

## РАЗВИТИЕ МЕТОДА АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ: ТЕОРЕТИКО-МЕТОДИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

Ю. С. Цыганов<sup>1,\*</sup>, А. Н. Поляков<sup>1</sup>, В. И. Казача<sup>1</sup>,  
Л. Шлаттауэр<sup>1,2</sup>, Ж. Джан<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Университет Палацкого, Оломоуц, Чехия

<sup>3</sup> Институт современной физики, Ланьчжоу, Китай

ВВЕДЕНИЕ	1625
КРАЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ И ПРОСТАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ЗАРЯДА	1625
Эквивалентная схема для межстрипового промежутка со стороны $p-n$ -перехода DSSSD-детектора	1625
Типичные временные зависимости	1629
Примеры сигналов, поделенных между двумя соседними стрипами	1630
УСЛОЖНЕННЫЙ АЛГОРИТМ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ТИПА ER- $\alpha$ - $\alpha$	1632
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ «УМНОЙ» (SMART) СИСТЕМЫ НАБОРА ДАННЫХ. ОСНОВНЫЕ ОБЪЕКТЫ И ПРИНЦИПЫ	1635
ОБ ИЗМЕРЯЕМОЙ ЭНЕРГИИ ИМПЛАНТИРОВАННОГО ЯДРА ОТДАЧИ	1638
Компьютерное моделирование спектра регистрируемой энергии	1638
Калибровочное соотношение для модуля детектирования газонаполненного сепаратора на основе массива зарегистрированных ранее амплитуд сигналов имплантированных ядер	1638
Калибровочная формула на основе ядер отдачи из тестовых реакций	1639

---

\*E-mail: tyra@jinr.ru

К ВОПРОСУ О РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ	1639
ВЫВОДЫ	1640
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1641

## РАЗВИТИЕ МЕТОДА АКТИВНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ: ТЕОРЕТИКО-МЕТОДИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

Ю. С. Цыганов<sup>1,\*</sup>, А. Н. Поляков<sup>1</sup>, В. И. Казача<sup>1</sup>,  
Л. Шлаттауэр<sup>1,2</sup>, Ж. Джан<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Университет Палацкого, Оломоуц, Чехия

<sup>3</sup> Институт современной физики, Ланьчжоу, Китай

Дубненский газонаполненный сепаратор ядер отдачи в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) — наиболее продвинутая физическая установка в области синтеза сверхтяжелых ядер и исследования их свойств. В последние годы были синтезированы новые элементы с  $Z = 114–118$  (Fl, Mc, Lv, Ts, Og). Значительную роль в открытиях сыграла детектирующая система газонаполненного сепаратора, а также уникальный метод подавления фона — метод активных корреляций. Рассматриваются теоретико-методические аспекты развития метода, с учетом ввода в строй в ближайшем будущем нового сверхинтенсивного циклотрона для ускорения тяжелых ионов DC-280 и нового газонаполненного сепаратора ядер отдачи ЛЯР ОИЯИ. Представлена численная модель краевых эффектов между соседними стрипами DSSSD-детектора, со стороны  $p-n$ -перехода. Приведены эмпирические примеры, соответствующие случаю краевых эффектов между соседними стрипами DSSSD-детектора. Рассмотрена возможность создания более гибкого алгоритма реального времени вместо существующего варианта с жестко задаваемыми параметрами. В связи с тем, что для практического применения метода активных корреляций строго необходима стабильность величин калибровочных параметров, кратко рассмотрен фактор радиационной стабильности.

The Dubna Gas-Filled Recoil Separator (DGFRS) of the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions of JINR (Dubna, Russia) is the most advanced facility in the field of synthesis and study of new superheavy nuclei. Over recent years, new elements with  $Z = 114$  to 118 (Fl, Mc, Lv, Ts, Og) have been successfully synthesized. The detection system of the DGFRS and method of active correlations for radical background suppression play a significant role in these discoveries. Theoretical and methodological aspects of further development of the active correlation method are considered, especially in view of the forthcoming commissioning of the new FLNR DC-280 cyclotron and the new gas-filled recoil separator. A numerical model of non-equilibrium charge collection for neighbor strips on the  $p-n$  junction side of the DSSSD detector is considered. Empirical examples are presented. A more flexible real-time algorithm is considered. Since stability of the

---

\*E-mail: tyra@jinr.ru

calibration parameters is strongly required for applying the method, a brief consideration of the radiation stability factor is given as well.

PACS: 25.70.Ji

## ВВЕДЕНИЕ

Согласно квантовой электродинамике хорошо известная концепция атома как системы, состоящей из ядра, в котором сосредоточены положительный заряд и практически вся масса атома, и электронов,двигающихся от ядра на большом расстоянии, справедлива для очень тяжелых атомов, до атомных номеров  $Z \approx 170$  и даже более. Однако предел существования атомов (элементов) наступает гораздо раньше из-за нестабильности самого ядра. Тяжелые элементы с  $Z > 100$  могут быть получены только в реакциях с тяжелыми ионами. Основным преимуществом таких реакций является то, что при слиянии иона с ядром происходит заметное увеличение его заряда. Вместе с тем возбужденное составное ядро характеризуется высокой делимостью и лишь в очень редких случаях распадается с вылетом нейтронов, уносящих всю энергию его возбуждения. Вероятность такого процесса для наиболее тяжелых элементов составляет величину  $10^{-10}$  и даже менее. Поэтому синтез трансурановых элементов требует как высокой интенсивности пучков тяжелых ионов, так и высокой эффективности регистрации редких распадов, а также длительных экспериментов. В этих экспериментах можно выделить два направления. В первом из них (реакции горячего слияния) мишени из урана и других тяжелых элементов облучают сравнительно легкими ионами (от C до Mg) и образующееся составное ядро имеет достаточно высокую энергию возбуждения, вплоть до 40 МэВ.

Все новые изотопы сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  и актинидными мишенями, синтезированные в ЛЯР им. Г. Н. Флерова, получены на установке «Дубненский газонаполненный сепаратор» (ГНС, DGFRS). Успех был достигнут при использовании ряда методик, алгоритмов, подходов, обладающих рекордными характеристиками в этой области.

Одним из таких радикальных методов является метод активных корреляций [1–6], позволяющий детектировать альфа-распады имплантированных сверхтяжелых ядер в практически бесфоновом режиме [7, 8]. Суть метода — мгновенное ( $\sim 100$  мкс) отключение пучка циклотрона при детектировании распада типа «ядро отдачи – альфа-распад» (ER- $\alpha$ ) в реальном масштабе времени.

## 1. КРАЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ И ПРОСТАЯ ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ЗАРЯДА

**1.1. Эквивалентная схема для межстрипового промежутка со стороны  $p$ - $n$ -перехода DSSSD-детектора.** Рассматривая здесь и далее краевые эффекты в некоторой окрестности стрипов DSSSD-детектора, со стороны стри-

пов  $p-n$ -перехода, авторы имеют в виду деление неравновесного заряда, генерированного заряженной частицей в области пространственного заряда между двумя соседними полосами [9]. В данной работе предлагается эквивалентная схема процесса сбора неравновесного заряда, представленная на рис. 1.

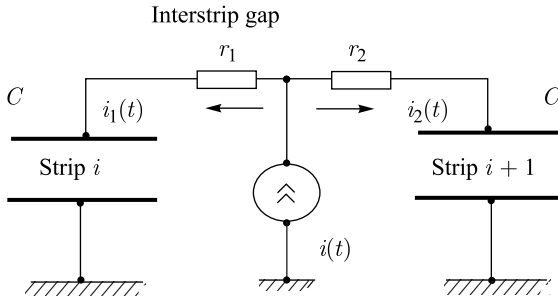


Рис. 1. Эквивалентная схема процесса сбора неравновесного заряда. Емкость  $C$  — эффективное значение с учетом входной цепи зарядочувствительного предусилителя,  $C = C(\text{strip}) \parallel g \cdot C$  (обратные связи), где  $g \gg 1$  — коэффициент усиления каскада

Итак, исходная система уравнений (получена с применением законов Кирхгофа):

$$I(t) = i_1(t) + i_2(t), \quad (1)$$

$$\frac{i_1(t)}{C} + \frac{di_1(t)}{dt}r_1 = \frac{i_2(t)}{C} + \frac{di_2(t)}{dt}r_2.$$

Начальное условие  $I(0) = 0$ . Следовательно,  $i_1(0) = i_2(0) = 0$ .

Вариант I:

$$I(t) = C_0 \left( \frac{t}{T_p} \right) \exp \left( -\frac{t}{T_p} \right). \quad (2)$$

Из первого уравнения системы (1) выражаем  $i_2(t) = I(t) - i_1(t)$  и подставляем эту формулу во второе уравнение. В результате получаем следующее дифференциальное уравнение первого порядка для тока  $i_1(t)$ :

$$\frac{di_1}{dt}(r_1 + r_2) + \frac{2i_1}{C} = \frac{I}{C} + \frac{dI}{dt}r_2. \quad (3)$$

Аналогично получаем дифференциальное уравнение для тока  $i_2(t)$ :

$$\frac{di_2}{dt}(r_1 + r_2) + \frac{2i_2}{C} = \frac{I}{C} + \frac{dI}{dt}r_1. \quad (4)$$

Получаем следующее решение однородного уравнения (3):

$$i_1(t) = A \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right). \quad (5)$$

Здесь  $A = \text{const}$ ,  $\tau = \frac{(r_1 + r_2)C}{2}$ . Далее находим частное решение уравнения (3).

Подставляем (5) в (3) и получаем следующее уравнение:

$$\frac{dA(t)}{dt} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \frac{I(t)}{2\tau} + \frac{dI(t)}{dt} \frac{r_2}{r_1 + r_2}. \quad (6)$$

Подставляем в (6) выражение (2) и получаем формулу для вычисления  $A(t)$ .

Далее получаем следующее выражение для тока  $i_1(t)$ :

$$i_1(t) = \left[ \frac{C_0}{T_p^2} \frac{r_2}{r_1 + r_2} (tT + T^2) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) - \frac{C_0}{2\tau T_p} (tT + T^2) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) - \frac{C_0 T}{T_p} \frac{r_2}{r_1 + r_2} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) + \text{const}_1 \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (7)$$

Используя начальное условие  $i_1(0) = 0$ , из (7) получаем

$$\text{const}_1 = C_0 \left( \frac{T}{T_p} \frac{r_2}{r_1 + r_2} + \frac{T^2}{2\tau T_p} - \frac{T^2}{T_p^2} \frac{r_2}{r_1 + r_2} \right). \quad (8)$$

Аналогично для тока  $i_2(t)$  получаем

$$i_2(t) = \left[ \frac{C_0}{T_p^2} \frac{r_1}{r_1 + r_2} (tT + T^2) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) - \frac{C_0}{2\tau T_p} (tT + T^2) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) - \frac{C_0 T}{T_p} \frac{r_1}{r_1 + r_2} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) + \text{const}_2 \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (9)$$

$$\text{const}_2 = C_0 \left( \frac{T}{T_p} \frac{r_1}{r_1 + r_2} + \frac{T^2}{2\tau T_p} - \frac{r_1}{r_1 + r_2} \frac{T^2}{T_p^2} \right). \quad (10)$$

Зависимости зарядов на конденсаторах  $Q_1(t)$  и  $Q_2(t)$  можно получить просто численным интегрированием (чтобы не набирать более громоздкие аналитические формулы для  $Q_1(t)$  и  $Q_2(t)$ ).

Вариант II:

$$I(t) = C_0 \frac{t}{T_p} \exp\left(-\frac{\kappa t}{T_p}\right) \quad (\kappa — константа). \quad (11)$$

Подставляем выражение в формулу (6) и получаем

$$A(t) = \int \left\{ \frac{C_0}{2\tau} \left( \frac{t}{T_p} \right) \exp \left( -\frac{\kappa t}{T_p} \right) + \left[ \frac{C_0}{T_p} \exp \left( -\frac{\kappa t}{T_p} \right) - \frac{C_0 t \kappa}{T_p T_p} \exp \left( -\frac{\kappa t}{T_p} \right) \right] \frac{r_2}{r_1 + r_2} \right\} \times \exp \left( \frac{t}{\tau} \right) dt + \text{const}_3. \quad (12)$$

Далее получаем следующее выражение для тока  $i_1(t)$ :

$$i_1(t) = \left[ \frac{C_0 \kappa}{T_p^2} \frac{r_2}{r_1 + r_2} (tT_1 + T_1^2) \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) - \frac{C_0}{2\tau T_p} (tT_1 + T_1^2) \times \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) - \frac{C_0 T_1}{T_p} \frac{r_2}{r_1 + r_2} \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) + \text{const}_3 \right] \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right). \quad (13)$$

Используя начальное условие  $i_1(0) = 0$ , из (12) получаем

$$\text{const}_3 = C_0 \left( \frac{T_1}{T_p} \frac{r_2}{r_1 + r_2} + \frac{T_1^2}{2\tau T_p} - \frac{T_1^2 \kappa}{T_p^2} \frac{r_2}{r_1 + r_2} \right). \quad (14)$$

Аналогично для тока  $i_2(t)$  получаем

$$i_2(t) = \left[ \frac{C_0 \kappa}{T_p^2} \frac{r_1}{r_1 + r_2} (tT_1 + T_1^2) \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) - \frac{C_0}{2\tau T_p} (tT_1 + T_1^2) \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) - \frac{C_0 T_1}{T_p} \frac{r_1}{r_1 + r_2} \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) + \text{const}_4 \right] \times \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right). \quad (15)$$

Используя начальное условие  $i_2(0) = 0$ , из (15) получаем

$$\text{const}_4 = C_0 \left( \frac{T_1}{T_p} \frac{r_1}{r_1 + r_2} + \frac{T_1^2}{2\tau T_p} - \frac{T_1^2 \kappa}{T_p^2} \frac{r_1}{r_1 + r_2} \right). \quad (16)$$

Таким образом, первый рассмотренный вариант является частным случаем второго. В данных уравнениях  $T_p$  — плазменное время [10]. При решении системы дифференциальных уравнений применен метод вариации постоянной.

1.2. Типичные временные зависимости. Для исследования влияния входных параметров процесса (величины резистов, емкости стрипа и обратной

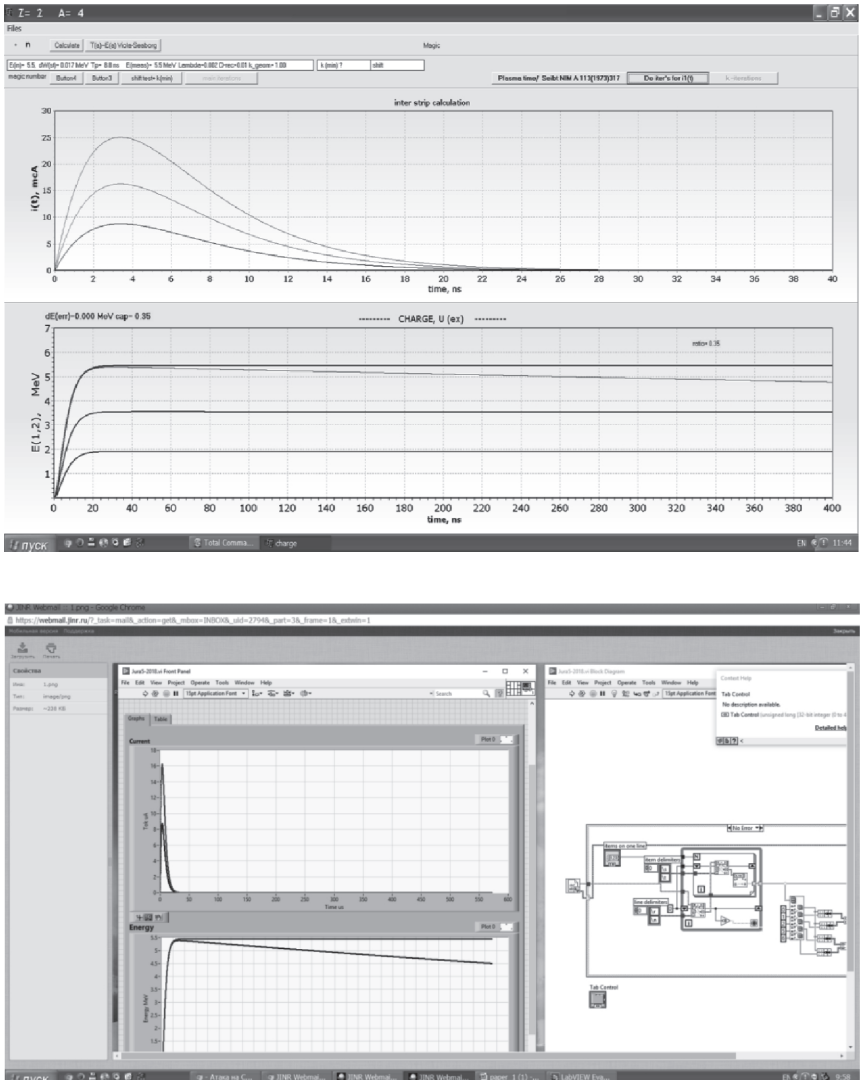


Рис. 2. а) Интерфейс пользователя и типичные временные зависимости тока неравновесных носителей (верхняя часть) и собранного заряда (нижняя) от времени. б) Представление в среде LabView. Вторая (спадающая во времени) кривая на нижней гистограмме — напряжение выхода зарядочувствительного предварительного усилителя



связи предусилителя, среднего поля в полностью обедненном детекторе и др.) на выходные временные зависимости было разработано приложение C++ Builder Charge.exe. Суммарное значение для резистора  $r = r_1 + r_2$  выбиралось как выборочное среднее замеров между парами стрипов со стороны  $p-n$ -перехода, а именно  $\langle 1,328, 1,318, 1,332, 1,257, 1,068, 1,034, 0,676, 0,691, 0,869, 0,992, 0,994, 1,011, 1,018, 0,924 \rangle = 0,8969$  кОм. Плазменное время  $T_p$  рассчитывалось согласно [10] для средней величины электрического поля в обедненном детекторе — порядка  $70 \text{ В}/300 \text{ мкм} = 0,233 \text{ В}/\text{мкм}$ . Емкость обратной связи и коэффициент усиления  $g$  полагались равными соответственно 3 пФ и 50000. Действие пользователя представляет два интерактивных шага: расчет плазменного времени (Button 1) и собственно нахождение  $i_1, i_2$  (Button 2).

На основе вышеизложенного можно отметить, что наряду с количественными характеристиками выходных сигналов прослеживается аналогия между поведением неравновесного заряда и детектором с резистивным слоем, т. е. в случае сбора заряда, поделенного между двумя соседними стрипами, должен быть некий малый баллистический дефицит, что и подтверждается примерами на рис. 3, *a, б* из п. 1.3. Визуализация результатов расчетов представлена в среде LabView (рис. 2).

### 1.3. Примеры сигналов, поделенных между двумя соседними стрипами.

На рис. 3, *a, б* представлены данные, полученные для сигналов распада изотопа  $^{217}\text{Th}$  из реакции  $^{\text{nat}}\text{Yb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{217}\text{Th} + 3n$  для интересующего нас случая деления заряда между двумя соседними стрипами со стороны  $p-n$ -перехода и при напряжении смещения на детекторе 70 В. Напряжение обеднения данного типа детектора, изготовленного Micron Semiconductors (UK) из высокоомного  $n$ -кремния, составляло  $\sim 30$  В.

Отметим, что:

— наличие баллистического дефекта амплитуды в среднем равно  $\sim 30$  кэВ (рис. 3, *a*);

— наличие небольшого провала в центре распределения (рис. 3, *б*) аналогично подобной зависимости для детектора с резистивным слоем.

В свою очередь, это означает, что необходимо учитывать малую поправку, если кто-то желает знать прецизионное значение энергии в случае деления заряда между соседними стрипами. Соответственно, заполнение матрицы рекойлов (ER, см. работу [4]) должно происходить следующим образом: в текущий момент времени  $t$  (получено от аппаратуры КАМАК или прецизионного таймера Windows с точностью 1 мкс) данное время записывается как матричный элемент с индексами  $\{i, j, j + 1\}$ . Здесь  $i$  — номер переднего стрипа DSSSD-детектора,  $j$  — индекс минимального из двух соседних задних стрипов ( $0 \leq i \leq 47, 0 \leq j \leq 127$ ). Запись типа  $\{i, j, j \pm 1\}$ , по-видимому, является избыточной.

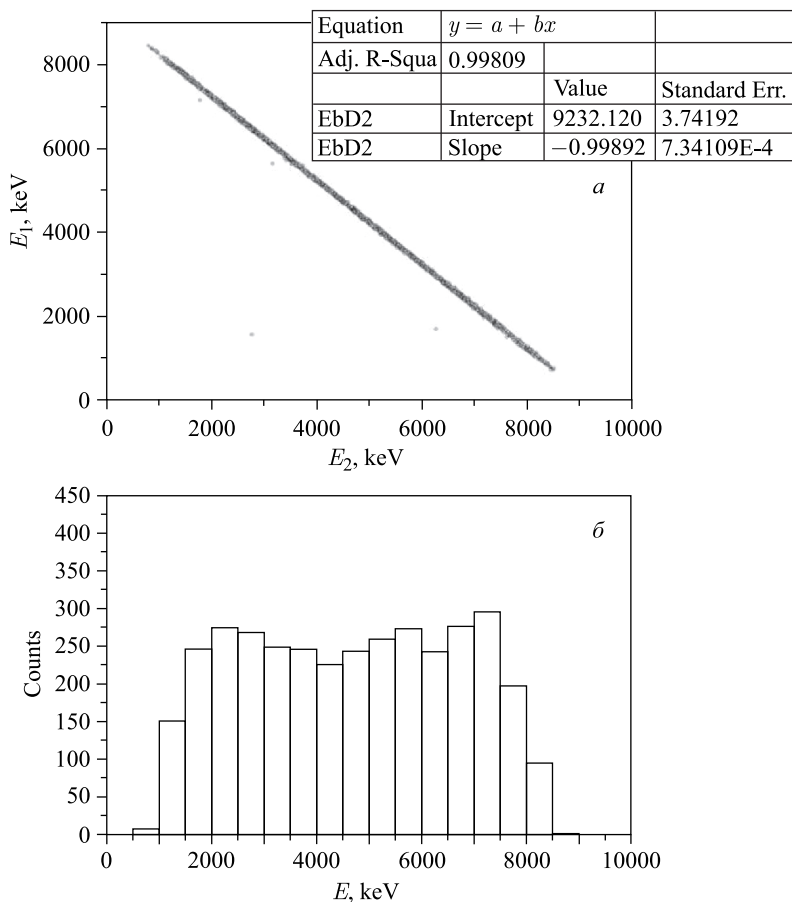


Рис. 3. а) График зависимости энергии второго сигнала от величины первого сигнала для двух соседних стрипов для изотопа  $^{217}\text{Th}$ . Суммарная энергия примерно на 30 кэВ меньше номинала. Уравнение прямой  $E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} = (9232,0 \pm 3,7)$  кэВ, что примерно на 30 кэВ меньше номинала, т.е. энергия альфа-частицы при распаде изотопа  $^{217}\text{Th}$  равна 9261 кэВ. б) Распределение амплитуд сигналов для одного стрипа при условии ненулевого сигнала в соседнем. Очевиден провал в центре распределения

Кроме того, на рис. 4 представлена зависимость количества двойных сигналов от эффективного напряжения смещения (с учетом падения напряжения на резисторе фильтра) и показано, что параметры предложенной численной модели могут зависеть от режима работы детектора. При измерении был применен блок КАМАК, описанный в работе [11].

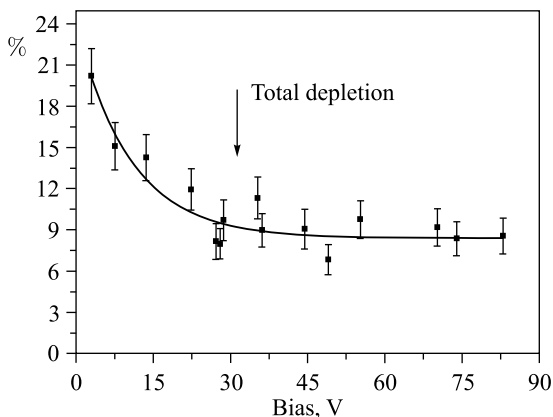


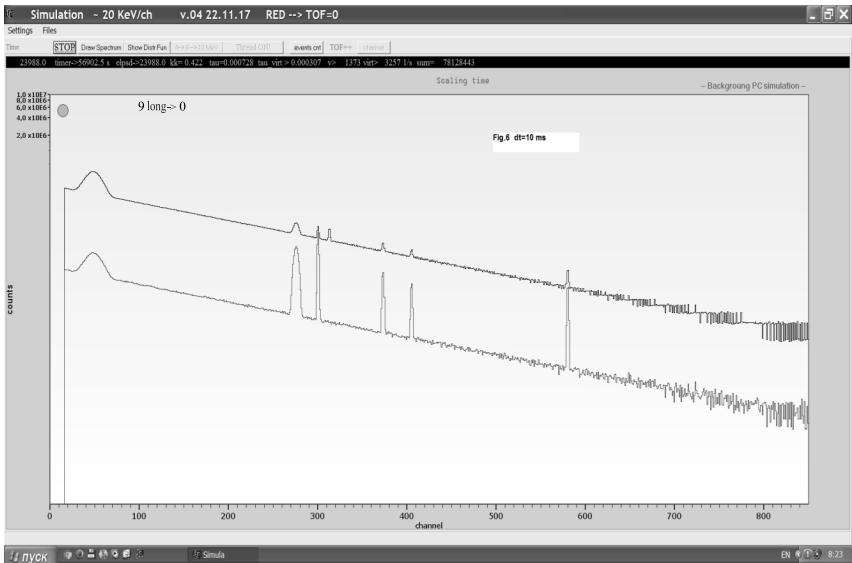
Рис. 4. Оценочная зависимость количества двойных сигналов от эффективного напряжения смещения DSSSD-детектора для источника альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ

## 2. УСЛОЖНЕННЫЙ АЛГОРИТМ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ТИПА ER- $\alpha$ - $\alpha$

Авторы не исключают, что с вводом в эксплуатацию в 2018 г. сверхинтенсивного циклотрона DC-280, а также нового газонаполненного сепаратора ядер отдачи [12] в ЛЯР им. Г. Н. Флерова может потребоваться более изощренный алгоритм поиска указателя на потенциальный многозвенный альфа-распад, чем применяемый в настоящее время ER- $\alpha$  [13].

Приложение Simula (Windows, C++ Builder-6) разработано для моделирования применения различных алгоритмов (типов ER- $\alpha$ , ER- $\alpha$ - $\alpha$  и др.) в экспериментах на новом газонаполненном сепараторе ядер отдачи в рамках проекта DC-280 ЛЯР ОИЯИ. Умноженные на фактор порядка 10 загрузки DSSSD-детектора фокальной плоскости рассматриваются как линейная экстраполяция таковых для существующей установки ГНС. Это определяется тем, что, например, для наиболее перспективных с точки зрения синтеза новых сверхтяжелых элементов ионов  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{50}\text{Ti}$  рассчитанное значение интенсивности пучка будет составлять  $\sim 10$  рмкА, вместо  $\sim 1$  рмкА на существующем циклотроне У-400. На рис. 5, а показан основной интерфейс приложения. Две гистограммы обозначают спектры сигналов в пучке и вне пучка соответственно.

На рис. 5, б показана форма линии фоновых загрузок и экспоненциальное аналитическое выражение, полученное для реакции  $^{240}\text{U} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Fl}^*$  на установке ГНС. Именно это приближение было использовано при генерации совокупности сигналов. Число 9 в верхнем левом углу (рис. 5, а) указывает



a

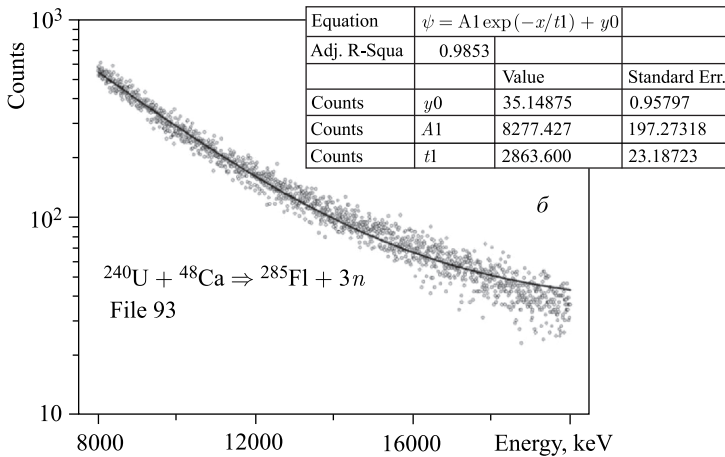


Рис. 5. а) Интерфейс приложения (гистограммы — логарифмическая шкала). б) Форма линии для генерации спектра сигналов: точки — эксперимент; кривая — приближение

на количество прерываний процесса облучения за время 23 988 с. Параметры остановов: корреляционное время  $dt = 10$  мс (ER- $\alpha$ ), интервал энергии для альфа-распада 9–12 МэВ, пауза 20 с. Цена канала на гистограмме соответствует 20 кэВ. Ниже приведены характеристики всех девяти остановов

пучка: первые две колонки — номера стрипов, две следующие — энергии ядра отдачи, первой альфа-частицы соответственно, пятая колонка — файловое время, шестая — время между сигналом ядра отдачи и альфа-распада:

25	13	7900	10580	1683,800	0,004668
33	10	8780	11060	4588,267	0,000868
53	24	16820	11260	4778,898	0,005562
97	31	11900	10520	7792,851	0,000377
74	35	7320	10620	8641,333	0,001381
4	14	7720	9560	10399,042	0,009375
70	5	10260	10520	13824,113	0,001333
94	45	8600	11500	18907,293	0,007596
60	15	11940	9920	20860,953	0,002514

События осколочной шкалы (FF) генерируются отдельно в диапазоне 50–250 МэВ. Форма распределения — равномерная. Данные события отображаются отдельной гистограммой. Наличие этих событий позволяет оценивать частотность таких цепочек распада, как ER- $\alpha$ - $\alpha$ -(останов пучка)- $\alpha$ -SF (вне пучка) – продолжение облучения, и, разумеется, вычислять вероятность таких и подобных комбинаций. Сравнительные результаты моделирования для двух алгоритмов остановов пучка (ER- $\alpha$  и ER- $\alpha$ - $\alpha$ ) представлены в табл. 1, 2 и на рис. 6. В том случае, если приложение находит «вне пучка» альфа-распад в определенном энергетическом интервале и в тех же координатах ( $X$ ,  $Y$ ), то кроме продления интервала ожидания на целый фактор 5–20 происходит

Таблица 1. Частота остановов для корреляции ER- $\alpha$

Время корреляции $\Delta t$ , с	Частота остановов, $\text{с}^{-1}$
1,000	0,035 800
0,500	0,019 800
0,300	0,008 010
0,100	0,005 440
0,025	0,001 780
0,010	0,000 375

Таблица 2. Частота остановов для корреляции ER- $\alpha$ - $\alpha$

$\Delta t_2$ (ER- $\alpha$ - $\alpha$ ), с	$\Delta t_1$ (ER- $\alpha$ ), с	Частота остановов, $\text{с}^{-1}$
$\Delta t_1 = 15$	$\Delta t_2 = 30$	0,010 600
5,00	10,0	0,001 710
2,00	5,0	0,001 060
1,00	2,5	0,000 167
0,75	1,4	0,000 130

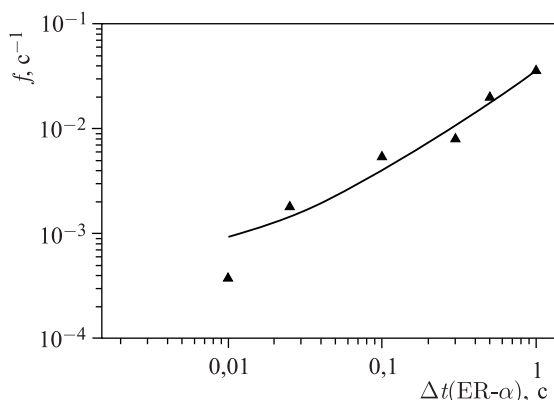


Рис. 6. Зависимость частоты остановов от времени корреляции

запись события в тот же текстовый файл, в котором до того были записаны параметры сигналов, которые привели к фазе «вне пучка».

Кроме вышеизложенного при помощи данного приложения был проведен численный эксперимент для тестирования алгоритма типа ER- $\alpha$ - $\alpha$  в качестве указателя на потенциальное многозвенное событие. При положительном результате генерировался «останов пучка». Результат моделирования для  $\Delta t_1 = 10 \text{ с}$ ,  $\Delta t_2 = 15 \text{ с}$  и  $\nu \approx 2e + 3 \text{ с}^{-1}$  состоял в следующем: всего было совершено 5964 останова за 2 577 407 с, причем только в одном случае, в фазе «вне пучка», была зарегистрирована альфа-частица в той же координате. Таким образом, оценка вероятности случайного совпадения данного типа может составлять  $P_{\text{err}} \approx 0,039 \text{ сут}^{-1}$ .

Значения энергетических интервалов при этом составляли:

- 7,17 МэВ для ядер отдачи;
- 9,11 МэВ для обеих альфа-частиц.

### 3. О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ «УМНОЙ» (SMART) СИСТЕМЫ НАБОРА ДАННЫХ. ОСНОВНЫЕ ОБЪЕКТЫ И ПРИНЦИПЫ

В работе [14] введено понятие «граф корреляций». В вершинах графа расположены матрицы соответствующих сигналов, а именно рекойлов и альфа-частиц соответствующих энергий, как показано на рис. 7. Таким образом, реальный DSSSD-детектор виртуально представлен в памяти компьютера в виде  $n$ -матриц размером  $48 \times 128$ .

При таком представлении детектируемых сигналов каждое ребро графа, равно как и любая их комбинация, может быть использовано в качестве «триг-

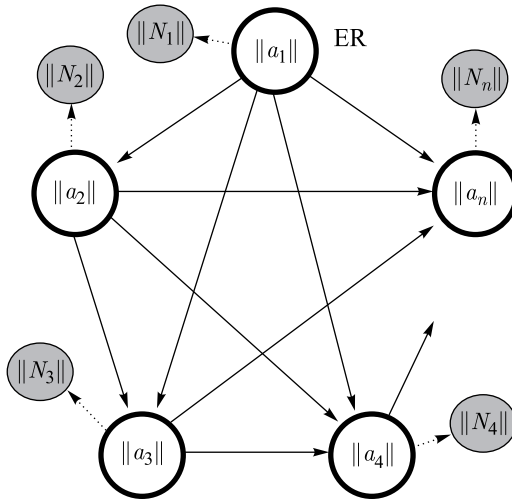


Рис. 7. Схематичное представление графа корреляций. Объекты  $\|a_1\| - \|a_n\|$  — матрицы сигналов. Обычно  $\|a_1\|$  — матрица рекойлов (ядер отдачи),  $\|a_2\| - \|a_n\|$  — матрицы альфа-частиц. Серым цветом обозначены матрицы загрузок. Матричные элементы матриц сигналов — текущие времена регистрации. Элементы матриц загрузок  $\|N_1\| - \|N_n\|$  — числа сигналов данного типа на данный момент времени в данной ячейке

гера» для создания бесфоновых условий регистрации последующих распадов. Всего таких связей для графа из  $n$  вершин

$$N = \frac{n(n-1)}{2}.$$

Отметим, что в настоящее время при применении алгоритма типа ER- $\alpha$  используется «жесткая» схема задания условий останова пучка. А именно: наряду с энергетическими и времяпродолными интервалами, характерными для рекойла, задаются энергетические и временные окна для одной или двух альфа-частиц. В будущем, и особенно при возросших нагрузках детектора фокальной плоскости, возможно применение более «гибкого» сценария. Его отличие состоит в следующем (для простоты рассмотрен алгоритм ER- $\alpha$ ): дополнительно к матрицам рекойлов и альфа-частиц определяются матрицы загрузок, соответствующие двум указанным матрицам. Разумеется, количество матричных элементов определяется количеством элементарных ячеек DSSSD-детектора. В нашем случае это  $48 \times 128$  ячеек (вертикаль-горизонталь). Соответственно, после открытия набора в файл данных идет запись количества интересующих событий двух типов в соответствующие ячейки. Таким образом, в любой момент времени известны параметры загрузок для каждой

ячейки  $X, Y$ . Разумеется, в окрестности  $t = 0$  можно пользоваться в качестве первого приближения средними величинами для всего детектора.

При этом характерным отличием данного подхода будет то, что для выполнения условия останова можно потребовать максимально возможное временное окно, которое для каждой ячейки будет определяться индивидуально из условия  $P_{\text{RND}}(X, Y, \Delta t) \leq \varepsilon$ , где  $P_{\text{RND}}$  — вероятность случайного совпадения сигналов данного типа,  $\Delta t$  — искомый интервал времени,  $\varepsilon$  — малое допустимое число, задаваемое экспериментатором заранее. Именно этот параметр и будет определять относительные потери времени облучения мишени. Что же касается конкретного расчета вероятности, то можно использовать подходы BSC (Background Signal Combinations [15]) и LDSC (Linked Decay Signal Combinations [16]) или более упрощенные версии, учитывающие специфику эксперимента, с применением метода активных корреляций (см., например, [17, 6]).

Автоматическое отслеживание текущих индивидуальных значений частоты загрузок сигналов типа «ER» и « $\alpha$ » также может осуществляться в первом приближении в качестве среднего значения, а именно:

$$\nu_{i,j}(t) \approx \langle \nu_{i,j}(t) \rangle \frac{f(t)}{\langle f(t) \rangle},$$

где  $i, j$  — номер ячейки (пикселя DSSSD-детектора);  $\nu_{i,j}$  — искомое значение частоты измеряемого сигнала в данный момент времени  $t$ ;  $\langle \nu_{i,j} \rangle$  — среднее значение по интервалу  $(0, t)$ ;  $f(t)$  — загрузка в момент времени  $t$  для всего детектора;  $\langle f(t) \rangle$  — среднее значение этой величины на момент времени  $t$ . Возможно также введение в систему набора данных дополнительного канала регистрации тока цилиндра Фарадея сепаратора ядер отдачи, что обеспечит отслеживание технологических пауз при облучении мишени, например замену тигля источника ионов (период — несколько суток).

Далее рассмотрим возможность оценки средних потерь времени при облучении мишени, имея в качестве набора входных параметров матрицы загрузок сигналов, имитирующих либо ядра отдачи, либо альфа-распады. То есть актуальны для данного процесса четыре матрицы размером  $MK$ , где  $M, K$  — количество горизонтальных и вертикальных стрипов DSSSD-детектора соответственно. При этом в любой момент времени можно определить вероятность частоты случайной корреляции  $f_{i,j}$ , которая для всего детектора будет равной  $\nu = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^K f_{i,j}$ . И если  $\tau_{\text{pause}}$  — время единичной паузы, то средние относительные потери времени облучения будут составлять  $\eta = \nu \tau_{\text{pause}}$ . В том числе и это соотношение, вычисляемое в реальном масштабе времени, может быть включено в дополнительное условие останова пучка в виде  $\eta \leq \varepsilon_2$ , где  $\varepsilon_2 \ll 1$  — наперед заданное малое число.



#### 4. ОБ ИЗМЕРЯЕМОЙ ЭНЕРГИИ ИМПЛАНТИРОВАННОГО ЯДРА ОТДАЧИ

В данном разделе представлены три варианта оценки спектров, имплантированных в кремниевый детектор сверхтяжелых ядер. Первый метод, описанный в п. 4.1, основан на компьютерном моделировании спектра тяжелых ядер [18] с учетом потери энергии и их флуктуации как в самом кремниевом детекторе, так и в рабочих средах сепаратора ядер отдачи. Две остальные систематики (п. 4.2 и 4.3) имеют сугубо эмпирическое происхождение.

##### 4.1. Компьютерное моделирование спектра регистрируемой энергии.

При конструировании того или иного алгоритма реального времени в рамках метода активных корреляций приходится иметь дело с энергетическими интервалами при образовании элемента матрицы рекойлов. В работах [19, 20] использована детектирующая система на основе фокального DSSSD-детектора и газового модуля низкого давления TOF- $\Delta E_1$ - $\Delta E_2$  (см., например, [9]). Зарегистрированы шесть цепочек распада изотопов Fl. Регистрируемые значения энергии ядер отдачи при этом составляли {11,4; 8,08; 9,45; 12,56; 10,2; 9,98} МэВ. На рис. 8, *a, б* показаны как рассчитанные, так и измеренные значения амплитуд сигналов [21]. При этом шесть указанных выше значений амплитуд добавлены в гистограмму измеренных значений. Очевидно хорошее их соответствие.

**4.2. Калибровочное соотношение для модуля детектирования газонаполненного сепаратора на основе массива зарегистрированных ранее амплитуд сигналов имплантированных ядер.** В работе [22] получена формула для совокупности данных для реакций полного слияния типа *актинид-*

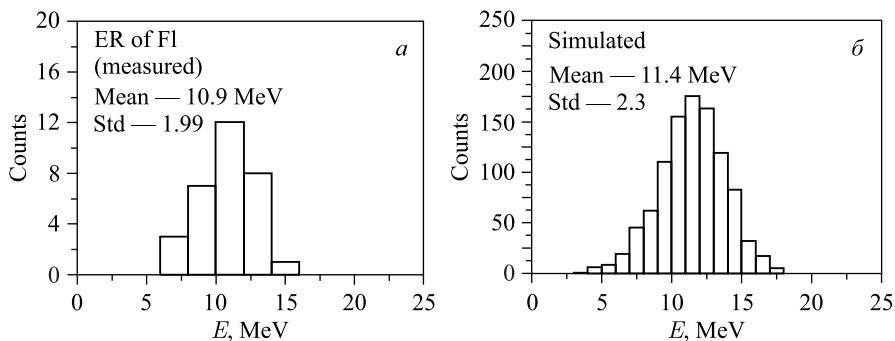


Рис. 8. *a)* Измеренные значения амплитуд сигналов ядер Fl [18]. Показаны средняя регистрируемая энергия и стандартное отклонение. *б)* Рассчитанные значения для имплантированных в кремниевый детектор ядер Fl [21] для детектирующего модуля ГНС. Параметры те же, что и на рис. *a*

ная мишень +  $^{48}\text{Ca}$ , проведенных в экспериментах на ГНС. Сделана попытка параметризации результата по величине заряда имплантируемого нуклида, а именно:

$$\bar{E} \approx 25,9 - 0,125Z \text{ МэВ},$$

что для  $Z = 114$  приблизительно составляет 11,65 МэВ. Для шести полученных значений амплитуд сигналов имплантированных ядер флеровия среднее значение регистрируемой энергии составило  $E = (10,3 \pm 1,6)$  МэВ, что в принципе не противоречит эмпирическому соотношению. Если же иметь в виду точность определения центроиды распределения  $\bar{\sigma} = \sigma/\sqrt{N} = 1,6/\sqrt{6} = 0,65$ , то получаем меньшее значение, которое объясняется несколько увеличенными размерами камеры времени пролета для конструкции модуля с DSSSD-детектором.

**4.3. Калибровочная формула на основе ядер отдачи из тестовых реакций.** В работе [23] для описания совокупности данных для сигнала регистрируемой энергии имплантированного ядра, представленной в виде зависимости от рассчитанной входной энергии, получена следующая формула:

$$E_{\text{изм}} = -2,05 + 0,73E_{\text{вх}} + 0,0015E_{\text{вх}}^2 - (E_{\text{вх}}/40)^3.$$

Здесь  $E_{\text{изм}}$  — измеряемое среднее значение;  $E_{\text{вх}}$  — значение энергии на входе перед имплантацией в кремниевый детектор.

Для рассчитанного значения энергии на входе 13,32 МэВ [24] измеренное значение центроиды лежит в районе 8 МэВ, что на 2,3 МэВ меньше измеренного среднего значения.

## 5. К ВОПРОСУ О РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Работа спектрометра газонаполненного сепаратора в реальном масштабе времени требует точного знания калибровочных параметров. Одним из факторов, влияющих на изменение последних, является радиационная стабильность кремниевых полупроводниковых детекторов. Этот вопрос изучался в работах [25–27]. В работе [27] за основу систематизации количественной оценки радиационных повреждений была принята средняя величина нерадиационных (ядерных, не приводящих к генерации неравновесных электронно-дырочных пар) потерь. Согласно философии подхода [27] в [28] показано, что критическая доза мишенеподобных ионов может быть меньше чем  $10^8 \text{ см}^{-2}$  (см. рис. 9). В случае интенсивностей тяжелых ионов порядка 5–10  $\mu\text{кА}$  может быть ограничено не только применение текущих калибровочных коэффициентов в методе активных корреляций, но и время жизни DSSSD-детектора как такового.

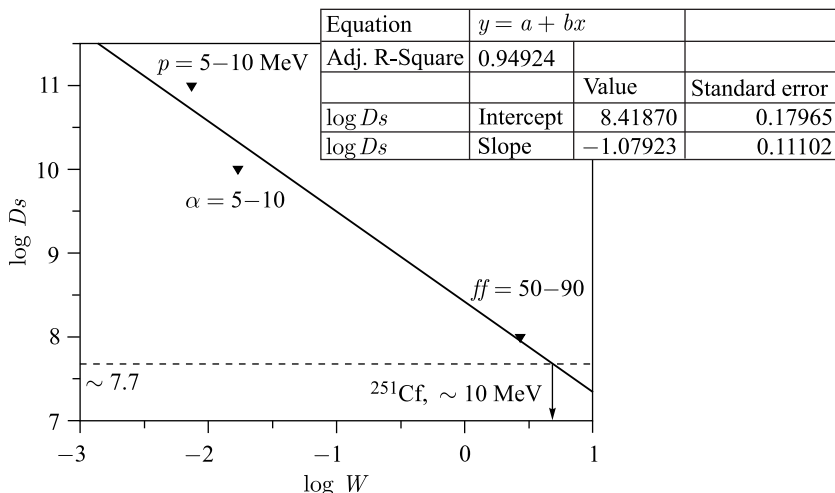


Рис. 9. Логарифмическая зависимость критической дозы от величины ядерной столкновительной компоненты величины потерь, рассчитанной по формуле Вилкинса [29]

## 6. ВЫВОДЫ

1. Рассмотрена роль краевых эффектов при сборе неравновесного заряда в межстриповой области DSSSD-детекторов, работающих в режиме полного обеднения. Для альфа-распада имплантированного ядра  $^{217}\text{Th}$  измеренное значение баллистического дефекта составляло порядка 30 кэВ. Показано, что при использовании метода активных корреляций формирования матрицы рекойлов следует заполнять матричные элементы  $(i, j, j + 1)$ , где  $i, j$  — индексы горизонтальных и вертикальных стрипов детектора соответственно. Предложена простая эквивалентная схема процесса.

2. Создано приложение C++ Builder для численного моделирования усложненного алгоритма реального времени типа ER- $\alpha$ - $\alpha$ .

3. Предложен «гибкий» алгоритм остановов, предполагающий вычисление вероятности случайных совпадений в реальном масштабе времени для каждой индивидуальной элементарной ячейки в процессе набора данных. Авторы не исключают, что актуальность применения данного алгоритма возрастет с вводом в строй нового сверхинтенсивного циклотрона DC-280 и нового газонаполненного сепаратора ядер отдачи ЛЯР.

4. Проведена оценка критической дозы облучения мишенеподобными ядрами калифорния.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность А. А. Воинову и В. Г. Субботину за помощь в работе. Данная работа частично поддержана грантом РФФИ № 16-52-55002.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Sukhov A. M.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 413–416.
2. *Tsyganov Yu., Polyakov A.* // Cybernetics and Physics. 2014. V. 3, No. 2. P. 85–90.
3. *Tsyganov Yu. S.* // Part. Nucl., Lett. 2015. V. 12, No. 1(192). P. 128–135.
4. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N., Subbotin V. G., Iliev S. N., Sukhov A. M., Voinov A. A., Tomin V. I.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
5. *Цыганов Ю. С.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 6. С. 1563–1602.
6. *Tsyganov Yu. S.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8, No. 4. P. 374–378.
7. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 022502.
8. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 044602.
9. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Proc. of XXVI Intern. Symp. “NEC’2017”, Becici, Budva, Montenegro, Sept. 25–29, 2017. P. 309–317.
10. *Seibt W., Sundström K. E., Tove P. A.* // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113. P. 317–324.
11. *Shlattauer L. et al.* // Proc. of XXVI Intern. Symp. “NEC’2017”, Becici, Budva, Montenegro, Sept. 25–29, 2017. P. 265–270.
12. *Popeko A. G.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2016. V. 376. P. 144–149.
13. *Цыганов Ю. С.* Низкофононовые методы ядерной физики. LAP Lambert Acad. Publ. RU, 2017. 118 с.
14. *Tsyganov Yu. S.* // Intern. Symp. of MMCP-2017, Dubna, 2017: Book of Abstr. Dubna: JINR, 2017. P. 21–22.
15. *Zlokazov V. B.* // ЯФ. 2003. Т. 66, №9. С. 1714–1718.
16. *Schmidt K.-H. et al.* // Z. Phys. A. 1984. V. 316. P. 19–26.
17. *Tsyganov Yu.* // Part. Nucl., Lett. 2009. V. 6, No. 1(150). P. 97–103.
18. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 356–359.
19. *Utyonkov V. K., Brewer N. T., Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. P. 014320.
20. *Utyonkov V. K., Brewer N. T., Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 034609.
21. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 558. P. 329–332.
22. *Tsyganov Yu., Polyakov A., Sukhov A., Zlokazov V.* On-Line Data Processing in the Dubna Gas-Filled Recoil Separator Experiments // Proc. of Intern. Conf. “MMCP 2011”, Stara Lesna, Slovakia, July 4–8, 2011.
23. *Цыганов Ю. С.* Синтез новых сверхтяжелых ядер на установке дубненский газонаполненный сепаратор: сумма технологий // ЭЧАЯ. 2014. Т. 45, вып. 5–6. С. 1485–1531.
24. *Утенков В. К.* Частное сообщ. Май 2018 г.

25. *Акимов Ю. К., Игнатьев О. В., Калинин А. И., Кушнирук В. Ф.* Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989. 344 с.
26. *Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Перельгин В. П.* Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоиздат, 1981. С. 92.
27. *Kurokawa M. et al.* Radiation Damage Factor for Ion-Implanted Silicon Detectors Irradiated with Heavy Ions // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42, No. 3. P. 163–166.
28. *Tsyganov Yu. S.* Report at IEEE Nucl. Sci. Symp. Strasbourg, France, Nov. 4, 2016.
29. *Wilkins B. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92. P. 381.