностью соблюдения ограничений $\leq 5\%$ и стабилизировать ток пучка с погрешностью $\leq 3\%$. При этом на эффективность решения задачи оказывали влияние такие факторы, как нестабильность дугового разряда, дрейф экстремума, срыв дуги и пробой

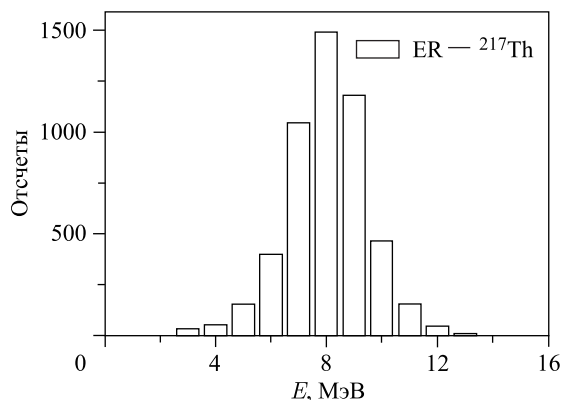


Рис. 17. в) Спектр величин сигналов регистрируемых энергий ядер тория (детектор DSSSD)

на распыляемом электроде источника. Из-за этих факторов функция отклика претерпевала разрывы. Общий алгоритм получения заданного тока пучка состоял в следующем:

- 1) диалоговый ввод задания на режим управления;
- 2) автоматическое зажигание дугового разряда;
- 3) автоматический поиск заданного тока пучка с соблюдением ограничений.

В наглядной форме это изображено на рис. 18.

Некоторые аспекты применения общелабораторных (ЛЯР, У-400) систем. Участие общелабораторных систем автоматизации в экспериментах ГНС носит косвенный характер, так как их прямое назначение — автоматизация циклотрона У-400. Данные системы дают возможность дежурному экспериментатору управлять движением пробников, находящихся непосредственно перед физической установкой, и наблюдать ряд величин, относящихся к работе циклотрона. Также возможно управление токами трех электрофизических агрегатов (дипольного магнита и двух квадрупольных линз). Подробности о системе автоматизации циклотрона читатель может найти в работах [45, 46].

Кроме того, на ГНС применяется автономная система блокировок по показателям вакуума и для защиты тонкого входного окна времяпролетного модуля. В СКП ГНС данные автономные подсистемы посылают однобитную информацию «0 — норма/1 — авария».

Основные требования к техническим системам ГНС. При проведении экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер экспериментальная аппаратура измеряет и регистрирует физические величины, связанные в основном с мно-

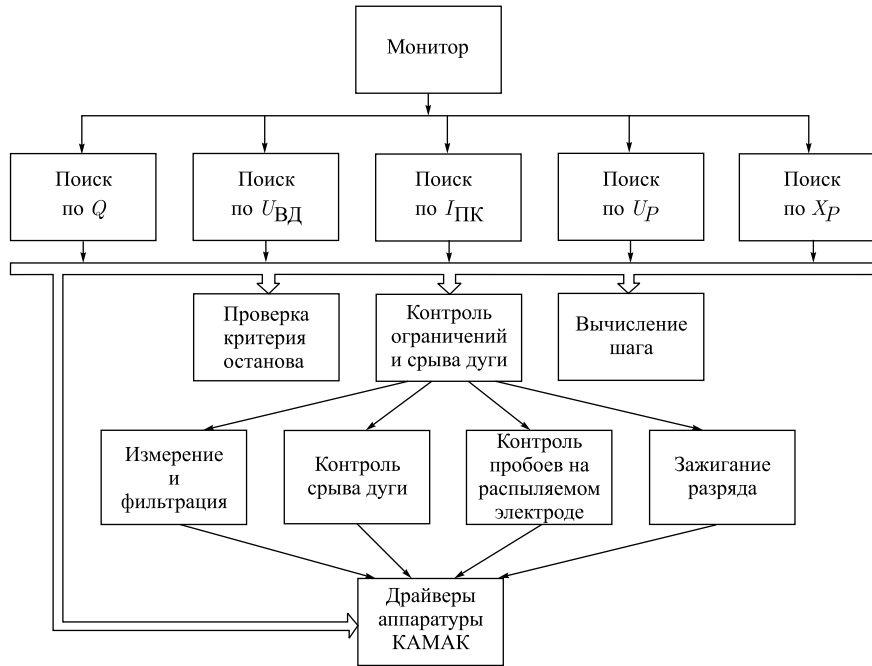


Рис. 18. Схема алгоритма системы зажигания источника

гоканальной спектрометрической информацией с детектирующего модуля сепаратора, а также величины, отражающие состояние собственно электромагнитного сепаратора ядер отдачи, равно как и параметры пучка циклотрона и других систем, связанных с пучком. В частности, особо актуальным считается контроль параметров газового времяпролетного модуля детектирующей системы, играющего ключевую роль в регистрации/идентификации тяжелых ядер отдачи. Вторым определяющим фактором, обеспечивающим безаварийную работу всего комплекса ГНС, является теплостойкость радиоактивной мишени и входного окна сепаратора, разделяющего рабочий объем сепаратора, заполненного водородом до давления 1 Торр, от ионопровода циклотрона, где давление составляет $\sim 10^{-5} - 10^{-7}$ Торр.

Использование интенсивных пучков ^{48}Ca (вплоть до 10^{13} с^{-1}) вынуждает обращать особое внимание на равномерное распределение пучка по всей поверхности радиоактивной мишени, что достигается

- 1) размещением активного вещества на вращающемся диске;
- 2) использованием знакопеременного магнитного поля, отклоняющего пучок в поперечном направлении к оси вращения.

Скорость вращения диска с размещенной на нем мишенью составляет ~ 30 об./с. Для контроля за скоростью вращения мишени на этой же оси размещается дополнительный диск с прорезью и пара светодиод–фотодиод (АЛ106А–ФД265 [47]). Аналогичным способом решается задача защиты входного окна сепаратора.

Для эффективной защиты детектора фокальной плоскости от интенсивных пучков ионов ^{48}Ca требуется также жесткий контроль тока в обмотках дипольного магнита сепаратора. Список основных контролируемых параметров приведен в табл. 1. Отдельно ниже выделяется подсистема измерения энергии тяжелых ионов.

Контроль параметров сепаратора. Поскольку система контроля параметров (СКП) детально описана в работах [5–9], здесь следует компактное изложение основных моментов. Вся система контроля включает в себя две группы функциональных блоков, осуществляющих усиление и преобразова-

Таблица 1. Основные контролируемые параметры СКП ГНС

Параметр	Метод измерения
Ток магнита и квадрупольных линз	Преобразование напряжение \rightarrow частота
Вращение входного окна и мишени (электрический контроль)	Выходное напряжение привода \rightarrow частота
Вращение окна и мишени (оптический контроль)	Непосредственный счет импульсов пары светодиод–фотодиод внутри объекта контроля
Давление пентана и водорода во времяпролетном модуле и объеме сепаратора	Напряжение (датчики — баратроны MKS [48]) \rightarrow частота
Величина вакуума в определенных точках	Напряжение выхода (датчики Pfeiffer [49]) \rightarrow частота
Ток цилиндра Фарадея пучка тяжелых ионов	Ток \rightarrow частота
Работа перемычки пентан–водород (да/нет)	АЦП $-5/+5$ В
Температурные параметры	Напряжение \rightarrow частота
Давление насыщенных паров пентана в выходной емкости жидкого пентана	Напряжение \rightarrow код АЦП (0–10 В)
Дополнительные параметры постоянного тока $-5/+5$ В	Напряжение \rightarrow код 7 входов АЦП
Загрузка системы детектирования и TOF-модуля	Непосредственный счет импульсов (TTL)
Ток (с внутренним усилением), связанный с током цилиндра Фарадея	Ток \rightarrow частота

ние сигналов с датчиков, контроль по порогам (задается диапазон измеряемой величины) и выработку сигналов Alarm в случае выхода параметров за пределы заданного диапазона, а также осуществляющих оцифровку указанных сигналов (блок-схема на рис. 19).

Группа блоков, осуществляющих оцифровку, размещается в крейте КАМАК и работает под управлением ПК (Pentium-4, 2,4 ГГц) по программе, выполненной под C++ Borland Builder 6 (Windows XP). В системе контроля ГНС используется метод преобразования измеряемых величин (X) в частоту (F) стандартных электрических импульсов ($X \rightarrow U, B \rightarrow F, c^{-1}$) с последующей регистрацией этих импульсов в счетчике-интенсиметре, запоминающем число импульсов за определенный интервал времени. Последний вырабатывается в блоке управляющих команд (БУК) — это сигнал Time (см. блок-схему на рис. 19).

Блок управляющих команд работает в режиме одновибратора, запускаемого по команде F16*A(0). Помимо сигнала Time блок управляющих команд может выдать три независимых команды управления on/off — по заданию экспериментатора или по программе ПК.

В системе используются два восьмивходовых блока защиты (БЗ), собирающие (объединяющие) все сигналы Alarm и вырабатывающие сигнал на электростатический прерыватель тока пучка циклотрона У-400 («чоппер»). Блок защиты через магистраль КАМАК связан с ПК, через который осуществляется интерактивная постановка выбранных параметров на контроль.

Он включает в себя:

- регистр, фиксирующий тип параметров, поставленных на контроль, — так называемый регистр условий;
- систему ключей, управляемых со стороны «регистра условий» и пропускающих входные сигналы Alarm в регистр «Аварий»;
- регистр «Аварий», содержимое которого может быть прочитано через магистраль КАМАК;
- схему объединения сигналов блокировки (Alarm) и выработки сигнала «Авария» на пульт циклотрона У-400.

Функции блока защиты и блока управляющих команд сведены в табл. 2.

Отметим, что в штатном режиме сама блокировка (пучка) устанавливается и снимается автоматически, если выполнены соответствующие условия, а регистр «Alarm» запоминает сам факт возникновения блокировки.

В течение 2008–2014 гг.* система контроля применялась в экспериментах на пучке ионов ^{48}Ca , направленных на синтез новых изотопов сверхтяжелых ядер. Система не только обеспечивала текущий контроль и протоколирование параметров долговременных экспериментов, но и предотвратила ряд

*Ранее, в 2005–2008 гг., применялись автономные модифицируемые подсистемы.

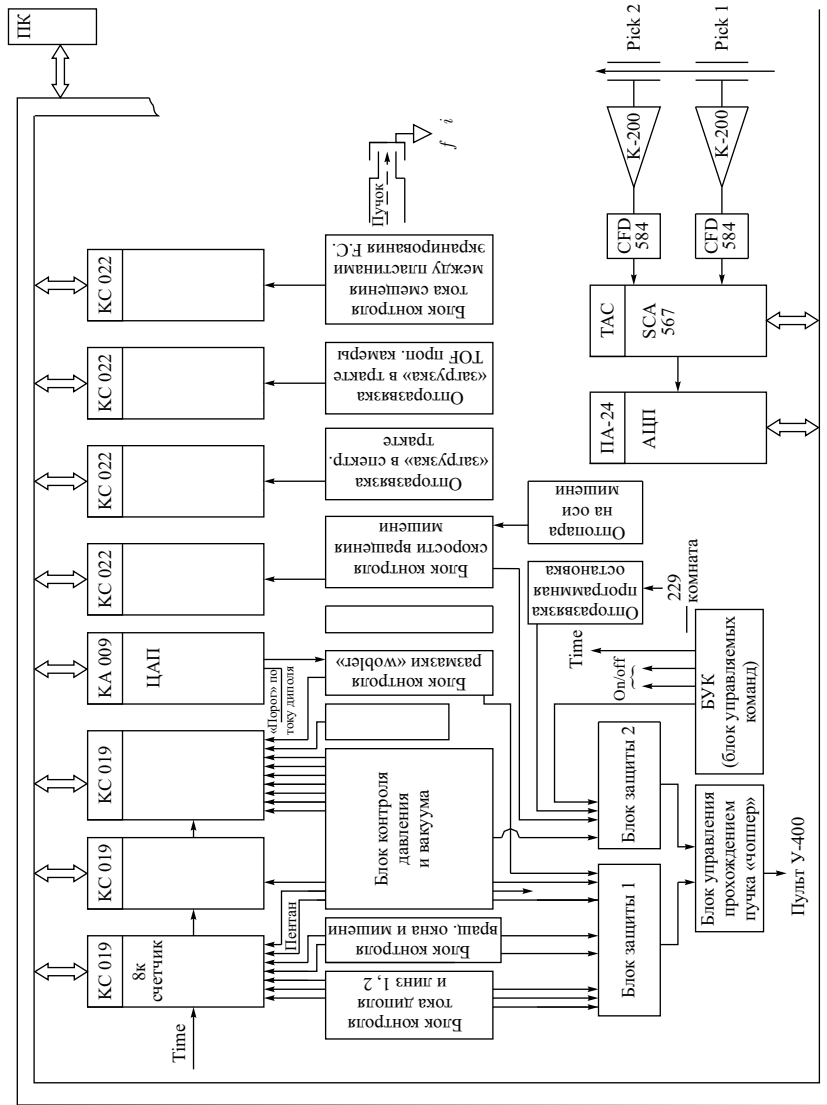


Рис. 19. Блок-схема системы контроля параметров ГНС (см. [51])

Таблица 2. Основные функции КАМАК-блоков БЗ и БУК

БЗ (блок защиты, 2М)	БУК (блок управляющих команд, 1М)
F26*A (7..0) — установка защиты по данному параметру	F16*A(0) — задание времени регистрации/начало отсчета. По окончании блок может блокировать внешние устройства (0,02, 0,2 и 2 с)
F24*A (7..0) — снятие защиты	F16*A(2)/A(3) — выдача независимой команды управления 1 (TTL)
F2*A (любое) — чтение содержимого защиты Alarm	F16*A(4)/A(5) — команда 2
F10*A (любое) — сброс регистра Alarm	F16*A(6)/A(7) — команда 3

аварий, связанных как с выходом параметров из рабочих интервалов, так и с нештатными ситуациями: например, с пропаданием электроэнергии, остановом вращения окна и мишени, нарушением вакуумных условий, разрушением вакуумного магнитного ввода окна сепаратора и ряда других. В ближайшем будущем авторы планируют расширить возможности системы контроля параметров ГНС как с точки зрения увеличения списка параметров, так и модификации отдельных блоков и алгоритмов управления.

Метод «активных корреляций» — высшая форма автоматизации эксперимента. *Основные идеи метода.* Автор применил словосочетание «высшая форма» совсем не потому, что описываемый ниже метод и его алгоритмическая и аппаратная реализация сложнее или проще в сравнении с чем бы то ни было, но потому, что он проводит автоматизацию эксперимента не по промежуточным технологическим параметрам, а фактически, по почти конечной цели эксперимента, а именно: по выделению коррелированных звеньев в реальном масштабе времени. При этом, поскольку процесс чрезвычайно быстрый (десятки микросекунд), возникает возможность кратковременного отключения пучка циклотрона и, соответственно, радикального подавления фона на несколько порядков при регистрации последующих распадов после детектирования звена (например) $EVR-\alpha$. По-видимому, первоисточником данного подхода следует считать работы [2, 3, 50, 51], в то время как остальные работы относятся к развитию метода, вплоть до 2015 г.

Общая схема процесса с характерными параметрами изображена на рис. 20.

Наиболее детально метод изложен в работах [3, 4, 6, 11–14], а здесь приводятся примеры, относящиеся в основном к реакциям полного слияния с ионами ^{48}Ca и актинидными мишенями.

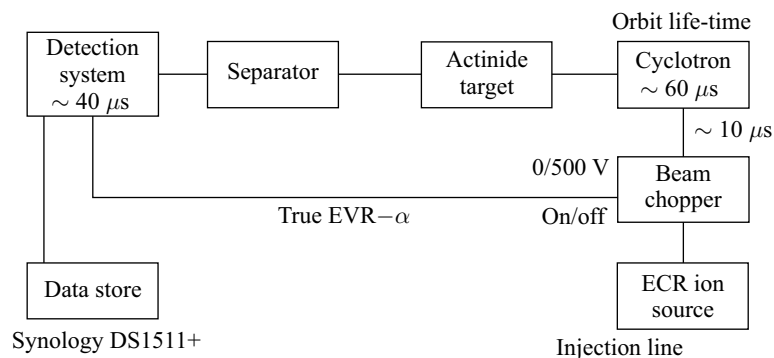


Рис. 20. Блок-схема процесса поиска звеньев EVR- α и подавления фона. Параметр времени жизни орбиты тяжелых ионов в циклотроне приведен оценочно

Дискретизация массива сигналов для резистивного стрипа PIPS-детекторов. В случае применения PIPS-детекторов реальный многостриповый детектор (12 или 32 стрипа) представлен в памяти ПК в виде двух матриц, а именно матрицы ядер отдачи и матрицы α -распадов. Если экспериментатора интересует поиск в реальном масштабе времени именно одного первого коррелированного звена EVR- α , то только матрица рекойлов (ядер отдачи, EVR) является статическим объектом, т.е. пополняется и сохраняется в течение всего актуального файла данных. Элементом же матрицы является текущее время, получаемое от электронной аппаратуры для данного события. При этом всякий раз, когда детектируется α -распад с необходимым набором параметров, происходит сравнение времен с элементами матрицы рекойлов, включая ближайших соседей по вертикали в данном стрипе. Если минимальный параметр разницы элементов попадает в нужный (заранее установленный экспериментатором) интервал времен, то происходит выдача команды на останов облучения в течение определенного времени. Это время может быть продлено автоматически, при нахождении характерного α -распада в том же стрипе. Величина же корреляционного временного параметра задается либо как константа, либо в виде функциональной зависимости типа $\Delta t = \Delta t(E_\alpha)$, где E_α — энергия зарегистрированной α -частицы. Величина допустимого интервала времени пролета задается в каналах. На рис. 21, а-в схематично показан алгоритм поиска искомой корреляции EVR- α , а также схемы включения резистивных стрипов для случаев рис. б (PIPS, 12 стрипов) и рис. в (PIPS, 32 стрипа). Разумеется, если T — полное время эксперимента, то $\sum_1^N \Delta t_i \ll T$. Обычно потери во времени облучения составляют единицы (редко до 10) процентов, что более чем приемлемо с точки зрения выигрыша в качестве детектирования.

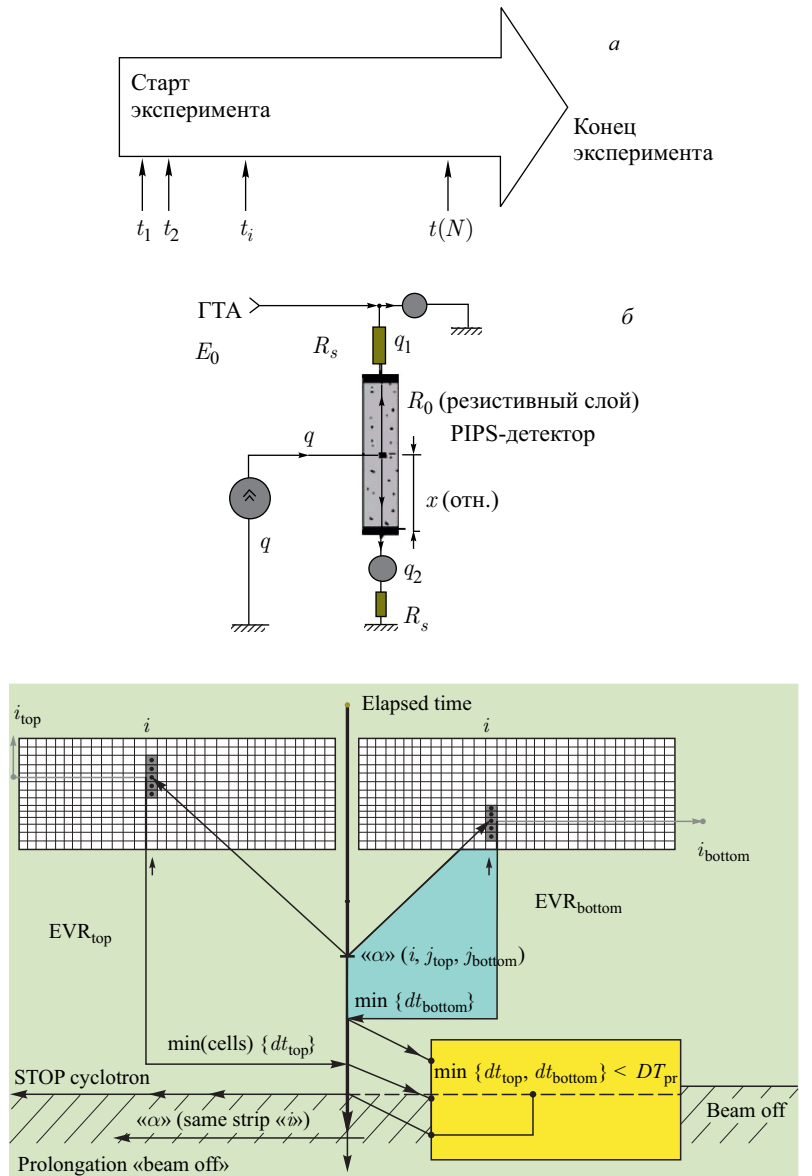


Рис. 21. а) Генерация коротких пауз при применении метода «активных корреляций». б) Схема включения резистивного стрипа (PIPS, 12 стрипов). в) Схема поиска указателя на потенциальную корреляцию EVR- α (PIPS, 32 стрипа)

В качестве демонстрации эффективности метода на рис. 22, *a* приведен спектр α -распадной шкалы (общая палитра). При этом следует иметь в виду, что для выделения спектра подавление по параметру времени пролета и сигналу ВЕТО-детектора уже было произведено. В правом верхнем углу показан спектр в паузах, генерируемых программой набора. Пик

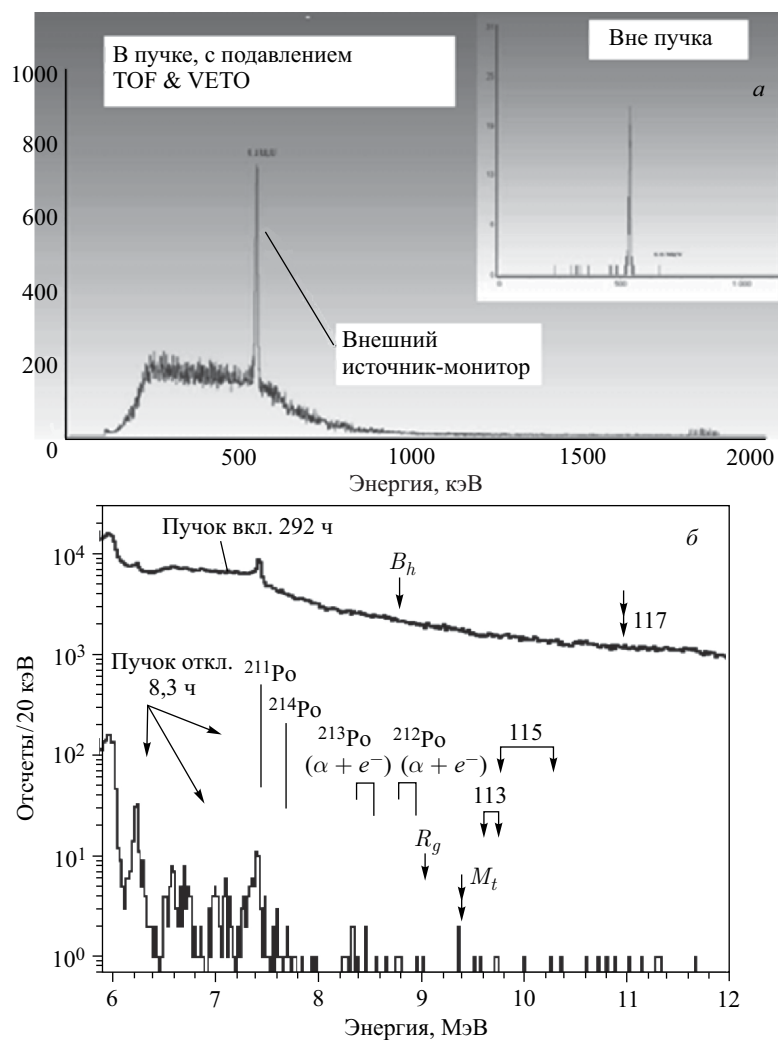


Рис. 22. *a*) События в пучке (основное окно) и вне пучка (врезка). *б*) Демонстрация эффективности метода. Подавление фона дополнительно к очистке по сигналам TOF и ВЕТО-детекторов. Реакция $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^*117$

в районе 5,5 МэВ принадлежит не продуктам реакции, а источнику-монитору. На рис. 22, б показаны реальные спектры в пучке и вне пучка для реакции $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow *117$.

Вспомогательные процедуры программы набора протоколируют параметры остановов, и в течение примерно 3–5 мин эта информация становится доступной дежурному экспериментатору, и он может предварительно судить о характере зарегистрированного события. Ниже приводится такой текстовый пример.

2	10091.8	32.4	0	0.0	2446.508	0.9509	745	1	0	0:12:29
15	10965.840.4		0	0.0	2787.342	0.1006	745	1	0	0:17:57
15	10284.635.9	22.4			2787.643		745	0	0	149 3033 (1.265 + 9.017)
15	9619.940.1	18.9			2793.432		745	0	0	100 2064
15	9401.440.1	18.8			2942.940		745	0	0	0

В данном примере система «поймала» последовательность 10966 кэВ (в пучке, произведен останов) \rightarrow 10285 кэВ (вне пучка; $dt = 301$ мс) \rightarrow 9620 кэВ (вне) \rightarrow 9401 кэВ (вне) в стрипе № 15. Событие 10966 кэВ является двойным, т. е. полная амплитуда образована из суммы амплитуд стрипа № 15 фокального детектора и сигнала бокового детектора (1265 кэВ).

Специфика применения детекторов DSSSD в режиме реального времени.

Выше были указаны преимущества использования детекторов DSSSD в долговременных экспериментах. Что же касается специфики применения, следует иметь в виду следующее:

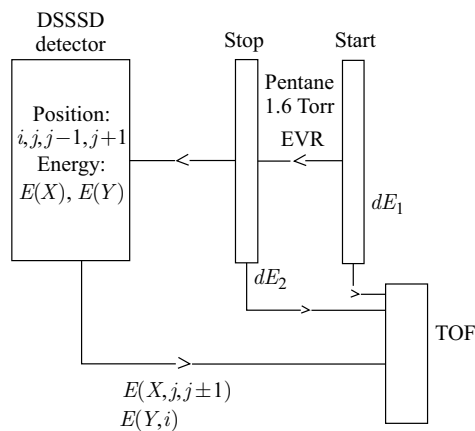
— детекторная структура (геометрия стрипов типа «решетка») уже предполагает естественную матричную структуру;

— благодаря наличию P^+ -изолирующего слоя между соседними стрипами омической (фронтальной) стороны детектора краевые эффекты для этих стрипов (48) пренебрежимо малы;

— наоборот, для соседних стрипов задней стороны, содержащей p - n -переходы, эффект деления заряда между стрипами может достигать $\approx 17\%$ (α -частица 5,5 МэВ). С очевидностью этот эффект должен быть принят во внимание при поиске корреляций $\text{EVR}-\alpha$ (и не только).

Тривиальное, но основное следствие краевого эффекта состоит в том, что при определении эффективного элемента (X , Y) и образовании времени корреляции с рекойлом следует рассматривать два соседних элемента, соответствующих трем из 128 стрипов задней (переходной) поверхности детектора. Именно это и изображено схематично на рис. 23. Разумеется, в каждом таком случае для определения факта останова пучка (облучения актинидной мишени) берется минимальное время $\text{EVR}-\alpha$ из выборки.

Сверхвысокие интенсивности пучков — вероятные сценарии. С вводом в эксплуатацию новых ускорителей ЛЯР ОИЯИ (~ 5 – 10 рмкА) встает вопрос о выборе методов, минимизирующих фоновые события, которые могут имитировать искомую последовательность сигналов или хотя бы ее часть.



$$\text{EVR}(i, j) = \text{EVR}(i, j \pm 1) = \text{Time (elapsed), from CAMAC}$$

Рис. 23. Схема определения актуальных элементов матрицы рекойлов при учете краевых эффектов

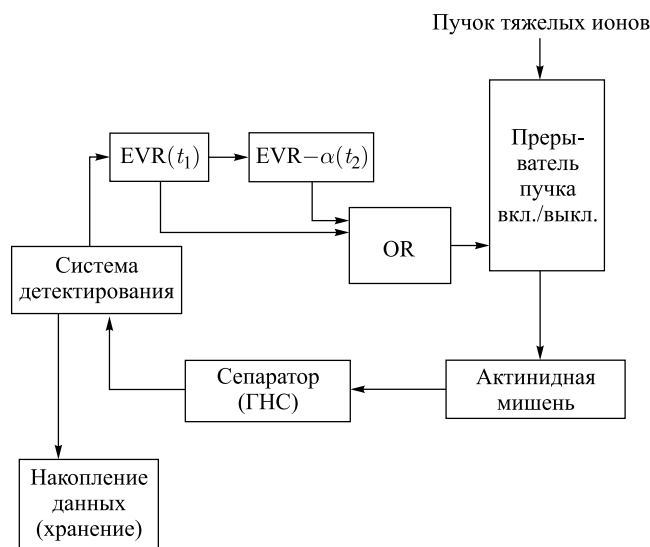


Рис. 24. Возможный комбинированный алгоритм подавления фона

В этом случае не исключено, что вместо последовательности сигналов $\text{EVR}-\alpha$ будет вероятен комбинированный подход, когда сигнал EVR порождает более короткую паузу, а ранее описанный алгоритм работает фактически совместно (рис. 24, $t_2 \ll t_1$).

При этом система неравенств, описывающих данный алгоритм, имеет вид [6]

$$\eta(t_1, t_2, \tau_{\text{EVR}-\alpha}) \leq \mu \ll 1, \quad t_1 \leq \nu_\alpha \tau_{\text{EVR}-\alpha} t_2,$$

$$P(\max\{t_1, \tau_{\text{EVR}-\alpha}\}, \tau_0) \geq 1 - \varepsilon, \quad \log N_b \leq -N_{\min}.$$

В данной системе неравенств ε, μ — малые числа больше нуля; t_1, t_2 — времена пауз; ν_α — загрузка (на элемент) для α -частиц; $\tau_{\text{EVR}-\alpha}$ — корреляционное время $\text{EVR}-\alpha$; N_{\min} — приемлемый уровень статистической значимости события; τ_0 — время жизни участника α -распада (известное или ожидаемое). Параметр P характеризует оцениваемое минимальное значение вероятности производства останова при данных условиях, η — допустимый уровень потерь общей эффективности эксперимента из-за генерируемых коротких пауз.

Кроме того, поскольку любое многозвенное событие представимо в виде графа, любое из начальных ребер графа, разумеется, при некоторой предсказуемости свойств (энергетических, временных) может рассматриваться в качестве триггера останова пучка [6]. Например, так, как это показано на рис. 25.

Некоторая профилактически ограничительная мера работы алгоритма реального времени с точки зрения потерь общей эффективности эксперимента при чрезвычайно высоких интенсивностях пучка тяжелых ионов ($\approx 5-10$ $\mu\text{кА}$) может быть введена, если принять величину вероятности случайного совпадения сигналов рекойла и α -частицы в качестве независимой переменной $W = W(\tau_0, \tau_1, \nu_{\text{EVR}}^{i,j}, \nu_\alpha^{i,j \pm 1})$. Знак ± 1 учитывает именно краевой эффект для стрипов p - n -переходной стороны детектора (128 стрипов). Величина ν обозначает загрузку актуального пикселя (пересечение переднего стрипа с тремя задними). Причем актуальное значение $\nu_{\text{EVR}}^{i,j}$ может вычисляться для данного пикселя и момента времени с учетом того, что матрица рекойлов является статической. Разумеется, матричный элемент в этом случае может быть слегка изменен, а именно: наряду с актуальным значением текущего времени регистрации ядра отдачи можно записывать актуальное на

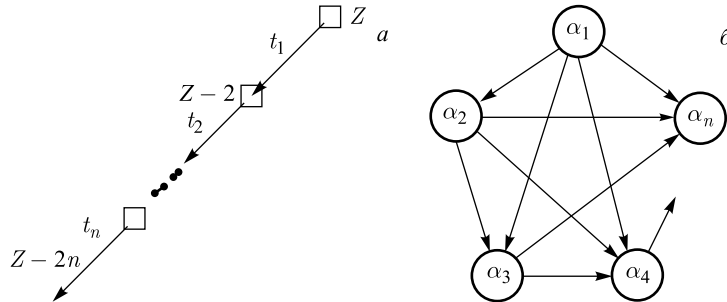


Рис. 25. а) Многозвенный α -распад. б) Граф корреляций ($\alpha_1 - \text{EVR} \dots \alpha_n - (n-1)$ -я α -частица)

данный момент количество рекойлов с начала открытия файла. Поскольку в первом приближении матрица (элемент) α -распадов динамическая, можно брать некоторое равномерное эффективное значение для всего детектора. Для увеличения надежности можно сделать матрицу α -распадов статической, как и матрицу рекойлов. Величину же элемента для обеих матриц определить как комплексное число в виде $Z_{k,n} = t_{k,n}^{\text{elaps}} + iN_{k,n}$, где k, n — индексы матрицы; N — число заполнений пикселя на данный момент времени (здесь i — мнимая единица). Соответственно, $\nu_{\text{EVR}}^{i,j}(t_{i,j}^{\text{elaps}}) = N_{i,j}^{\text{EVR}}/t_{i,j}^{\text{elaps}}$ ($N \gg 1$, т. е. при достаточно большой интенсивности пучка). Разумеется, в более простом случае можно обойтись оценочными, средними значениями. Условие останова при этом становится более жестким и имеет вид системы

$$W(\tau_0, \tau_1, \nu_{\text{EVR}}^{i,j}, \nu_{\alpha}^{i,j \pm 1}) \leq \varepsilon, \quad \tau_1 \leq \tau_0.$$

В данном случае матрица рекойлов в кодировке C++ может быть представлена как

```
//- - - - - фрагмент - - - - -
Structure rec
{Float ti;
Unsigned nn;}
Static rec evn[48][128];
//- - - - - end - - - - -
```

К вопросу о вероятном смещении реальных времен жизни (периодов полураспада) при неопределенном соотношении материнское ядро – дочернее ядро. При использовании метода «активных корреляций» наиболее критичным временным параметром является время жизни материнского ядра. Оценка данной величины, предшествующая долговременному эксперименту, обычно базируется как на теоретических, так и на экспериментальных знаниях. Разумеется, при предварительной установке временных корреляционных интервалов программы, генерирующей останова пучка циклотрона, экспериментатор действует с некоторым «запасом». Однако при вводе в эксплуатацию фабрики сверхтяжелых элементов с интенсивностями пучка тяжелых ионов порядка 10 рмкА возможен дополнительный фактор неточности в величине временного интервала, связанный именно с тем, что приходится, по крайней мере в реальном масштабе времени, работать (определять указатель на EVR- α -корреляцию) на грани минимума статистической значимости данного звена, используемого как триггер останова. Следовательно, в качестве теоретико-методического становится актуальным и вопрос о методах оценки вероятного интервала, периода полураспада. Один из эффективных подходов изложен авторами работы [52].

Предложен алгоритм построения оценки времени жизни при неопределенном задании «старта времени». Для дочернего сигнала может быть не-

сколько кандидатов на время старта отсчета времени. При этом оценка строится на основании формул

$$\langle \tau \rangle = \sum_{i=1}^{n_t} w_i \frac{t - t_i}{n_t}, \quad w_i = \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau}\right), \quad i = 1, 2, 3, \dots, n_t.$$

Здесь величина статистического веса w_i нормализована для каждого t . Усредненная сумма таковой оценки для всех «дочерних» распадов и будет представлять окончательную вероятную оценку для параметра времени жизни τ . Разумеется, данный подход является довольно общим, в то время как в реальности может возникнуть ситуация с применением метода «активных корреляций», когда два потенциальных сигнала (кандидата на ядро отдачи) могут быть засчитаны в привязке к регистрируемому α -распаду как весьма вероятные коррелированные импульсы. В этом случае с точки зрения алгоритма поиска указателя на корреляцию EVR- α возможно простое удвоение матрицы рекойлов, что вряд ли возможно с практической точки зрения ввиду предполагаемой громоздкости алгоритма в описанном выше общем случае n кандидатов на «правильный» рекойл.

Элементы автоматизации при обработке данных. Калибровка 48 стрипов DSSSD-детектора Micron Semiconductors-RAD. C++ Builder приложение MONITOR-2015 (частный случай). Данное приложение предназначено для работы с файлами детектирующей системы ГНС на основе детектора DSSSD. Оно подробно описано в вышеуказанных работах. Файлы данных (event-by-event) хранятся на носителе DS 1511 Disk Station [6] в комнате дистанционного контроля ГНС, там же расположены компьютеры для работы с данными (рис. 26).

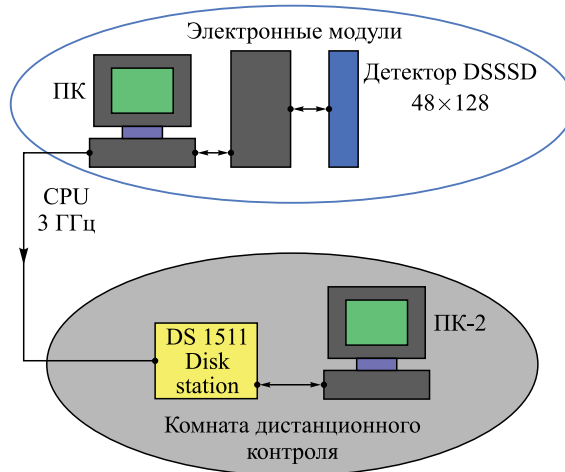


Рис. 26. Схема процесса набора/визуализации данных

К числу основных гистограмм относятся следующие группы [8] (рис. 27):

- основная гистограмма, содержащая спектры α -распада (суммарный, по текущей калибровке, если есть), спектр относительных времен, при работе с вращающейся мишенью, спектр ΔE_1 , ΔE_2 (пропорциональные камеры низкого давления), TOF (время пролета);
- гистограммы (каналы, энергия по калибровке по событию OnMouseMove на отдельной панели) энергии для 48 передних стрипов и 128 задних, шесть спектров боковых детекторов и спектр VETO-детектора;
- гистограммы распределений загрузки по передним и задним стрипам;
- гистограмма (суммарная) энергий грубой шкалы (до 300 МэВ) по текущей калибровке;

и ряд других.

В качестве примера на рис. 27, *а, б* показана основная входная гистограмма и гистограмма распределения по стрипам при тесте на внешнем источнике α -частиц. На рис. 27, *в* приведены спектры ΔE с пропорциональных камер «старт»/«стоп».

Отметим, что спектр времен вращающейся мишени четко показывает разделение на отдельные сектора. На рис. 28 (правая часть) показан суммарный спектр α -распадов и шкалы осколков деления детектора DSSSD (ядерная реакция полного слияния $^{nat}\text{Yb} + ^{48}\text{Ca}$).

При проведении долговременных экспериментов по синтезу СТЯ прецизионный калибровочный процесс значим не только для окончательной обработки результатов, но и для получения массива калибровочных констант, применяемых для поиска в реальном масштабе времени корреляционных звеньев типа ER- α . Зачастую данная процедура занимает время до 2 сут и более. В то же время при наличии достаточной статистики экспресс-методы могут упростить данную процедуру. Ниже предлагается метод, суть которого состоит в следующем:

- поскольку изначально коэффициенты усиления электронных трактов не отличаются на 10–15 % после настройки аппаратуры, автоматическая процедура выбирает три наиболее энергичные линии, отсекая (по номеру канала) расположенные ниже;
- фильтруются каналы, если их содержание не достигает ≈ 15 –35 % от максимально эффективной линии;
- находятся максимумы (центр тяжести) всех трех пиков в каналах;
- производится первое приближение калибровки по одной (самой правой) линии с присвоением значения энергии α -распада ^{217}Th (9261 кэВ);
- определяются по первому приближению энергии двух левых пиков;
- происходит «распознавание» и коррекция энергии левых пиков до значений 8700 и 7923 кэВ;

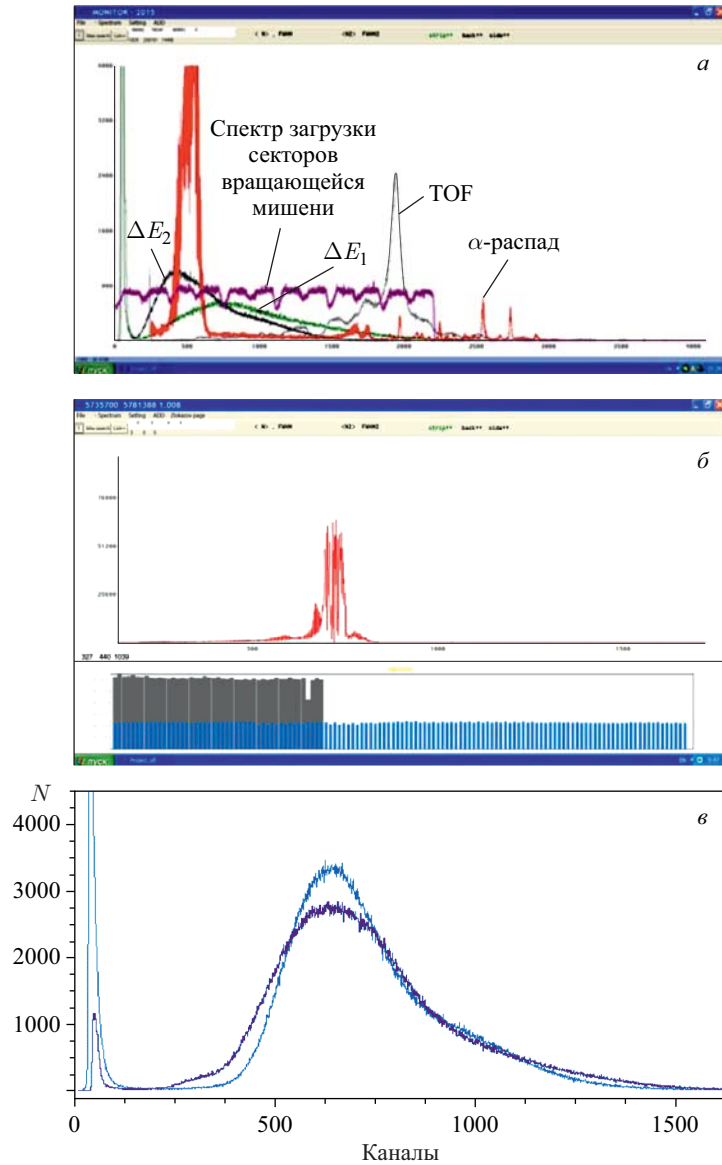


Рис. 27. а) Окно основных гистограмм приложения. Показаны гистограммы α -распада, спектра времен вращающейся мишени, пропорциональных камер ΔE_1 , ΔE_2 и времени пролета (TOF). б) Спектр α -распадов (тест 5,5 МэВ) и распределение событий по 40 (слева) и 128 (вся палитра снизу) стрипам. в) Спектры ΔE с камер «старт» и «стоп» (используется в методе «активных корреляций»)

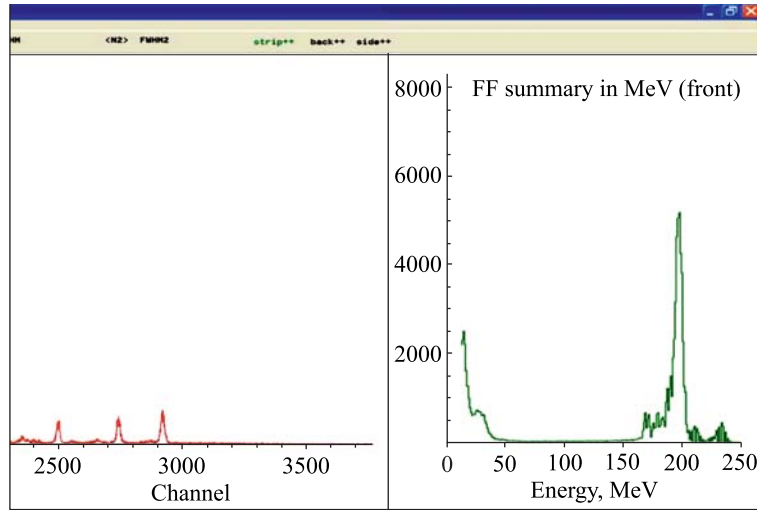


Рис. 28. Спектр шкал α -частиц (левый) и осколков деления (правый)

— окончательно все 48 стрипов автоматически (по нажатию кнопки экспериментатором) калибруются с применением метода наименьших квадратов по трем уточненным линиям;

— образуются два выходных файла результата: а) набор констант ($E_i = a_i N + b_i$, $i = 0, \dots, 47$), б) файл отклонений от условно «правильной» калибровки (при ее наличии) для канала $N = 1000$ (примерно 8 МэВ).

Если все же невозможно установить отсечку трех правых пиков единообразно (задав один номер канала для всех 48 стрипов), то экспериментатор может установить канал индивидуально в интерактивном режиме по событию `OnMouseClicked`. Для общей демонстрации процесса на рис. 29 показаны характерные шаги фильтрации спектров.

Значения величин отклонений от условно «правильной» калибровки соответствуют следующим числам (кэВ, №44, 48 отключены; первое число пары — номер стрипа, второе — отклонение):

{1, 1; 2, 5; 3, -7; 4, -3; 5 -2; 6, 1; 7, 1; 8, 1; 9, 0; 10, -1; 11, -3; 12, -3; 13, -4; 14, -3; 15, -1; 16, 0; 17, 1; 18, -3; 19, 0; 20, -2; 21, 0; 22, 3; 23, -2; 24, 0; 25, 0; 26, 0; 27, -4; 28, 0; 29, 0; 30, 0; 31, 0; 32, 0; 33, 2; 34, -2; 35, -2; 36, 0; 37, 0; 38, -4; 39, 0; 40, -1; 41, -1; 42, 2; 43, -1; 45, -1; 46, 3; 47, 0}.

Следует признать последовательность чисел удовлетворительной (стандартное отклонение 2,1 кэВ, рис. 30).

Типичные отклонения в более широком диапазоне (примерно 6,5–15 МэВ) показаны на рис. 30, б для стрипов №21, 31.

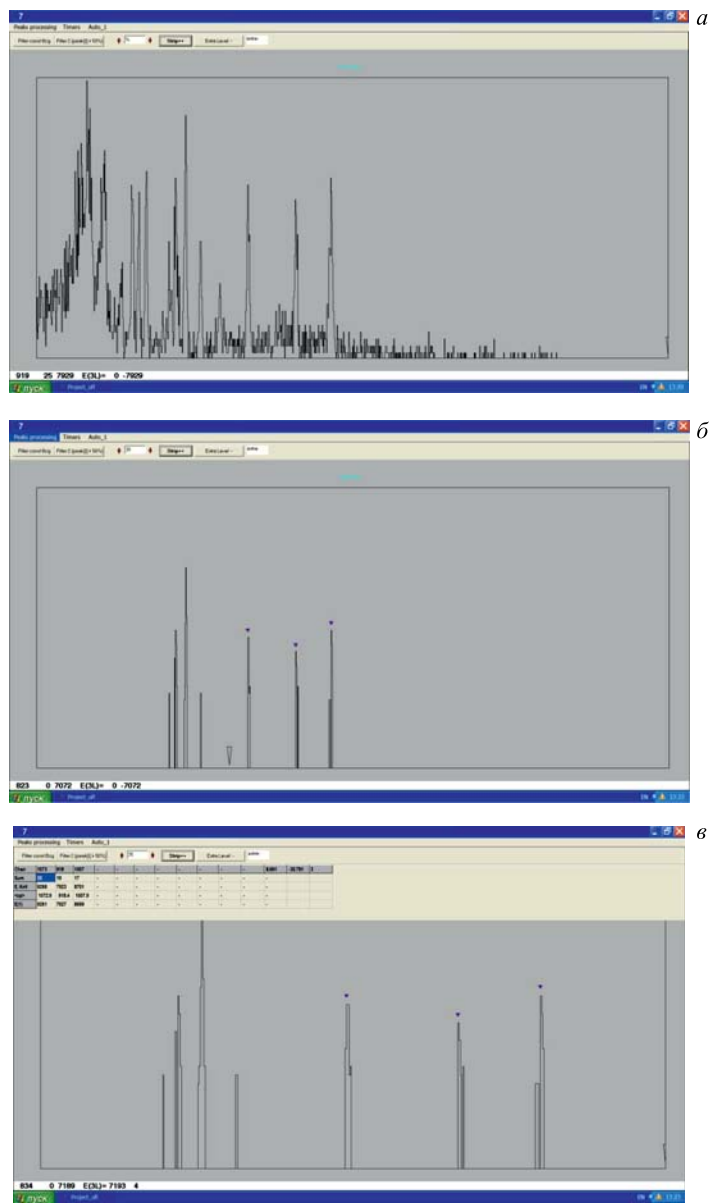


Рис. 29. Характерные шаги фильтрации спектров. а) Начальный спектр (стрип № 7). б) Нахождение трех пиков (показаны треугольными маркерами). в) Окончательный результат

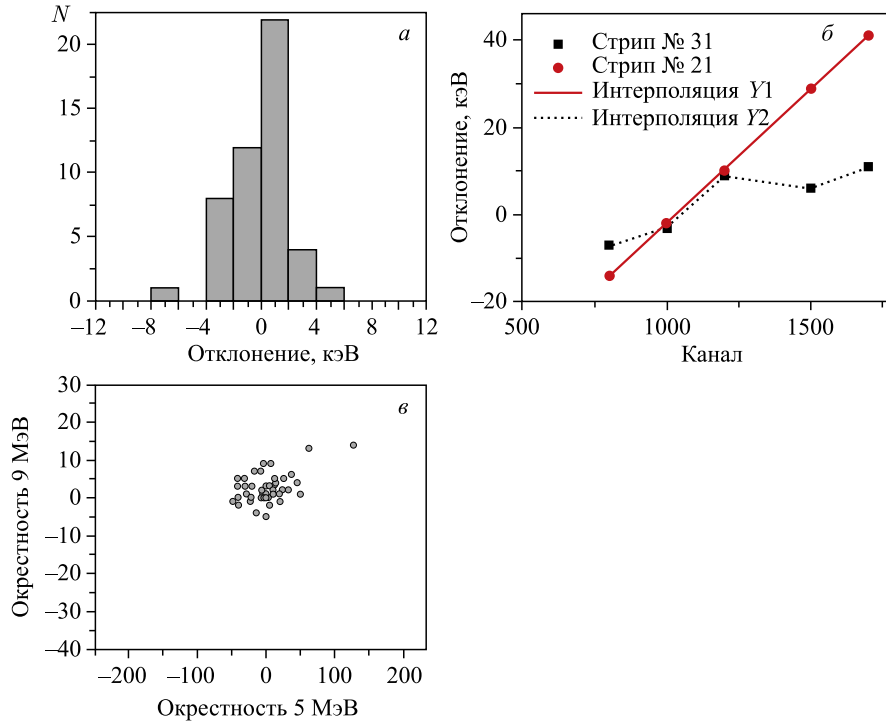


Рис. 30. Типичные отклонения: а) отклонение от прецизионной калибровки; б) отклонение от прецизионной калибровки в широком диапазоне на примере стрипов № 21, 31; в) погрешность калибровки для окрестностей 5 и 9 МэВ для всех стрипов (кроме № 44, 48)

Кроме того, при нахождении энергии α -распада для масс, отличающихся от района $\sim 200\text{--}220$ (например, $\sim 280\text{--}300$), следует считаться и с возможностью систематической ошибки, которая может достигать порядка ~ 20 кэВ из-за того, что фактически энерговыделение в кремниевом детекторе имплантированного нуклида соответствует не энергии α -частицы, а частичной сумме таковой с остатком энерговыделения ядра отдачи, хотя бы и с большим значением дефекта амплитуды импульса последнего. Сам же поправочный множитель определяется соотношением типа

$$\mu = \frac{e_{\text{SHE}}^{\alpha}}{e_0^{\alpha}} \approx \frac{1 + \eta \frac{m}{M_0}}{1 + \eta \frac{m}{M_{\text{SHE}}}}$$

В данной формуле m — масса α -частицы; $M_{SHE,0}$ — массы СТЯ и калибратора (среднее значение по диапазону) соответственно; η — фактор, зависящий от потерь ядра отдачи при α -распаде имплантированного ядра на рекомбинацию электронно-дырочных пар и ядерное рассеяние в решетке кремния [53].

При работе программы Writer.exe [8] в режиме поиска потенциального кандидата на интересующую экспериментаторов корреляцию с задержкой около 5 мин образуется добавление к текстовому файлу ER_alfa.txt, содержащему основные параметры останова пучка циклотрона У-400 ЛЯР. Ниже приведен фрагмент файла с выделенным событием.

```
32 26 32 29 8406,7 1234 10557,7 10643,2 3296,465462 0,305143 124 0 333163
8 22 23 6 6882,5 1213 10408,4 10433,9 659,463835 1,019952 124 0 1988255
31 13 46 39 6038,0 1131 10188,9 10181,7 273,261318 0,000092 125 0 355968
→ 26 14 30 37 10195,3 1230 10391,3 10452,2 1974,362087 0,252507 126 0 188488
16 20 16 9 8229,6 1310 11219,0 11302,4 2249,231891 0,433879 129 1 1161934
28 53 37 88 8201,2 1180 10158,0 9678,3 2791,649032 0,002914 129 0 1585918
29 13 40 40 6273,6 1311 11196,1 11210,7 3475,295652 0,048494 129 0 1616396
```

Событие произошло в файле № 126, порядковый номер 188488, энергия ядра отдачи 10,2 МэВ, корреляционное время 0,25 с.

Что касается программы MONITOR-2015, то она образует текстовый файл outb.txt (фрагмент).

```
→ 1 0 30 0 37 1230 10391,3 10452,2 1974,362087 24532 0 0 0 13322 188488
1 1 30 0 37 1121 9462,4 9504,8 1976,690526 59214 0 0 0 7803 188499
1 1 30 0 37 1006 8482,5 8496,5 2072,108045 56319 0 0 0 9525 188930
```

Из этой записи видно, что за событием № 188488 следует распад в фокальном детекторе в том же стрипе «вне пучка» (число 1, вторая колонка), что, очевидно, является кандидатом на многозвенное событие и облегчает фазу тщательной обработки.

Наряду с рассмотренным выше программа предполагает следующее:

- а) вывод количества ядер отдачи и α -частиц, энергии которых соответствуют потенциальной корреляции EVR- α ;
- б) замена энергии 9,26 МэВ на 7,45 (^{211}Po) МэВ как источника для первого приближения процесса калибровки;
- в) показ номеров стрипов (передних и задних), подозреваемых в неправильной работе спектрометрических трактов;
- г) тест часов синхронизации составных событий в том случае, когда энергия α -распада делится между основными и боковыми детекторами;
- д) вывод содержания количества событий, которые могут быть засчитаны как осколки деления по стрипам.

Созданное С++-приложение MONITOR-2015 является значимым дополнением к системам детектирования и контроля параметров ГНС. Дополнительно оно обеспечивает не только визуальный контроль гистограмм, но и позволяет совместно с кодом Writer.exe оптимизировать работу спектрометра ГНС в реальном масштабе времени. Автор намерен в ближайшем

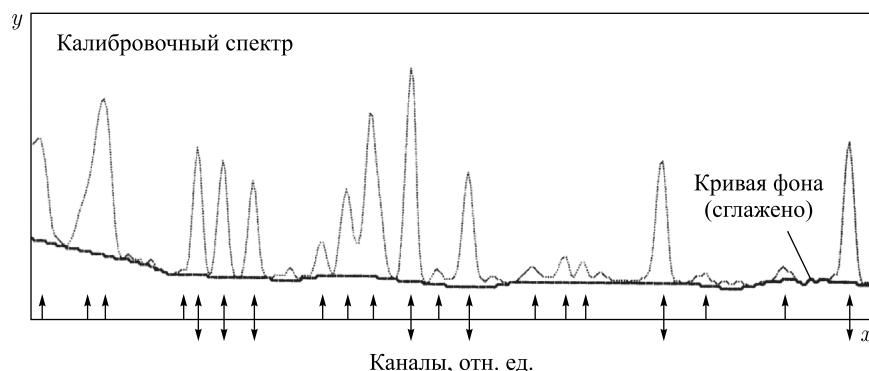


Рис. 31. Пример автоматического поиска пиков программой VSHEC [54]

будущем совершенствовать инструменты и методы автоматизации длительных экспериментов ГНС на пучке тяжелых ионов циклотрона У-400 ЛЯР им. Г. Н. Флерова. Дополнительный вывод заключается в том, что в случае применения экспресс-калибровки трактов и использования полученных коэффициентов при поиске корреляций типа $EVR-\alpha$ в реальном масштабе времени расширения диапазона энергий ядер отдачи на величину ± 200 кэВ при основном диапазоне 5–16 МэВ более чем достаточно.

Элементы общего подхода к калибровке. В работе [54] была подробно описана программа VSHEC, проводящая автоматическую калибровку спектров, и дано детальное описание процедур, поэтому в данной работе автор ограничивается указанием на одну из основных идей, а именно на то, что само понятие «пик» авторы рассматривают через величину квазикривизны, которая количественно выражается как

$$Q_c = \frac{-y''}{\sqrt{1 + y'^2}}.$$

Данный параметр применяется для усиления «контрастности» пиков при их автоматическом поиске. В приведенной формуле $y(x)$ и есть собственно спектр.

Пример результата применения данного подхода представлен на рис. 31.

Моделирование физических свойств полупроводниковых детекторов как основы для регистрации тяжелых ядер и продуктов их распада. Поскольку все экспериментаторы, имеющие отношение к применению кремниевых детекторов, так или иначе интересуются внутренними процессами при детектировании тех или иных частиц (как и автор настоящего обзора), количество публикаций, посвященных таким явлениям, как рекомбинация неравновесных носителей, деструкция треков тяжелых заряженных частиц,

мультипликация заряда и др., довольно значительно. Поэтому в данном разделе дана краткая формулировка того, с чем реально приходится сталкиваться при раскрытии термина «моделирование». В понимании автора это (условно) может быть сведено к следующему:

- изучение явления рекомбинации электронно-дырочных пар в приповерхностных слоях полупроводников; учет роли канала поверхностной рекомбинации, измерений на пучках тяжелых ионов для оценки эффективного значения скорости поверхностной рекомбинации; рекомбинационной компоненты полного дефекта амплитуды импульса;

- изучение явления ядерного рассеяния тяжелых ионов (ядер) в решетке кремния, применение формулы Вилкинса [55] для оценки составляющей столкновительных потерь; учет эффекта каналирования;

- построение модели (например, [56], и др.) для расчета плазменных времен;

- физическое моделирование явления мультипликации заряда, наблюдение эффекта на пучках тяжелых ионов; определение критических параметров процесса;

- моделирование пролета тяжелых ядер через рабочие среды электромагнитных сепараторов; регистрация детекторами фокальной плоскости спектров ядер отдачи (например, [57]);

- численное моделирование регистрируемых спектров спонтанного деления имплантированных ядер, роль угловой зависимости рекомбинационной компоненты дефекта амплитуды;

- получение эмпирических соотношений для измеряемого значения энергии рекойла детектором фокальной плоскости, сравнение с модельными расчетами;

- учет флуктуационных особенностей процесса сбора неравновесного заряда [58].

В качестве примера на рис. 32 приведен расчетный (ПК-симуляция) спектр для элемента $Z = 118$ [59].

В качестве второго примера ниже приведена система уравнений Рим Юн Сена [60] для моделирования спектра спонтанного деления имплантированных ядер для случая низкоомного (порядка 100–300 Ом·см) поверхностно-барьерного детектора. Отметим, что для случая PIPS-детектора, изготовленного из кремния n -типа с удельным сопротивлением ≈ 10 кОм·см и более, можно применять эффективное среднее для оценки рекомбинационной составляющей полного дефекта амплитуды импульса либо (для уточнения) вводить угловую коррекцию [61]. Причина этого заключается в том, что при не очень высоких напряжениях смещения и высоком удельном сопротивлении материала детектора характерный плазменный размер $r_{pl} = 2\sqrt{D_a t_{pl}}$ сравним с размером собственно трека (D_a — коэффициент амбиполярной диффузии,

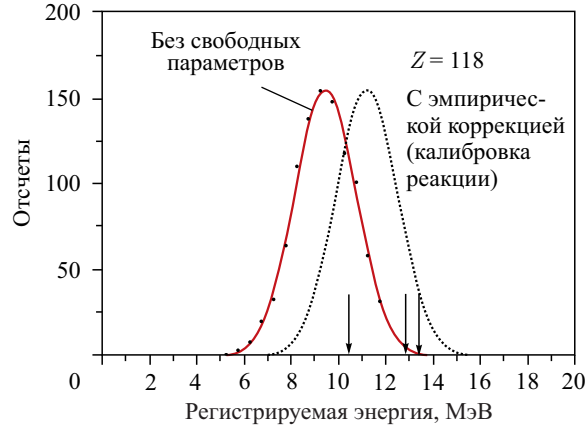


Рис. 32. Расчетные спектры рекойла $Z = 118$. Стрелки указывают на амплитуды зарегистрированных событий

t_{pl} — плазменное время):

$$\begin{aligned}\Delta_{\text{st}}^{ij} &= \Delta_{\text{st}}(\varepsilon_1^{ij}) + \Delta_{\text{st}}(\varepsilon_2^{ij}) - \Delta_{\text{st}}(\varepsilon_2^{ij} - \varepsilon_2^{nj}), \\ (\Delta_r^0)_{ij} &= k_1 \Delta_r^0(\varepsilon_1^{ij} + \varepsilon_2^{ij} - \Delta_{\text{st}}^{ij}), \\ (\Delta_r)_{ij} &= [(\Delta_r^0)_{ij} + \Delta_j^0] k_{2j}, \quad A_{ij} = \varepsilon_1^{ij} + \varepsilon_2^{nj} - \Delta_{\text{st}}^{ij} - \Delta_r^{ij}, \\ k_1 &= \frac{n_{x=0}^L}{\langle n^L \rangle}, \quad k_{2j} = 1 - \frac{\Delta t_j}{t_j^{\text{pl}}}, \quad \Delta_r^0(\xi, r) = \frac{s t_{\text{pl}}}{r} \xi.\end{aligned}$$

В приведенной системе уравнений t_{pl} — плазменное время; Δt_j — время (оценочное) амбиполярной диффузии трека, удаленного от поверхности; $\Delta t_j = l^2/2D_a$, Δ_{st} — столкновительная компонента дефекта амплитуды импульса; 1, 2 — индексы первого и второго осколков; i — индекс массового числа; j — индекс угла вылета по отношению к нормали поверхности; Δ_r^0 — рекомбинационная компонента ДАИ для нормального падения; Δ_r^{ij} — актуальная рекомбинационная компонента; k_1, k_2 — поправочные коэффициенты, учитывающие текущее значение удельных потерь и удаление трека от поверхности соответственно; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; s, ξ, r — значения скорости поверхностной рекомбинации, текущие значения энергии и пробега; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — энергии осколков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены основные подходы к автоматизации долговременных экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер на установке дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи. Именно совместное применение как спектро-

метрических систем, метода «активных корреляций», так и систем контроля сепаратора привело к успеху экспериментов в части, касающейся надежного детектирования ультраредких распадов сверхтяжелых ядер при радикальном подавлении фона. Применение (с учетом исследованных особенностей) систем на основе детекторов DSSSD существенно расширяет возможности спектрометров.

В случае применения в ближайшем будущем сверхинтенсивных ускорителей тяжелых ионов ЛЯР им. Г. Н. Флерова ($\approx 5-10$ рмкА) использование усовершенствованного метода «активных корреляций» для надежного выделения α -распадов сверхтяжелых ядер становится практически безальтернативным. Этот же вывод касается ситуации, когда возникает необходимость уменьшить фон при спектроскопических опытах наблюдения совпадений α - X и α - γ для многозвенных событий.

Автор благодарен коллегам А. М. Сухову и А. А. Воинову за помощь в работе и ценные замечания. Работа частично поддержана РФФИ, грант № 16-52-55002.

Приложение 1 ЭФФЕКТ «ЗЕНОНА» — ПОПЫТКА НАБЛЮДЕНИЯ

Тонкий эффект, заключающийся в гипотетическом отклонении кривой распада радиоактивных ядер от экспоненциальной зависимости в области больших времен ($t > 25T_{1/2}$), предсказан сравнительно давно [62]. Один из беспучковых методов для попытки обнаружить данный эффект был предложен К. Суботичем («Винча», Белград, Сербия) [63–66]. Идея заключалась в транспорте ториевой эманации и регистрации времен ее жизни, как это изображено на рис. 33. При этом отдельные атомы Rn попадали на поверхность детекторов (n -Si(Au), $\sim 1,2$ кОм·см, диаметр 18 мм), расположенных в геометрии, близкой к 4π ($\sim 80\%$). Регистрировался распад $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$. Попытка наблюдения эффекта дала отрицательный результат. Типичный спектр α -распадов показан на рис. 34.

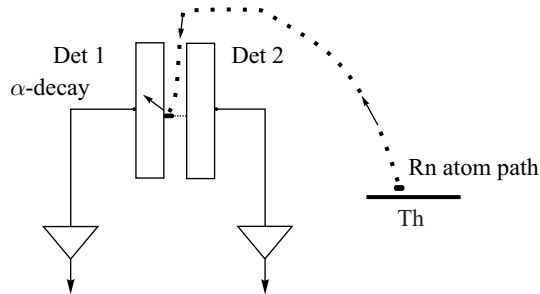


Рис. 33. Схема эксперимента. Показаны два детектора, два зарядочувствительных предусилителя, пластина тория и путь атомов радона [64]

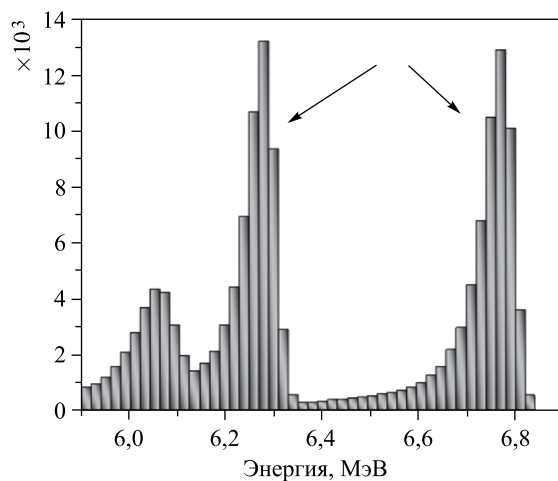


Рис. 34. Типичный спектр α -распадов. Корреляционные пики ($Rn \rightarrow Po$) показаны стрелками

Для набора данных применялись два тракта спектрометра, описанного выше. Точность измерения текущего времени составляла 0,1 мс.

На рис. 35 показана итоговая кривая распада для одного из экспериментов.

Отметим, что полученное значение периода полураспада, $(143,5 \pm 0,6)$ мс, является наиболее точным.

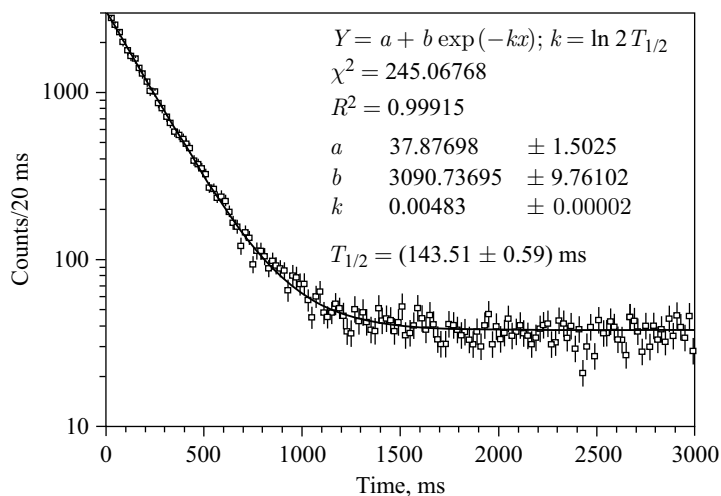


Рис. 35. Измеренная кривая распада изотопа ^{216}Po

Приложение 2

О НЕКОТОРЫХ ТЕНДЕНЦИЯХ РАЗВИТИЯ СКП ГНС

Автор сразу должен отметить, что, говоря о «тенденциях», он имеет в виду ближайшее (1–2 года) будущее в развитии системы, причем в рамках существующего и постоянно модернизируемого интегрированного спектрометрического комплекса ГНС, включая сверхбыстродействующий цифровой спектрометр ORNL. Новые установки ЛЯР ОИЯИ, их системы мониторинга и контроля, вводимые в строй после принятия в эксплуатацию фабрики сверхтяжелых элементов, находятся в настоящее время вне фокуса интересов автора.

Отметим, что СКП является наиболее консервативным элементом интегрированной системы ГНС. Существенные изменения в системе происходят раз в пять–семь лет, в то время как в детектирующих системах, по мнению автора, существенные улучшения следуют каждые полтора–два года. Это же касается и отдельных электронных модулей систем набора спектрометрических данных.

Но именно в 2015–2016 гг. таковые изменения определенно будут иметь место [67, 68]. При этом авторы [5] намерены сохранить ряд базовых принципов, определивших, по их мнению, очевидный успех применения предыдущих версий системы, наряду с усовершенствованием основных модулей и их обязательной унификацией, а именно:

- сохраняются только два разработчика электронных модулей: а) фирма «Техинвест» (по мнению автора, лучшая фирма в РФ (и не только) в данной области), б) собственно разработки инженеров-электроников группы ГНС;

- долговременная надежность модулей, в том числе и в длительных внепучковых тестах;

- максимальная автономность аналоговых дискриминирующих (по основным параметрам эксперимента) модулей при определении ситуации «авария (alarm)». ПК-программа C++ Builder при этом играет хотя и активно-пассивную, но ведомую роль;

- интенсивные тесты системы/модулей должны быть долговременными, при этом аппаратура, обеспечивающая эти тесты, должна разрабатываться фактически параллельно;

- должен быть сохранен принцип интеграции (нужно избегать различных стандартов, языков программирования и т. п.) общей системы детектирования–мониторинга–защиты как в области электронных разработок, так и, особенно, программного обеспечения (C++ Builder, Windows);

- лист протоколируемых программой параметров должен быть исчерпывающим, в том числе с возможным отслеживанием (с характерными временами) динамических процессов/изменений;

- блок «исполнений» будет включать в себя сигналы (по входу) всех подсистем, как технологических, так и спектрометрических. Это же каса-

ется применения метода «активных корреляций». И, естественно, с дубликацией от кнопок (приложение Windows в комнате дистанционного контроля), управляемых дежурным экспериментатором;

— мониторы основного интерфейса (в параллель) должны быть доступны одновременно как минимум в трех критических точках: комната дистанционного контроля, окрестность собственно сепаратора и комната со стойками аппаратуры системы детектирования.

Кроме того, для новой системы планируется изучить, в том числе и модельно, чрезвычайно важный вопрос о возможности полностью автономного (месяцы – один-два года) проведения эксперимента с минимальным вмешательством (вплоть до отсутствия на длительное время) дежурных физиков-экспериментаторов. Слабыми звеньями при переходе к данной постановке эксперимента, по-видимому, являются три составляющие: проток водорода (сепаратор) и пентана (TOF-модуль), а также наличие вращающейся высокоактивной актинидной мишени. Разумеется, преодоление последней преграды предполагает не только технические решения, но также, а может, и в первую очередь, административные. С другой стороны, темпы развития IT-технологий облегчают, по мнению автора, не только решение технических проблем.

Приложение 3

СВЕРХВЫСОКИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

EVR1 (EVR2) → α -корреляция. Рассмотренный выше (см. также [52]) случай претендует на всеобщность, в то время как даже при токах порядка 5 $\mu\text{мкА}$, пожалуй, только случай $n = 2$ можно считать актуальным.

Рассмотрим ситуацию, изображенную на рис. 36. Считаем, что все три рекойла по координате близки к координате α -частицы.

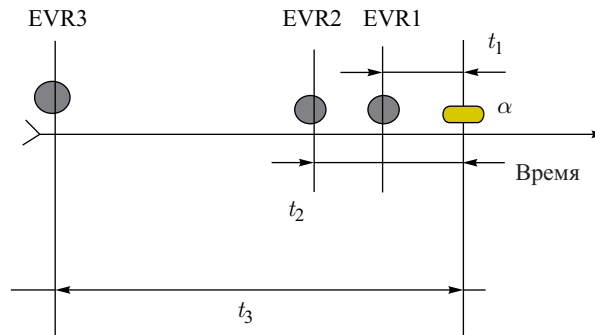


Рис. 36. Возможная конфигурация ядер отдачи относительно α -распада при сверхвысоких интенсивностях пучка на ускорителе — фабрике сверхтяжелых элементов

При этом $t_3 \gg t_{1,2}$, $t_1 \sim t_2$, причем обе величины близки к тому параметру, который подразумевает останов пучка.

Пусть статистические веса времен соответствуют величине для постоянного интервала, а именно:

$$w(t) \approx 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Здесь τ — предполагаемое смещенное значение времени жизни.

Соответственно выражение для «измеренного» смещенного времени жизни запишется как

$$\tau = \frac{t_1(1 - e^{-t_1/\tau}) + t_2(1 - e^{-t_2/\tau})}{2 - e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}}.$$

При конкретных значениях времен t_1 , t_2 и заданной функции останова $F(\tau_0(E_\alpha), \tau) = 0$ программа и будет определять необходимость останова, где τ_0 — заданная экспериментатором величина корреляционного времени (либо функциональная зависимость), τ — время, определяемое из приведенного выше уравнения, параметр E_α — измеренная энергия α -частицы. Напомним, что $\tau \sim \tau_0$.

Или, обозначив $t_1/\tau = x$ и $t_2/\tau = y$, можно записать вышеприведенное уравнение как

$$\frac{x(1 - e^{-x}) + y(1 - e^{-y})}{2 - e^{-x} - e^{-y}} = 1.$$

Далее в силу предположения $t_1 \sim t_2$, вводя свободный малый параметр $\Delta \ll 1$, такой, что $y = x + \Delta$, получим уравнение, решаемое относительно X при фиксированных параметрах Δ :

$$\frac{x(1 - e^{-x}) + (x + \Delta)(1 - e^{-(x+\Delta)})}{2 - e^{-x} - e^{-(x+\Delta)}} = 1.$$

Некоторое упрощение достигается при разложении по параметру Δ . Разумеется, при применении метода «активных корреляций» уравнение должно быть частью кода набора данных C++ Builder (например, Writer.exe, Windows [7, 8, 11, 13]) и решаться в режиме реального времени с теми или иными дополнительными упрощениями, критериями останова пучка и дополнительного мертвого времени системы, связанного с данной процедурой.

В качестве примера на рис. 37 приведено решение данного уравнения методом простых итераций. Отметим, что измеренное время для 15 итераций составило 8 мкс, в то время как трех-четырёх итераций, по-видимому, вполне достаточно для наших целей. Решение выполнено для начального приближения $X_0 = 1,5$ и параметра $\Delta = 0,7$.

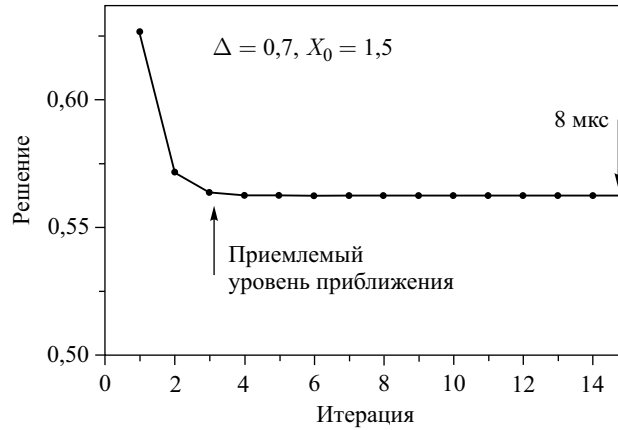


Рис. 37. Решение методом простых итераций. $X_0 = 1,5$

Измерение времени полного цикла (15 итераций, параметр NITER) проведено при помощи процедуры, представленной ниже (кодировка C++).

```
wintim();
for (j=0; j < NITER; j++)
{
    fun1 (xx); xx = xx + fn;
    arr[j]=xx;
}
wintim(); t_fin =dlt;
//_____
void _fastcall wintim()
{
    QueryPerformanceCounter(&EndingTime);
    ElapsedMicroseconds.QuadPart=EndingTime.QuadPart-StartingTime.QuadPart;
    ElapsedMicroseconds.QuadPart *=1000000;
    ElapsedMicroseconds.QuadPart /=Frequency.QuadPart;
    elti =ElapsedMicroseconds.QuadPart;
    vrema=elti;
    dlt=elti-memot;
    memot=elti;
}
```

На рис. 38 представлена зависимость времени выполнения алгоритма поиска корреляции (актуальное количество циклов — 1). Варианты YES/NO соответствуют прохождению цикла поиска до конца и фильтрацию на ранней стадии соответственно.

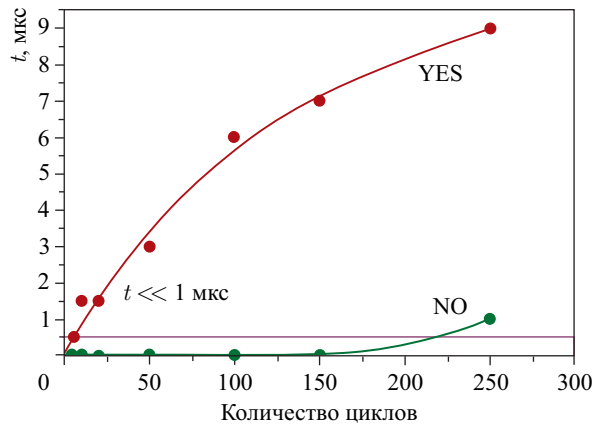


Рис. 38. Время, затрачиваемое на алгоритм поиска корреляции, в зависимости от количества циклов (актуально — один цикл)

О возможной имплементации (базовый модуль нового спектрометра ГНС в 2016–2017 гг.). В настоящее время фирмой «Техинвест» разработан уникальный модуль с очень высокой степенью интеграции (усилитель–мультиплексор–АЦП в одном блоке на 16 входов, две шкалы). Ниже приводятся основные функции и первые тесты данного модуля (КАМАК 1М). Отметим, что блок имеет внутреннюю память на восемь событий, включая параметр текущего времени. Именно это делает возможным регистрацию первых восьми событий с мертвым временем около 2,5–3 мкс.

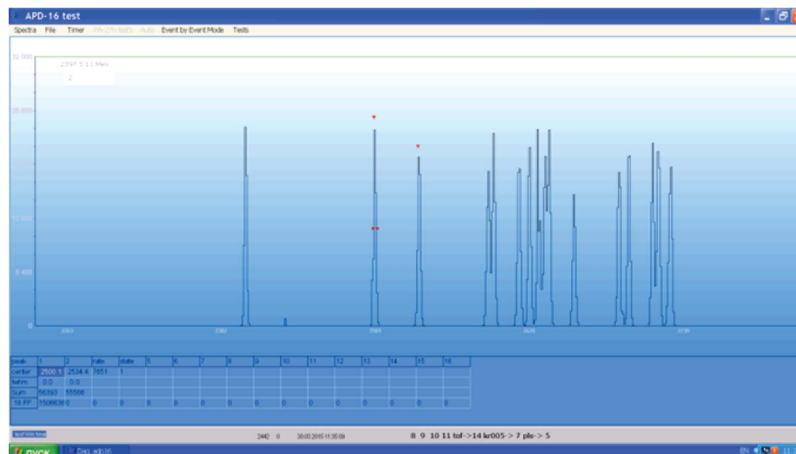


Рис. 39. Тестовые спектры (генератор 16 выходов) для модуля ADP-16

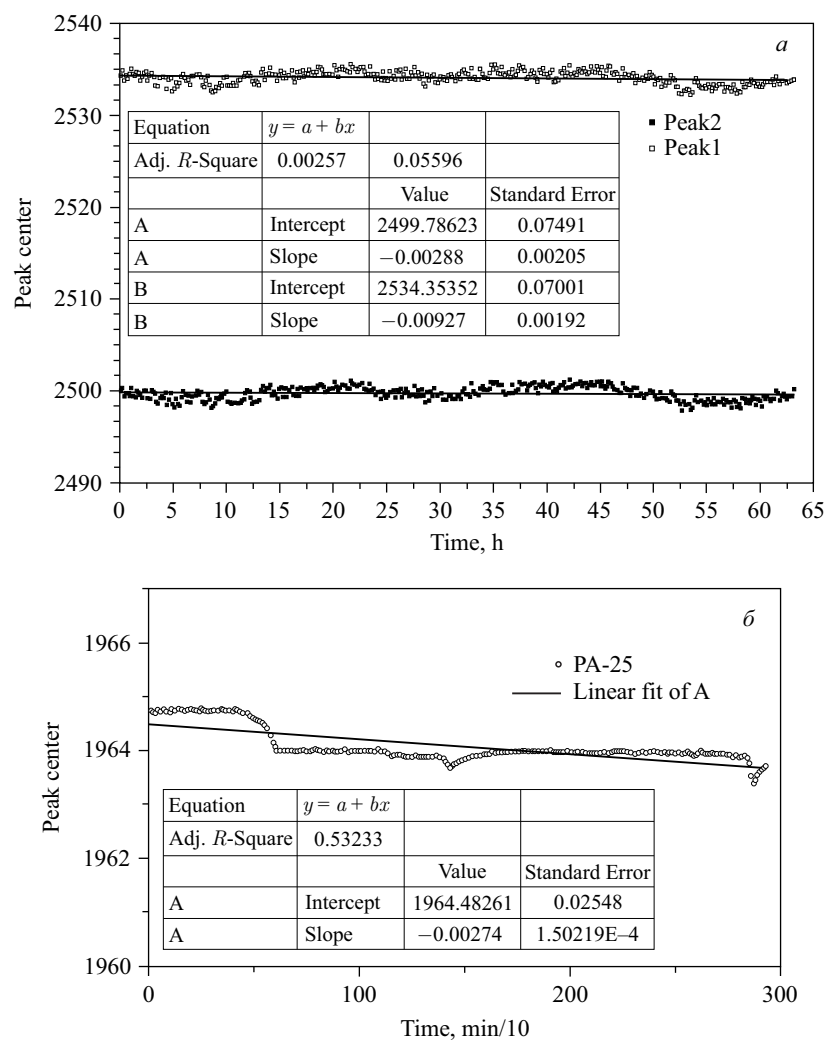


Рис. 40. а) Тест стабильности модуля ADP-16. б) Сравнительный тест для АЦП ПА-25 «Техинвест»

— $N \cdot A(0)[F(0)+F(2)]$ — чтение сигналов первой (α -распад) шкалы (~ до 25 МэВ, 13 бит);

— $N \cdot A(1)[F(0)+F(2)]$ — чтение сигналов грубой шкалы (до 250 МэВ, 12 бит);

— $N \cdot A(2)[F(0)+F(2)]$ — чтение времени синхронизации (мкс);

- N*A(0)*F(8) — тест LAM;
- N*A(0)*F(10) — сброс;
- N*A(0)*F(16) — W(8...1) установка порога (каналы);
- N*A(0)*F(24) — маскировка L;
- N*A(0)*F(26) — демаскировка L.

Для тестирования блока автором разработана C++-программа ADP-16 (по имени блока). На рис. 39–40 представлены результаты тестов перспективного блока спектрометра ГНС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Subotic K. et al.* Evaporation Residue Collection Efficiencies and Position Spectra of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 71–80.
2. *Tsyganov Yu. S.* The Dubna Gas-Filled Recoil Separator: Status and Developments // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1999. V. 25. P. 937–940.
3. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Sukhov A. M.* An Improved Real-Time PC-Based Algorithm for Extraction of Recoil-Alpha Sequences in Heavy-Ion Induced Nuclear Reactions // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413–416.
4. *Tsyganov Yu. S. et al.* Detection System for Heavy Element Research: Present Status // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
5. *Sukhov A. M., Polyakov A. N., Tsyganov Yu. S.* Parameter Monitoring and Control System of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7, No. 5. P. 370–377.
6. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* Real-Time Operating Mode with DSSSD Detector to Search for Short Correlation ER-ALPHA Chains // Cyber. Phys. 2014. V. 3, No. 2. P. 85–90.
7. *Tsyganov Yu. S.* Method of «Active Correlations» for DSSSSD Detector Application // Part. Nucl., Lett. 2015. V. 12, No. 1(192). P. 128–135.
8. *Цыганов Ю. С.* Автоматизация экспериментов на дубненском газонаполненном сепараторе ядер отдачи // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12, № 2. С. 524–531.
9. *Цыганов Ю. С.* Элементы автоматизации экспериментов на установке дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12, № 1(192). С. 116–127.
10. *Цыганов Ю. С.* О детектировании редких событий типа ER- α -SF. Сообщ. ОИЯИ P13-2009-79. Дубна, 2009.
11. *Цыганов Ю. С.* Синтез новых сверхтяжелых элементов на установке дубненский газонаполненный сепаратор: сумма технологий // ЭЧАЯ. 2014. Т. 45, вып. 5–6. С. 1485–1531.
12. *Цыганов Ю. С.* Регистрация сильноионизирующих частиц: нелинейные явления в приповерхностных слоях кремниевых детекторов // ЭЧАЯ. 2013. Т. 44, вып. 1. С. 185–225.
13. *Цыганов Ю. С.* Газонаполненный сепаратор ядер отдачи: программные продукты, алгоритмы // ЭЧАЯ. 2011. Т. 42, вып. 5. С. 1535–1590.

14. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Sukhov A. M.* Integrated PC-Based System for Detecting and Parameter Monitoring at the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Proc. of the 4th Intern. Conf. NPAE-2012, Kyev, Sept. 3–7, 2012. Part II. P. 412–414.
15. *Tsyganov Yu. S. et al.* Focal Plane Detector of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
16. *Tsyganov Yu. S.* An Extended Real-Time Algorithm for Radical Suppression of Background Products in Heavy-Ion-Induced Nuclear Reactions // Phys. Part. Nucl. Lett. 2007. V. 4, No. 4. P. 363–366.
17. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* Computing at the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 558. P. 329–332.
18. *Polyakov A. N., Sukhov A. N., Tsyganov Yu. S.* On-Line Monitoring System of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Proc. of NEC'2007 Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 10–17, 2007. P. 390–392.
19. *Tsyganov Yu. S. et al.* New Detection System for Heavy-Element Research // Proc. of NEC'2013 Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 9–16, 2013. P. 250–256.
20. *Tsyganov Yu. S. et al.* Real-Time Mode Detection of Heavy-Ion Induced Nuclear Reaction Products // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
21. *Tsyganov Yu. S.* A Multi-Interval Theory for Active Correlations Technique // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6, No. 1. P. 56–62.
22. *Tsyganov Yu. S.* Detection of Ultra Rare α -Decays of Superheavy Nuclei // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 573. P. 161–164.
23. *Tsyganov Yu. S.* A Reasonable Extension of Alpha–Alpha Correlation Technique // Appl. Rad. Isotopes. 1997. V. 48, No. 4. P. 541–544.
24. *Цыганов Ю. С.* Программа визуального контроля спектрометрической информации. Сообщ. ОИЯИ Р10-98-20. Дубна, 1998.
25. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Sukhov A. M.* Visual Application for Beam Associated System of Gas-Filled Separator. JINR Commun. E10-99-36. Dubna, 1999.
26. *Жучко В. Е., Цыганов Ю. С.* Измерительный программный модуль для спектрометрии продуктов ядерных реакций. Сообщ. ОИЯИ Р7-89-451. Дубна, 1989.
27. *Kuznetsov A., Kuznetsov E.* Electronic Devices for Constructing a Multichannel Data Acquisition System // Proc. of NEC'2009 Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 7–14, 2009. P. 173–179.
28. *Субботин В. Г., Воинов А. А., Илиев С. Н.* Генератор спектрометрических импульсов стабильной амплитуды // ПТЭ. 2005. № 5. С. 153–154.
29. *Кузнецов А. Н. и др.* Спектрометр редких событий альфа-распада // ПТЭ. 1987. № 1. С. 36–39.
30. *Цыганов Ю. С.* О некоторых особенностях детектирования имплантированных тяжелых ядер. Сообщ. ОИЯИ Р7-91-565. Дубна, 1991.
31. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Average Charge States of Heavy Atoms in Dilute Hydrogen // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 064309.
32. *Oganessian Yu. Ts. et al.* An Attempt to Synthesize Element 110 in the Reaction $^{40}\text{Ar} + ^{236}\text{U}$ // 6th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability & 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, 1992. Intern. Phys. Conf. Ser. 1992. No. 132: Sec. 4.

33. Антюхов В. А., Чурин И. Н., Журавлев Н. И. Цифровые модули КАМАК. Сообщ. ОИЯИ Р10-87-928. Дубна, 1987.
34. Semenov Yu. B., Zhuchko V. E., Kamanin D. V. Interface for the KK009/KK012 САМАС Controllers in the PCI Standard // JINR Sci. Report «Heavy Ion Physics» 2001–2002 / Ed. by A. G. Popeko. Dubna, 2003. P. 233.
35. Subbotin V. G. et al. The Detection System of the Dubna Gas-Filled Recoil Separator // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34, No. 4. P. 2159–2162.
36. Mezentsev A. N. et al. Low Pressure TOF Module // JINR Sci. Report «Heavy Ion Physics» 1992–1993. Dubna, 1993. P. 203.
37. Zhuravlev N. I. САМАС Modules. JINR Commun. 10-8754. Dubna, 1975.
38. Чурин И. Н. Крейт-контроллер КК-009. Сообщ. ОИЯИ Р10-90-589. Дубна, 1990.
39. Сухов А. М. и др. Крейт-контроллер КК-202. Сообщ. ОИЯИ Р13-96-371. Дубна, 1996.
40. Журавлев Н. И. Модули КАМАК. Сообщ. ОИЯИ Р10-95-284. Дубна, 1995.
41. Oganessian Yu. Ts. et al. Production and Decay of the Heaviest Odd- Z Nuclei in the $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 580. P. 012038.
42. Oganessian Yu. Ts. et al. Production and Decay of Heaviest Nuclei $^{293,294}117$ and $^{294}118$ // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 162501.
43. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K. Super-Heavy Element Research // Rep. Progress Phys. 2015 (in press).
44. Касьянов А. А. и др. Микропроцессорная подсистема экстремального управления током пучка циклотрона У-400 посредством вариации режима ионного источника // ПТЭ. 1989. № 6. С. 82–86.
45. Zager V. B., Krylov A. I. Visualization, Monitoring and Processing of Large Data Sets from Accelerator Control System // Proc. of NEC'2013, XXIV Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 9–16, 2013. P. 283.
46. Aleynikov V., Krylov A., Zager V. Web Monitoring of Physical Facilities at the FLNR // Proc. of NEC'2009, XXII Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 7–14, 2009. P. 29.
47. Диоды. Руководство к применению. М.: Радио и связь, 1990. С. 206.
48. <http://www.blms.ru/mks>
49. <http://www.pfeifer-vacuum.net>
50. Tsyganov Yu. S. Pseudo-Real-Time PC-Based Code for Extraction of Short Recoil-Alpha Energy-Time-Position Correlated Sequences // Proc. of XVII Nucl. Electronics Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 15–21, 1997. P. 206–210.
51. Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N. A PC-Based Code Operating with an E-TOF Detecting Module in Obtaining Short α - α Correlated Sequences for Heavy Ion Reaction Products // Appl. Rad. Isotopes. 1996. V. 47, No. 4. P. 451–454.
52. Zloказов V. B., Tsyganov Yu. S. Half-Life Estimation under Indefinite «Mother–Daughter» Relation // Phys. Part. Nucl. 2010. V. 7, No. 6. P. 658–666.
53. Tsyganov Yu. S. Physical Basis of Critical Analysis // Phys. Part. Nucl. Lett. 2014. V. 11, No. 6. P. 1–6.
54. Zloказов N. B., Utyonkov V. K., Tsyganov Yu. S. VSHEC — A Program for an Automatic Spectrum Calibration // CPC. 2013. V. 184. P. 428–431.

55. *Wilkins B. D.* Formula for Pulse Height Defect Calculation // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92. P. 381.
56. *Seibt W., Tove P., Sundstroem K.* Model of Track Destruction for Highly Ionizing Particles // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113. P. 317.
57. *Tsyganov Yu. S.* Parameter of Equilibrium Charge States Distribution Width for Calculation of Heavy Recoil Spectra // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 356–359.
58. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S.* A Note on Collected-Charge Fluctuations in Silicon Surface-Barrier Detectors at Heavy Ion Registration // Appl. Rad. Isotopes. 1997. V. 48, No. 5. P. 691–693.
59. *Tsyganov Yu. S.* Complex Signal Amplitude Analysis for Complete Fusion Reaction Products // Part. Nucl., Lett. 2011. V. 8, No. 1(164). P. 63–67.
60. *Рим Юн Сен, Цыганов Ю. С.* О регистрации спонтанного деления ядер, имплантированных в кремниевый поверхностно-барьерный детектор. Сообщ. ОИЯИ Р7-90-112. Дубна, 1990.
61. *Tsyganov Yu. S.* An Approximate Formula for Angular Dependence of the Residual Defect in a Silicon Surface-Barrier Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 363. P. 611–613.
62. *Khalfin E. K.* On the Small Deviation from Exponential Law // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1958. V. 33. P. 1371.
63. *Nadderd L. et al.* 4π Detector for Study of Zeno Effect Using $^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{216}\text{Po}$ α - α Correlated Chains // Proc. of NEC'2007, XXI Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 10–17, 2007. P. 362–366.
64. *Nadderd L. et al.* New Proposals for Zeno Effect Study // Proc. of NEC'2009, XXII Intern. Symp., Varna, Bulgaria, Sept. 7–14, 2009. P. 220–222.
65. *Novkovic D. et al.* Testing the Exponential Decay Law of Gold ^{198}Au // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 566. P. 477–480.
66. *Rutherford E.* On the Alpha Decay // Sitzung Acad. Wiss. Wien, Math.-Natur. Kl. 1911. 2A, 120. P. 303.
67. *Сухов А. М., Поляков А. Н.* Развитие новой системы контроля ГНС. Частное сообщ. 2015.
68. *Цыганов Ю. С., Сухов А. М., Поляков А. Н.* Контроль параметров долговременных экспериментов на пучках тяжелых ионов // Тр. Междунар. конф. «Устойчивость и процессы управления» (SCP'2005), посвященной 75-летию со дня рождения В. И. Зубова, Санкт-Петербург, 30 июня – 1 июля 2005 г.