

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ПОСТРОЕНИЯ
ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ИНТРОСКОПОВ
С КОДИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ
ИЗОБРАЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И
СМЕШАННОГО НЕЙТРОННОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

**М.В. Прокуронов, В.Д. Севастьянов,
Р.М. Шibaев, А.В. Янушевич**

ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.

*n10381@yandex.ru,
sevast@vniiftri.ru,
shrm@vniiftri.ru,
yanushevich@vniiftri.ru*

Рассматривается возможность построения высокочувствительных интроскопов с кодированной апертурой для регистрации изображения источников гамма-излучения и смешанного быстрого нейтронного и гамма-излучения. В интроскопе используются координатно-чувствительные детекторы (КЧД) с избирательной регистрацией электронов и протонов. КЧД выполнен на основе сцинтилляционных детекторов с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов по форме импульса или черенковских детекторов, которые регистрируют только электроны (протоны с высоких энергий), в том числе и в импульсном режиме. Это и позволяет получать отдельно нейтронное и гамма-изображение.

Ключевые слова: нейтронное и гамма-излучение, координатно-чувствительные детекторы, сцинтилляционные детекторы.

**RESEARCH OF METHODS FOR DESIGNING
HIGH-SENSITIVE INTROSCOPES WITH A CODED
APERTURE FOR IMAGE REGISTRATION
OF GAMMA RADIATION SOURCES AND MIXED
NEUTRON AND GAMMA RADIATION**

**M.V. Prokuronov, V.D. Sevastianov,
R.M. Shibaev, A.V. Ianushevich**

FSUE "VNIIFTRI", Mendeleevo, Moscow region

*n10381@yandex.ru,
sevast@vniiftri.ru,
shrm@vniiftri.ru,
yanushevich@vniiftri.ru*

The possibility of designing highly sensitive introsopes with a coded aperture for image registration of gamma radiation sources and mixed fast neutron and gamma radiation is considered. Position sensitive detectors (PSD) with selective registration of electrons and protons are used

in introscope. The PSD is designed on the basis of scintillation detectors with digital identification of neutrons and gamma quanta by the shape of a pulse or Cherenkov detectors that register only electrons (protons from high energies), including in a pulsed mode. This makes it possible to obtain a separate neutron and gamma image.

Key words: neutron and gamma radiation, position sensitive detectors, scintillation detectors.

1. Введение

1.1. Метод кодированной апертуры — история, современность и возможные перспективы

В работе рассматриваются и исследуются методы построения высокочувствительных интроскопов с кодированной апертурой для регистрации изображения источников гамма-излучения и смешанного быстрого нейтронного и гамма-излучения.

В прошлом году исполнилось сорок лет со времени публикации классической работы Fenimore E.E. and Cannon T.M. “Coded aperture imaging with redundant arrays” [1], в которой был описан высокочувствительный метод получения изображения рентгеновских и гамма-источников с большим соотношением сигнал/фон, получивший название метода кодированной апертуры. Метод кодированных апертур разрабатывался с целью создания гамма-телескопов, предназначенных для исследований в области рентгеновской и гамма-астрономии, и успешно применяется в фундаментальных и прикладных исследованиях также порядка 40 лет. Особенно значительные, выдающиеся достижения были получены в рентгеновской и гамма-астрономии, также этот метод получил развитие для решения прикладных задач. Такой гамма-телескоп состоит из коллиматора с кодированной апертурой и координатно-чувствительного детектора (КЧД). В коллиматоре имеются отверстия, определённым образом расположенные, каждое из которых строит изображение на поверхности КЧД, подобно камере-обскуре, и таким образом формируется теневое изображение. По массиву токов разрешающих элементов КЧД декодируется и восстанавливается изображение гамма-источников.

В общем случае наиболее полная информация о поле ионизирующего излучения задаётся распределением пространственно-временной, энергетической и угловой плотностью потока частиц $f(r, t, e, \nu)$ [2]. Эта функция задаёт распределение частиц (квантов) в пространстве, времени и по энергии, то есть определяет, сколько частиц, квантов, с какой энергией и в каком направлении приходят в любую точку среды (пространства) в каждый момент времени. Следовательно, и детектирующее устройство в идеальном случае должно измерять функцию $f(r, t, e, \nu)$. Гамма-телескоп (интроскоп) с кодированной апертурой измеряет направление прихода гамма-кванта,

энергию, момент времени регистрации, регистрирует изображения рентгеновских и гамма-источников, то есть позволяет измерять функцию $f(r, t, e, v)$.

Такой прибор с кодированной апертурой для решения прикладных задач можно назвать гамма-интроскопом с кодированной апертурой. Под термином «радиационная интроскопия» понимается совокупность методов изучения процессов, протекающих в различных средах, в том числе и оптически непрозрачных, при помощи регистрации излучения ионизирующих источников [3]. Это довольно широкий класс различных методов изучения и контроля разнообразных процессов при помощи регистрации ионизирующих излучений, и наиболее важными из них могут считаться рентгеновская томография и вообще радиометрия излучений человека, в том числе при лечении онкологических заболеваний гамма-излучением и протонным излучением. Также к важным методам можно отнести радиационный неразрушающий контроль и дефектоскопию, радиационную безопасность. Радиационная безопасность может контролироваться определением наличия на поверхности и в атмосфере радиоактивных источников путём регистрации изображения этих источников в гамма-диапазоне. Для получения изображения таких источников могут применяться приборы, использующие метод кодированной апертуры при получении изображения в гамма-диапазоне, то есть гамма-интроскопы с кодированной апертурой.

Развитие таких гамма-интроскопов с кодированной апертурой, да и всех систем регистрации ионизирующих излучений, определяется, в первую очередь, развитием ядерной энергетики. Прошло шестьдесят пять лет с момента пуска в нашей стране первой в мире АЭС. В настоящее время ядерная энергетика является одним из основных источников выработки энергии, а в перспективе, хотя возможны временные сложности, с развитием термоядерных реакторов будет являться основным источником получения энергии в мире. Главным аргументом такого утверждения является вечная формула А. Эйнштейна $E = mc^2$. В результате ядерных реакций возникают радиоактивные излучения, в том числе быстрые нейтроны, а в реакциях деления образуются радиоактивные продукты деления. Поэтому развитие и совершенствование систем регистрации ионизирующих излучений являются важными и актуальными задачами в настоящем и обозримом будущем.

Метод кодированных апертур для решения прикладных задач развивался и совершенствовался, и было показано, что с помощью этого метода можно получать изображения точечных и протяжённых источников гамма-излучения на расстояниях между источником и интроскопом, сравнимых с расстоянием между маской и детектором интроскопом ($\sim \leq 5$ м). Это позволяет использовать гамма-интроскоп с кодированной апертурой для обнаружения и локализации источников гамма-излучения, для контроля ядерных установок. Таким образом, для решения широкого круга задач радиационной интроскопии могут применяться гамма-интроскопы с кодированной апертурой.

В настоящее время развитие цифровых электронных систем, аналого-цифровых преобразователей (АЦП), программируемых интегральных схем (ПЛИС) и многоядерных процессоров, позволяющих проводить параллельную регистрацию аналоговых сигналов детекторов ионизирующих излучений, их преобразование в цифровую форму и дальнейшую параллельную цифровую обработку этих сигналов, делает возможным быстро и оперативно получать информацию о зарегистрированном ионизирующем излучении. Эта возможность быстрого декодирования и восстановления изображения гамма-источников, а также развитие полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений, полупроводниковых регистраторов света сцинтилляционных детекторов позволяют разрабатывать более совершенные модели гамма-интроскопов с кодированной апертурой.

1.2. Классические задачи и новые типы гамма-интроскопов с кодированной апертурой для их решения

Регистрация гамма-изображения осуществляется гамма-интроскопами с кодированной апертурой при наличии фонового излучения. Причём фон может быть вызван как гамма-излучением, так и нейтронами и тяжёлыми заряженными частицами. Такие эксперименты могут проводиться при исследовании физических процессов при изучении термоядерных реакций, при исследованиях на ускорителях, нейтронных генераторах. Для таких экспериментов нужна оптимизация коллиматора и защиты интроскопа с целью уменьшения фонового излучения. Использование в таком интроскопе с кодированной апертурой сцинтилляционного КЧД с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов по форме импульса или черенковского КЧД, который регистрирует только электроны (протоны с высоких энергий), в том числе и в импульсном режиме, позволяет реализовать возможность избирательной регистрации частиц. А это позволяет рассматривать возможное создание на основе этих детекторов интроскопов с кодированной апертурой для регистрации изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения. Причём получение таких изображений может осуществляться путём регистрации смешанного гамма-нейтронного излучения, только гамма-излучения и только нейтронного, и, соответственно, будут получены изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения, только гамма-излучения и только быстрого нейтронного.

Также с развитием беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) появляется возможность располагать гамма-интроскоп с кодированной апертурой на БПЛА и перемещать относительно радиоактивного источника оптимальным образом, исходя из цели получения наиболее полной информации об измеряемых параметрах ионизирующего излучения. Следовательно, весьма перспективным представляется разработка комплекса дистанционного радиационного контроля на основе гамма-телескопа с кодированной апертурой.

Такой комплекс дистанционного радиационного контроля, установленный на БПЛА, позволяет измерять функцию $f(r, t, e, v)$, а именно измерять направление прихода (излучения) кванта, энергию, момент времени регистрации, а следовательно, и спектрально-временные характеристики излучения, регистрировать изображение рентгеновских и гамма-источников и определять распределение активности радионуклидов на поверхности и в пространстве. Наиболее важной задачей такого гамма-интроскопа, помимо радиационного экологического контроля, является динамичный, с минимальной длительностью экспозиции контроль радиоактивного заражения местности и атмосферы путём получения изображений в гамма-диапазоне при аварийных, чрезвычайных ситуациях. Введение в состав комплекса спектрометра-дозиметра с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов позволяет решать широкий спектр задач, связанных с регистрацией изображения рентгеновских и гамма-источников и измерением спектральных, временных и дозовых характеристик нейтронного и гамма-излучения.

2. Принципы построения и основные характеристики интроскопов с кодированной апертурой

2.1. Законы физики и математические алгоритмы, описывающие процесс регистрации изображений интроскопами с кодированной апертурой

Рассмотрим физические законы и математические алгоритмы, лежащие в основе методов построения и характеристик интроскопов с кодированной апертурой.

Гамма-кванты невозможно фокусировать так же, как оптические или инфракрасные — в небольшое пятно в фокальной плоскости телескопа, поэтому для получения изображения гамма-источников существует единственный метод — формирование изображения источника (S , рис. 1) камерой-обскурой (K , рис. 1) и регистрация этого теневого изображения КЧД (D , рис. 1). Геометрические параметры интроскопа с камерой-обскурой определяют две его основные характеристики — угловое разрешение и поле зрения.

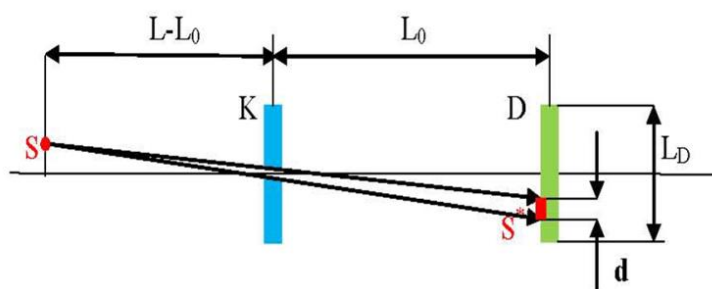


Рис. 1. Формирование изображения гамма-источника (S) камерой-обскурой (K) и регистрация этого изображения КЧД (D)

Угловое разрешение (γ) и поле зрения (α) определяются по формулам:

$$\gamma = \arctg(d / L_0); \quad \alpha = 2 \cdot \arctg(L_D / (2 \cdot L_0)).$$

L_0 — расстояние между коллиматором и входным окном координатно-чувствительного детектора; d — диаметр отверстия камеры-обскуры; L_D — диаметр входного окна координатно-чувствительного детектора.

Регистрация изображения источников ионизирующего излучения камерой обскуры характеризуется определённым и чётким свойством взаимно-однозначного соответствия между положением источника в поле зрения и положением источника на изображении. При смещении источника будет меняться теневое изображение.

Но камера-обскура имеет малую чувствительность, излучение падает на КЧД только через одно отверстие камеры-обскуры. В методе кодированной апертуры изображение формируется кодированной маской-коллиматором, половину площади которой занимают отверстия, соответственно, резко повышается чувствительность и соотношение сигнал/фон. При этом, что существенно важно, сохраняется взаимно-однозначное соответствие между положением источника в поле зрения и теневым изображением, формируемым в КЧД гамма-квантами, проходящими через коллиматор с кодированной апертурой. Эти процессы соответствия показаны на рис. 2. Формируемое кодированной маской изображение может быть представлено в виде [1]:

$$P = (O * A) + N; \\ P(k, l) = \sum_i \sum_j O(i, j) \cdot A(i + k, j + l) + N(k, l), \quad (1)$$

где A — матрица кодирующей маски; O — матрица источника O ; P — матрица изображения; N — матрица шума; $*$ — оператор корреляции; $P(k, l)$ — элемент изображения P , регистрируемый разрешающим детекторным модулем КЧД, с координатами k, l ; $O(i, j)$ — элемент источника O ; $A(i + k, j + l)$ — элемент матрицы кодирующей маски A , описывающей распределение отверстий в маске; $N(k, l)$ — элемент помехи в зарегистрированном элементе $P(k, l)$.

Для восстановления изображения гамма-источников вводится обратная матрица G , такая, что $A * G$ приближается к дельта-функции (δ -функции), то есть $A * G = \delta$. Тогда восстанавливаемый источник $\hat{O}$ может быть найден с помощью соотношения

$$\hat{O} = P * G = O * A * G + N * G; \quad \hat{O}(i, j) = \sum_k \sum_l P(k, l) \cdot G(k + i, l + j) \quad (2)$$

которое, в случае выполнения соотношения $A * G = \delta$, приводится к виду $\hat{O} = O + N * G$, где $N * G$ — некоторая матрица шума в восстановленном источнике $\hat{O}$, отличная от матрицы шума N (рис. 3).

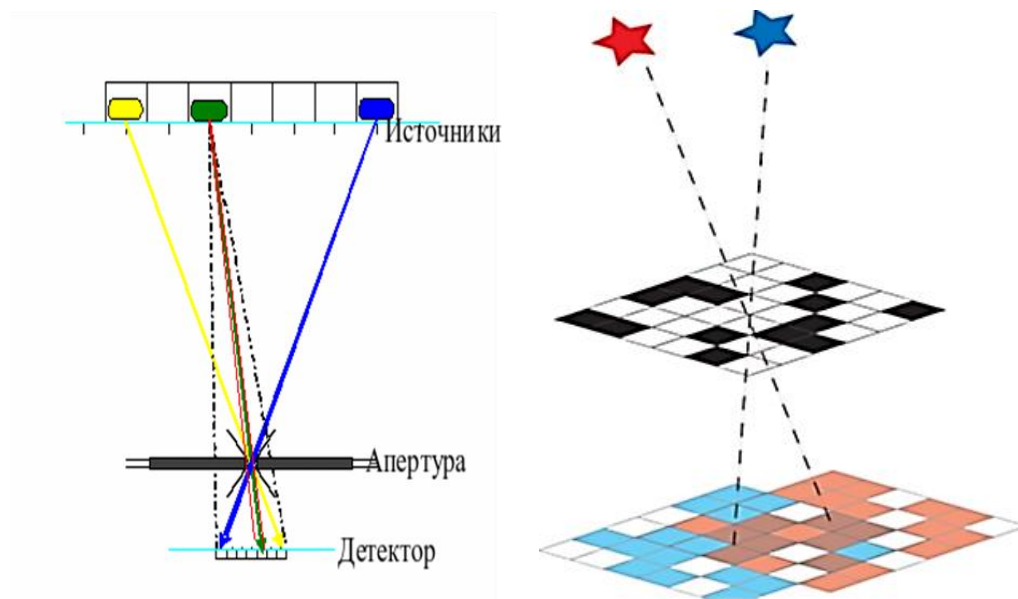


Рис. 2. Взаимно-однозначное соответствие между положением источника в поле зрения коллиматором с кодированной апертурой

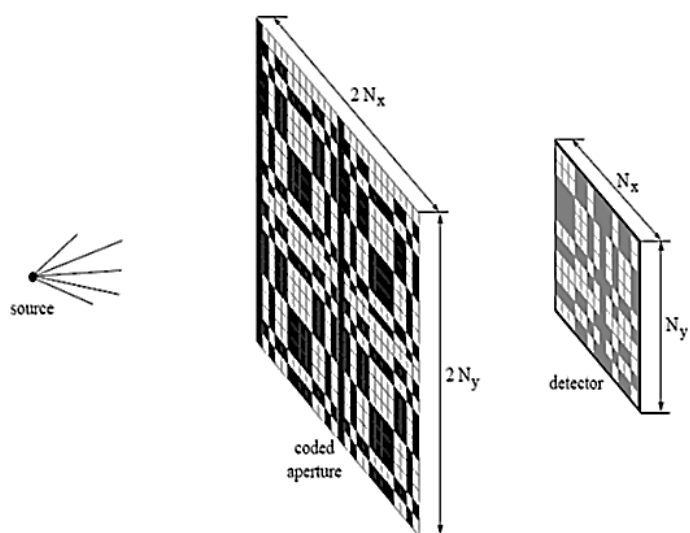


Рис. 3. Формирование изображений кодированной апертурой

Выбор формы расположения отверстий на маске A , то есть типа маски A , и, соответственно, G определяется в первую очередь выполнением соотношения $A * G = \delta$, т.е. наилучшим совпадением зарегистрированного и восстановленного изображения с исходным и обеспечением максимальных чувствительности и соотношения сигнал/шум. Для выполнения этих требо-

ваний оптимальным является такое расположение отверстий в кодированной маске коллиматора, которое строится с использованием циклических двоичных последовательностей, носящих название равномерно избыточных массивов URAs [1]. Это массивы $A(x, y)$; $x = 0, 1, \dots, r-1$; $y = 0, 1, \dots, s-1$; $A(x, y) \in \{0, +1\}$. Главным их свойством, да и определением, являются свойства периодической автокорреляционной функции $\tilde{\varphi}_{AA}(k, l)$, которая вводится для URAs [4]:

$$\tilde{\varphi}_{AA}(k, l) = \sum_{x=0}^{r-1} \sum_{y=0}^{s-1} A(x, y) \cdot A(x + \text{mod}_r k, y + \text{mod}_s l)$$

равная $\tilde{\varphi}_{AA}(l, k) = \begin{cases} K & \text{если } \text{mod}_r k = 0 \text{ и } \text{mod}_s l = 0 \\ \lambda & \text{в противном случае.} \end{cases}$

$\text{mod}_r k$ и $\text{mod}_s l$ — это остаток от деления по модулю k на r и l на s . Эта периодическая автокорреляционная функция состоит из центрального пика K и боковых постоянных лепестков (значений) — λ .

К массивам URAs относятся псевдошумовые массивы нулей и единиц. Такой псевдошумовой массив $Ab(x, y)$ будет иметь размерности r по s ($r \times s$), где r и s являются простые числа, а $r - s$ равно 2. Этот массив $Ab(x, y)$ носит название базовой маски (рис. 4) и является основой кодированной маски. Сама же кодированная маска коллиматора $A(x, y)$ (рис. 5) состоит из мозаики рисунка базовой маски, и её размеры определяются числом неповторяющихся циклических перестановок базовой маски, которое равно — $r \times s$. Тогда кодированная маска коллиматора будет иметь размер $(2r - 1) \times (2s - 1)$ и будет содержать все циклические перестановки базовой маски.

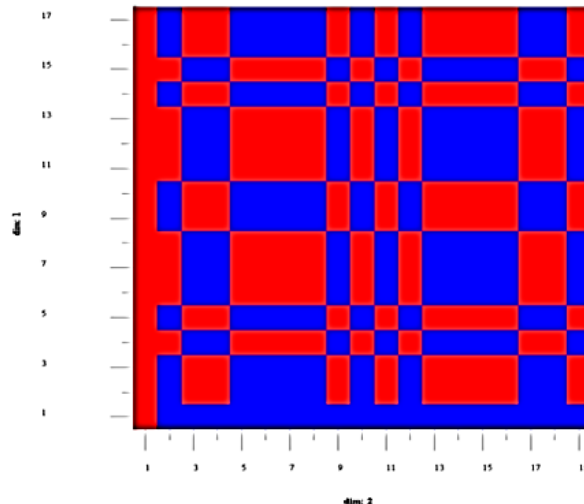


Рис. 4. Базовая кодированная маска

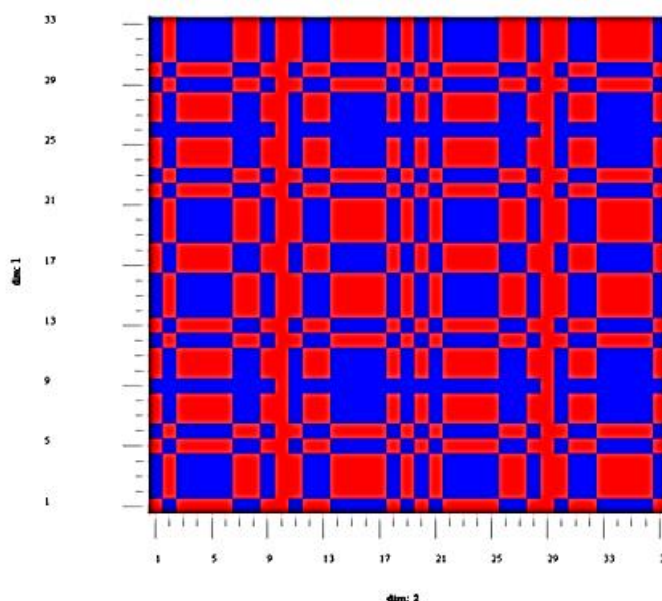


Рис. 5. Кодированная маска коллиматора

Распределение единиц и нулей в массиве $Ab(x, y)$ строится с использованием процедуры деления по модулю r и s . Вводится $Ab(i, j) = A(I, J)$, где $I = \text{mod}_r i$ и $J = \text{mod}_s j$ — остатки от деления по модулю i на r и j на s . Далее

$$A(I, J) = 0, \text{ если } I = 0, A(I, J) = 1, \text{ если } J = 0, I \neq 0, \quad (4)$$

$$A(I, J) = 1, \text{ если } C_r(I)C_s(J) = 1, A(I, J) = 0 \text{ в остальных случаях,}$$

где $C_r(I) = 1$, если существует целое число x , $1 \leq x < r$, такое, что $I = \text{mod}_r x^2$, $C_r(I) = -1$ в противном случае.

Элементы обратной матрицы $G(x, y)$ определяются по элементам маски $A(x, y)$

$$G(k, l) = 1, \text{ если } A(k, l) = 1 \text{ и } G(k, l) = -1, \text{ если } A(k, l) = 0. \quad (5)$$

Для матрицы $A(k, l)$ и обратной матрицы $G(k, l)$ вводится корреляционная функция

$$\tilde{\varphi}_{AG}(i, j) = \sum_{k=0}^{r-1} \sum_{l=0}^{s-1} A(k, l) G(i+k, j+l), \quad (6)$$

$$\text{которая равна } \tilde{\varphi}_{AG}(i, j) = \begin{cases} (rs-1)/2 & \text{if } \text{mod}_r i = 0 \text{ и } \text{mod}_s j = 0 \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

то есть $A * G \simeq \delta$.

Излучение источника, который может находиться в каждом пикселе поля зрения $O(i, j)$, например, $i1, j1$, проходя через кодированную маску коллиматора, создаёт теневое изображение на детекторе $P_{i1, j1}(k, l)$, которое представ-

ляет собой циклически сдвинутую версию рисунка базовой маски, которая задаётся матрицей кодированной маски коллиматора $A(i1 + k, j1 + l)$. Таким образом, устанавливается взаимно-однозначное соответствие между пикселем поля зрения $i1, j1$, в котором находится источник, и циклически сдвинутой версией рисунка базовой маски.

Рисунки 6–9 иллюстрируют это соответствие. Было проведено статистическое моделирование по методу Монте-Карло восстановленного изображения источника, а также теневого изображения $P_{1,1}(k, l)$, которое является версией рисунка базовой маски $A(1 + k, 1 + l)$. Исходное изображение источника показано на рис. 6, восстановленное — на рис. 7. Теневое изображение $P_{1,1}(k, l)$, которое является версией рисунка базовой маски $A(1 + k, 1 + l)$, показано на рис. 9, циклически сдвинутая версия рисунка базовой маски $A(1 + k, 1 + l)$ — на рис. 8. Для этой матрицы выполняются формулы расчёта периодической автокорреляционной функции (3) и расчёта корреляционной функции между матрицей $A(i + i1, j + j1)$ и обратной матрицей $G(i + i1, j + j1)$ (6), $i < r, j < s, i1 < r, j1 < s$. При проведении восстановления изображения источника по формуле (2) происходит вычисление корреляционной функции между матрицей теневого изображения $P_{i1, j1}(k, l)$ и обратными матрицами $G(i + k, j + l)$. Расчёт проводится для обратных матриц, которые являются обратными матрицами всех неповторяющихся циклических перестановок базовой маски, такое количество перестановок равно $r \times s$. Одна из них будет являться матрицей $G(i1 + k, j1 + l)$. В этом случае, то есть в случае совпадения теневого изображения источника $P_{i1, j1}(k, l)$, $(A(i + i1, j + j1))$ и соответствующей версии обратной базовой маски $G(i + i1, j + j1)$, восстановленное изображение, т.е. корреляционная функция, будет равно количеству квантов от источника, зарегистрированных в КЧД (без учёта фона). Если такое совпадение отсутствует, то есть если теневое изображение $A(i + i1, j + j1)$ источника и соответствующая версия обратной базовой маски $G(i + k, j + l)$ не совпадают, восстановленное изображение, то есть корреляционная функция, будет равно нулю (без учёта статистических флуктуаций счета импульсов в КЧД). Этим и обеспечивается наилучшее совпадение зарегистрированного и восстановленного изображения с исходным.

Также следует отметить такое важное свойство метода кодирующих апертур, как повышение соотношения сигнал/фон по сравнению с одной камерой-обскурой в $\sim(N_0/2)^{0,5}$, N — число отверстий в коллиматоре с кодированной апертурой. Это следует из приведённых алгоритмов.

Кроме псевдошумовых массивов класса URAs, были разработаны варианты массивов типа URAs. Это шестиугольные (гексагональные) равномерно избыточные массивы (HURA'S) и модифицированные равномерно резервные массивы (MURA) [4]. Эти массивы также используются при разработке коллиматоров с кодированной апертурой.

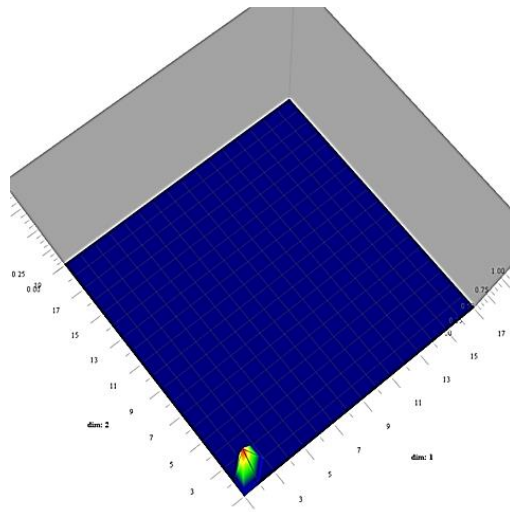


Рис. 6. Изображение источника в пикселе поля зрения $O(1, 1)$

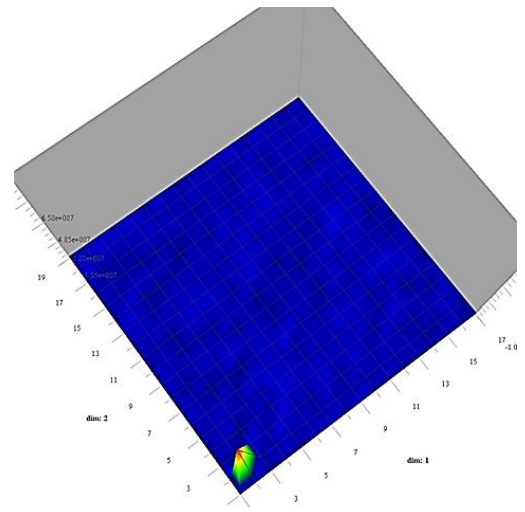


Рис. 7. Восстановленное изображение источника в пикселе поля зрения $O(1, 1)$

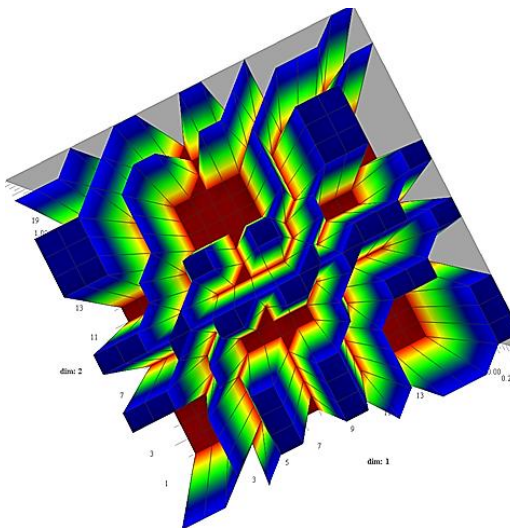


Рис. 8. Циклически сдвинутая версия рисунка базовой маски $A(1 + k, 1 + l)$

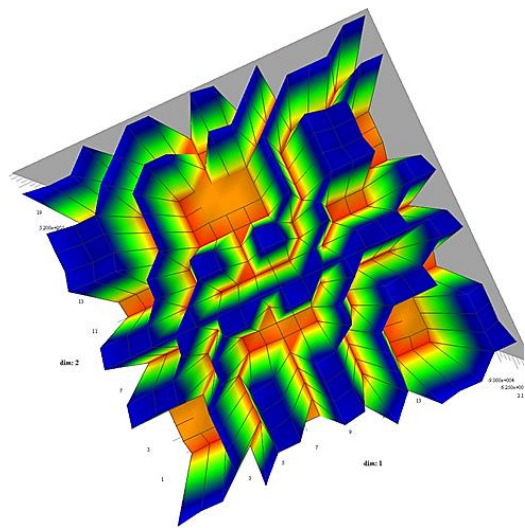


Рис. 9. Теневое изображение $P_{1,1}(k, l)$, которое является версией рисунка базовой маски $A(1 + k, 1 + l)$

2.2. Регистрация изображения источника быстрых нейтронов

Имеется некоторая аналогия распространения и взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом. Поэтому принципы и математические алгоритмы построения интроскопов с кодированной апертурой можно использовать для анализа возможности построения интроскопов с кодированной апертурой для раздельной регистрации быстрого нейтронного и гамма-

изображения в смешанных полях гамма-нейтронного излучения. Нейтроны, как и гамма-кванты, распространяются по прямой, взаимодействуют с коллиматором, испытывая упругое и неупругое рассеивание, или поглощаются в реакциях с образованием протонов и альфа-частиц. Далее взаимодействуют с КЧД и создают теневое нейтронное изображение. Затем восстанавливается исходное изображение нейтронных источников. Возможность построения такого интроскопа определяется характеристиками коллиматора, способного эффективно поглощать и ослаблять нейтронное и гамма-излучение в энергетическом диапазоне $\sim 0,3\text{--}15$ и $\sim 0,02\text{--}8$ МэВ и параметрами КЧД с избирательной регистрацией электронов и протонов. К ним относятся сцинтилляционные детекторы с цифровой идентификацией частиц по форме импульса и черенковские детекторы, которые регистрируют только электроны (протоны с высоких энергий), в том числе и в импульсном режиме. Это и позволяет получать отдельно нейтронное и гамма-изображение.

2.3. Искажения теневого изображения за счёт краевых эффектов взаимодействия излучения с коллиматором и модулями КЧД

При увеличении энергии излучения и угла падения излучения может наблюдаться прохождение излучения через боковые грани отверстия в коллиматоре и рассеяние в них. Это может привести к несовпадению размеров теневых проекций элементов маски и детекторных модулей и искажению теневого изображения. Такие же процессы могут проходить при взаимодействии нейтронов и гамма-квантов в детекторных модулях КЧД. Особенно это важно при регистрации быстрого нейтронного излучения. При взаимодействии быстрых нейтронов с коллиматором и детекторами происходит неупругое и упругое рассеяние, образование гамма-квантов. Нейтронное и гамма-излучение, проходя через отверстие в коллиматоре, падает под определённым углом на детекторный модуль, рассеивается в нём либо проходит его, не взаимодействуя с ним. Далее попадает на соседний модуль и взаимодействует с ним. Вероятность такого процесса повышается, особенно если толщина модуля соизмерима или больше размеров отверстий в коллиматоре. Также возможно рассеяние нейтрона или гамма-кванта на детекторных модулях и с их регистрацией не менее, чем в двух соседних детекторных модулях. Такие процессы приводят к регистрации излучения не только в модулях КЧД, которые формируют теневое изображение определённой версии базовой маски без искажений, но и в соседних модулях. Все эти процессы можно отнести к краевым эффектам взаимодействия излучения с коллиматором и модулями КЧД. Они изображены на рис. 10. Но они являются наиболее важным фактором, определяющим искажения теневого изображения и восстановленного изображения. При регистрации изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения, помимо получения одновременно

теневого нейтронного и гамма-изображения, возможна регистрация только нейтронного и только гамма-изображения. Выбор типа регистрируемого изображения определяется целями эксперимента, а также такой выбор позволяет оптимизировать коллиматор, защиту и КЧД интроскопа с целью уменьшения искажений только одного регистрируемого теневого нейтронного или гамма-изображения.

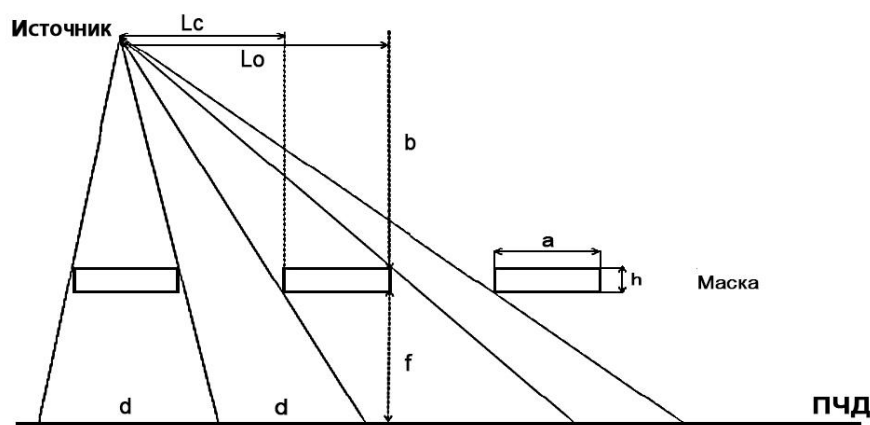


Рис. 10. Краевые эффекты взаимодействия излучения с коллиматором и модулями КЧД

При искажении теневого изображения соответственно возникают искажения восстановленного изображения. Поэтому одним из главных критериев при проектировании интроскопа являются минимальные искажения теневого изображения. Это подчёркивается во многих работах, посвящённых методу кодированной апертуры, также описаны методы коррекции теневого изображения и восстановленного изображения. Тем не менее возможность получения изображения источников быстрого нейтронного и гамма-излучения определяется, в первую очередь, минимальными искажениями теневого изображения, получаемого при регистрации нейтронного и гамма-излучения этих источников.

Поэтому при разработке интроскопа в зависимости от типа и энергии излучения с целью обеспечения минимальных искажений в теновом изображении и с учётом других характеристик интроскопа выбираются материал коллиматора и детекторных модулей, рассчитываются толщина коллиматора, размеры отверстий в нём, а также размеры детекторных модулей.

2.4. Основные характеристики интроскопов с кодированной апертурой

Фактором, определяющим технические характеристики гамма-интроскопа с кодированной апертурой, являются характеристики ионизирующего излучения, для измерения которых предназначен интроскоп с кодированной

апертурой. А он позволяет решать широкий спектр задач, связанных с регистрацией изображения источников ионизирующего излучения и измерением спектральных, временных и дозовых характеристик ионизирующего излучения. То есть такой интроскоп позволяет измерять функцию распределения пространственно-временной, энергетической и угловой плотности потока частиц $f(r, t, e, v)$, которой задаётся наиболее полная информация о поле ионизирующего излучения [2].

Следовательно, характеристики гамма-интроскопа отражают физические параметры измеряемого ионизирующего гамма-излучения. Это амплитудные, временные, спектральные, пространственно-угловые характеристики.

Весьма важными характеристиками интроскопа являются пространственно-угловые характеристики — угловое поле зрения и угловое разрешение. На рисунке 11 изображена геометрическая схема гамма-интроскопа с кодированной апертурой. Угловое разрешение определяется как $\gamma = \arctg(c/b)$. Полем зрения является угол α , равный $\alpha = 2 \arctg(a/2b)$. Также изображены углы β и Ω , при углах падения больших $\alpha/2$, но меньших $\beta/2$ излучение регистрируется отдельными модулями КЧД, но полностью не создаётся теневое изображение на детекторе, которое представляет собой циклически сдвинутую версию рисунка базовой маски. Поэтому при восстановлении изображения образуются искажения этого изображения. Такие области называются областями неполного кодирования.

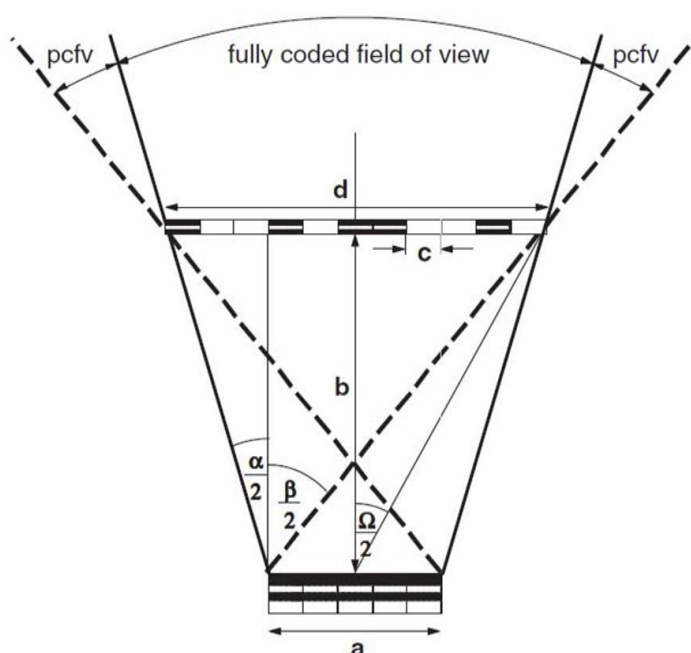


Рис. 11. Геометрическая схема гамма-интроскопа

Основные геометрические параметры гамма-интроскопа определяются по следующему алгоритму, описанному в литературе [1, 4].

1. Определяется коэффициент масштабирования $m = (L + L_0) / L$, где L — расстояние от источника излучения до плоскости кодирующей маски; L_0 — расстояние от кодирующей маски до КЧД (рис. 1). Соответственно, если $L_0 \ll L$, то $m \approx 1$.
2. Для координатно-чувствительного детектора с собственным пространственным разрешением g размер элемента кодирующей маски будет равен $d \geq g / m$.
3. При заданном угловом разрешении γ определяем $L_0 \approx d / \gamma$.
4. При заданном поле зрения α и угловом разрешении γ определяются числа r и s : $r \geq \alpha / \gamma$; $s = r - 2$.
5. Размер входного окна координатно-чувствительного детектора должен быть не менее $m \cdot r \cdot d \times m \cdot s \cdot d$.
6. Кодируемая маска должна иметь размеры $d \cdot (2r - 1) \times d \cdot (2s - 1)$.
7. Количество отверстий в кодированной маске составляет: $N_0 \approx (s \cdot r) / 2$.

Геометрические параметры гамма-интроскопа, характеристики коллиматора с кодированной апертурой — коэффициент ослабления падающего излучения, толщина коллиматора, размеры отверстий в коллиматоре, а также характеристики КЧД — пространственное разрешение, толщина, эффективность регистрации излучения в заданном энергетическом диапазоне, должны обеспечивать минимальные искажения в регистрируемом КЧД теневом изображении источника излучения. Это теневое изображение должно соответствовать определённой циклически сдвинутой версии рисунка базовой маски. Соответственно, чем меньше искажения в теневом изображении, тем меньше искажения в восстановленном изображении.

3. Построение, типы и основные характеристики КЧД для интроскопов с кодированной апертурой, предназначенных для регистрации изображения источников гамма-излучения и смешанного нейтронного и гамма-излучения

Введение

Основными характеристиками КЧД, которые также можно распространить на КЧД, предназначенными для регистрации смешанного нейтронного и гамма-излучения и получения изображения этих источников, являются чувствительность, пространственное и энергетическое разрешение, однородность и линейность изображения [6]. К этим характеристикам следует добавить высокое временное разрешение и, соответственно, возможность регистрации изображения при максимально высоких плотностях потока падающего излучения. Также при разработке КЧД должна учитываться возмож-

ность получения высокой эффективности регистрации нейтронов и гамма-квантов и максимального соотношения сигнал/фон за счёт избирательной регистрации электронов и протонов и режекции наложенных импульсов. При регистрации в КЧД гамма-кванта или нейтрона должны определяться пространственные координаты и момент времени регистрации, энергия, выделенная частицей при взаимодействии с детектором, а также в сцинтилляционном КЧД с идентификацией по форме импульса тип частицы. Существуют два варианта построения КЧД. В первом варианте, а это вариант гамма-камеры, КЧД состоит из монолитного сцинтиллятора, просматриваемого определённым множеством ФЭУ [5]. В таком КЧД координата взаимодействия гамма-квантов со сцинтиллятором определяется соотношением сигналов ФЭУ. Второй вариант — это модульный принцип построения, когда КЧД является матрицей отдельных детекторов (модулей). В таком КЧД регистрация импульсов детекторов и их цифровая обработка может производиться одновременно, параллельно и независимо друг от друга. Это является оптимальным для повышения быстродействия, увеличения загрузки КЧД, т.е. увеличения максимальных значений плотностей потока регистрируемого излучения. В этом случае основные характеристики КЧД будут определяться характеристиками отдельных модулей детекторов и их количеством.

3.1. КЧД для регистрации гамма-излучения

КЧД, предназначенный для регистрации гамма-излучения, определения координат, зарегистрированного гамма-кванта, его энергии, момента времени регистрации, в принципе может быть использован в интроскопе с кодированной апертурой. Поэтому в телескопах и интроскопах с кодированной апертурой могут применяться в зависимости от технических требований газовые, сцинтилляционные, полупроводниковые КЧД. Но в основном в энергетическом диапазоне $\sim 0,05\text{--}3$ МэВ используются сцинтилляционные КЧД. Это определяется тем, что в указанном энергетическом диапазоне сцинтилляционные детекторы могут обладать высокой эффективностью регистрации и иметь большую площадь входного окна КЧД, и, соответственно, высокую чувствительность. Исходя из этих критериев, наиболее оптимальным сцинтилляционным КЧД будет являться матрица сцинтилляционных модулей (пикселей) на основе фотодиодов. Также большую площадь входного окна может иметь сцинтилляционная гамма-камера. Для регистрации света из сцинтилляторов меньших размеров могут использоваться электронно-оптические преобразователи (ЭОП) с ПЗС-матрицами.

Основными метрологическими характеристиками сцинтилляционных КЧД также являются чувствительность, пространственное и энергетическое разрешения, однородность и линейность изображения.

Исходя из принципов построения гамма-телескопа с кодированной апертурой путём статистического моделирования, можно оценить основные характеристики сцинтилляционного гамма-телескопа, в котором КЧД выполнен в виде матрицы сцинтилляционных модулей либо используется сцинтилляционная гамма-камера. Точность оценок характеристик сцинтилляционного гамма-телескопа с кодированной апертурой можно существенно повысить, если использовать экспериментальные результаты определения характеристик гамма-камеры и телескопа на её основе с одним отверстием в коллиматоре.

3.1.2. Экспериментальные исследования сцинтилляционной гамма-камеры и телескопа на её основе с камерой-обскурой

Рассмотрим определение характеристик КЧД и методы их измерения на основе экспериментальных результатов определения этих характеристик гамма-камеры SGK338160. Эта гамма-камера разработана сотрудниками ВНИИМП под руководством С.Д. Калашникова [5]. Гамма-камера SGK338160 выполнена на основе сцинтилляционного детектора NaI(Tl) в форме плоского диска $\varnothing 312 \cdot 12$ мм. С торца через световод — $\varnothing 312 \cdot 12$ мм. Детектор просматривается тридцатью семью ФЭУ-184. Этот набор ФЭУ образует на поверхности световода гексагональную плотно упакованную структуру. Световод служит для формирования пространственной зависимости сигналов ФЭУ и уменьшения потерь света. Гамма-кванты, взаимодействуя в кристалле, образуют световые вспышки, которые регистрируются через световод ФЭУ. Благодаря световоду, отделяющему фотокатоды ФЭУ от сцинтиллятора, зоны чувствительности различных ФЭУ перекрываются. Поэтому каждую сцинтилляцию регистрируют сразу несколько ФЭУ. Амплитуды импульсов зависят как от расположения ФЭУ относительно сцинтилляции, так и от её интенсивности. Сигналы ФЭУ усиливаются предусилителями, а затем из них в виде линейных комбинаций формируются координатные X , Y и энергетические E сигналы гамма-камеры. В цифровом виде сигналы X , Y и E передаются в вычислительный комплекс, где происходит их обработка. Гамма-камера функционирует как позиционно-чувствительный детектор, так и как спектрометр энергии гамма-квантов.

За чувствительность гамма-камеры принимается отношение скорости счёта к плотности потока падающего гамма-излучения. Измерение чувствительности гамма-камеры SGK338160 проводилось для моноэнергетического гамма-излучения трёхрадиоактивных источников: ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs , из набора ОСГИ с энергиями 60, 122, 662 КэВ. Источник гамма-излучения располагался по центру входного окна гамма-камеры на расстоянии 1240 мм от него. Значения чувствительности (S) и фона (N_{ϕ}) составили:

$$S = 193 \text{ имп} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{кВ}^{-1}, N_{\phi} = 38,9 \text{ имп} \cdot \text{с}^{-1} \quad \text{—} \quad ^{241}\text{Am}, E_{\gamma} = 60 \text{ КэВ};$$

$S = 155 \text{ имп} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{кВ}^{-1}$, $N_{\phi} = 120,6 \text{ имп} \cdot \text{с}^{-1}$ — ^{57}Co , $E_{\gamma} = 122 \text{ КэВ}$;

$S = 98 \text{ имп} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{кВ}^{-1}$, $N_{\phi} = 21,5 \text{ имп} \cdot \text{с}^{-1}$ — ^{137}Cs , $E_{\gamma} = 662 \text{ КэВ}$.

Пространственное разрешение определяется как ширина на половине максимальной высоты пика амплитудного распределения координатного сигнала, полученного при регистрации гамма-излучения точечного коллимированного источника, помещённого непосредственно на входное окно гамма-камеры. Пространственное разрешение гамма-камеры SGK338160 измерялось для двух радиоактивных источников: ^{241}Am и ^{57}Co . Измерение пространственного разрешения проводилось в центральной области входного окна гамма-камеры. Значения измеренных величин пространственного разрешения — Δl , полученного при регистрации гамма-излучения точечного коллимированного источника, составили:

$\Delta l = 4,9 \pm 0,8 \text{ мм}$ для радиоактивного источника ^{241}Am , $E_{\gamma} = 60 \text{ КэВ}$;

$\Delta l = 4,2 \pm 0,8 \text{ мм}$ для радиоактивного источника ^{57}Co , $E_{\gamma} = 122 \text{ КэВ}$.

Результаты измерения пространственного разрешения показаны на рис. 12.

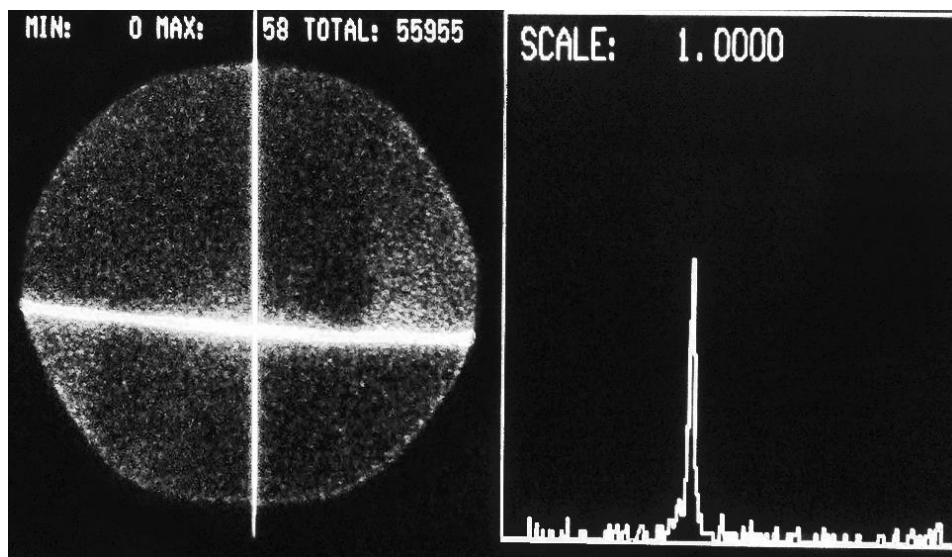


Рис. 12. Пространственное разрешение сцинтилляционной гамма-камеры при регистрации гамма-излучения радиоактивного источника ^{57}Co , $E_{\gamma} = 122 \text{ КэВ}$

За энергетическое разрешение сцинтилляционной гамма-камеры, как и детектора, принимается отношение ширины на полувысоте пика амплитудного распределения к положению максимума фотопика. Энергетическое разрешение измерялось при расположении радиоактивного источника по центру гамма-камеры на расстоянии 500 мм от входного окна. Регистрировалось гамма-излучение радиоактивных источников: ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs . Значения энергетического разрешения ε составили:

$\varepsilon = 23\%$ радиоактивный источник ^{241}Am , $E_\gamma = 60 \text{ КэВ}$;

$\varepsilon = 19\%$ радиоактивный источник ^{57}Co , $E_\gamma = 122 \text{ КэВ}$;

$\varepsilon = 14\%$ радиоактивный источник ^{137}Cs , $E_\gamma = 662 \text{ КэВ}$.

Изображение сцинтилляционной гамма-камеры характеризуется неоднородностью и нелинейностью. Геометрические искажения изображения количественно оцениваются показателем пространственной нелинейности. Этот параметр определяется как абсолютное максимальное отклонение изображения щели шириной 1 мм в свинцовой маске, полностью закрывающее входное окно гамма-камеры, от прямой линии, выраженное в миллиметрах. Показатель пространственной нелинейности составил не более 5 мм.

Неоднородность изображения гамма-камеры характеризует различие в скорости счёта, наблюдаемой на отдельных участках входного окна гамма-камеры, при регистрации излучения открытого точечного радиоактивного источника. Показатель U неоднородности определяется как: $U = (n_{\max} - n_{\min}) / (n_{\max} + n_{\min})$, где $n_{\max}$, $n_{\min}$ — соответственно максимальное и минимальное значения скорости счёта в элементе матрицы изображения. Показатель неоднородности измерялся при регистрации гамма-излучения радиоактивного источника ^{57}Co из набора ОСГИ, расположенного на расстоянии 100 см от входного окна гамма-камеры, и его величина составила 27,5%.

Приведённые методы измерения и экспериментальные результаты могут использоваться при разработке метрологического обеспечения измерений характеристик сцинтилляционных КЧД модульного типа, причём при регистрации и гамма-излучения и нейтронного излучения.

На основе гамма-камеры SGK338160 был разработан макет гамма-телескопа с камерой-обскуром. В состав телескопа, помимо гамма-камеры, входил коллиматор, который крепился к гамма-камере в плоскости входного окна. Он был выполнен в виде пирамиды, в основании которой лежал квадрат со стороной 395 мм. Высота пирамиды — $H = 240 \text{ мм}$, толщина боковых свинцовых граней составляла 20 мм. В вершине пирамиды был закреплён вольфрамовый диск толщиной 20 мм с коническим отверстием в центре, которое и являлось отверстием камеры-обскуры. Угол при вершине конуса составлял 90° , раскрытие конуса было направлено в сторону входного окна гамма-камеры, диаметр конического отверстия с внешней стороны коллиматора был равен $d = 10 \text{ мм}$. Гамма-камера со всех сторон, кроме входного окна, была окружена свинцовой защитой толщиной 50 мм.

Были измерены следующие характеристики макета сцинтилляционного гамма-телескопа с камерой-обскуром: чувствительность, угловое и энергетическое разрешения, поле зрения.

Измерение чувствительности макета гамма-телескопа проводилось аналогично измерению чувствительности гамма-камеры, как отношение скорости счёта к плотности потока падающего гамма-излучения, для гамма-излучения

радиоактивных источников: ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs . Расстояние между источником и вершиной коллиматора составляло 100 см. Значения чувствительности (S) и фона ($N_{\text{ф}}$) приведены в таблице.

Таблица

Значения чувствительности S , фона $N_{\text{ф}}$, коэффициентов качества Q_1 , Q_2 , минимальной плотности потока $N_{1\text{min}}$ сцинтилляционной гамма-камеры, макета гамма-телескопа с камерой-обскурой, гамма-телескопа с кодированной апертурой для гамма-излучения радиоактивных источников: ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs

Р.а. ис-к	Тип детектирующего устройства			$N_{\text{ф}}$ (имп/с)		S (имп·см ² ·кв ⁻¹)		Q_1 (отн. ед.)		$N_{1\text{min}}$ (кв·см ⁻² ·с ⁻¹)		Q_2 (отн. ед.)	
^{241}Am	Г-камера			39,0		189,0		30,3		$1,7 \cdot 10^{-1}$		21,0	
	К-обскура			$2,1 \cdot 10^{-2}$		0,52		3,6		1,4		2,5	
	К-А	555 см ²	323 см ²	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	92,5	54	24,3	18,5	0,21	0,27	14,5	11
^{57}Co	Г-камера			120,5		236,0		21,5		$2,3 \cdot 10^{-1}$		15,2	
	К-обскура			$7,8 \cdot 10^{-2}$		0,66		2,4		2,1		1,7	
	К-А	555 см ²	323 см ²	0,21	0,13	118	69	10,8	8,2	0,46	0,61	7,6	5,8
^{137}Cs	Г-камера			21,5		72,1		18,7		$2,7 \cdot 10^{-1}$		11	
	К-обскура			$1,55 \cdot 10^{-2}$		0,21		1,7		2,9		1,2	
	К-А	555 см ²	323 см ²	$4 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	38	22	9,9	7,6	0,5	0,66	7	5,3

В эксперименте угловое разрешение α_3 находилось как отношение ширины на полувысоте пика амплитудного распределения координатных сигналов, полученного при регистрации гамма-излучения точечного источника, к высоте коллиматора L_0 . Источник располагался на прямой, являющейся осью симметрии макета гамма-телескопа и проходящей через центр входного окна гамма-камеры перпендикулярно к нему, а также через отверстие в вершине коллиматора на расстоянии 100 см от него. Были получены следующие экспериментальные значения углового разрешения: $\alpha_3 = 2,7^\circ \pm 0,8^\circ$ ^{241}Am ; $\alpha_3 = 2,7^\circ \pm 0,48^\circ$ ^{57}Co . Расчётное значение по формуле $\gamma = \arctg(d / L_0)$ углового разрешения составляет $2,4^\circ$ ($\alpha_p = 2,4^\circ$). В пределах ошибки экспериментальное и расчётное значение углового разрешения совпадают: $\alpha_p = \alpha_3$.

Экспериментально поле зрения Ω_3 определялось при регистрации изображения точечного радиоактивного источника ^{57}Co , перемещаемого в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси симметрии макета гамма-телескопа. Расстояние, отчитываемое по оси симметрии от вершины коллиматора до точки пересечения оси с прямой, задающей направление перемещения источника L_v , составляло 100 см ($L_v = 100$ см). Фиксировалась величина перемещения r , при котором изображение источника располагалось в рабочей

области входного окна гамма-камеры. Величина Ω_3 находилась по формуле $\Omega_3 = 2 \cdot \arctg(r / L_v)$ и составила $\Omega_3 = 53^\circ$, что в пределах ошибки совпадает с расчётным значением, которое определялось по формуле $\Omega_3 = 2 \cdot \arctg(D / (2 \cdot H))$, $D = 312$ мм и составило 57° .

Энергетическим разрешением макета гамма-телескопа является энергетическое разрешение гамма-камеры, измеряемое при расположении источника гамма-излучения в вершине коллиматора по оси конического входного отверстия. Значения энергетического разрешения ε составили: $\varepsilon = 14,4\%$ — ^{241}Am ; $\varepsilon = 12,3\%$ — ^{57}Co ; $\varepsilon = 9,6\%$ — ^{137}Cs .

В таблице приведены значения чувствительности S , фона N_ϕ , коэффициентов качества Q_1 , Q_2 , минимальной плотности потока $N_{1\min}$ сцинтилляционной гамма-камеры, макета гамма-телескопа с камерой-обскуром и с кодированной апертурой. Величины Q_1 , Q_2 эквивалентны соотношению сигнал/шум (SNR). Коэффициент качества $Q_1 = S / N_\phi^{0,5}$ определяет минимальную обнаруживаемую плотность потока излучения при определённой вероятности ложного обнаружения. При плотности потока $N_{1\min} = 5 / (Q_1 \cdot T^{0,5})$ ($T = 1$ с — время измерения) от исследуемого источника число зарегистрированных гамма-квантов за секунду превышает среднее квадратичное отклонение фонового излучения в пять раз, т.е. $N_{1\min}$ — минимальная обнаруживаемая плотность потока излучения, при вероятности ложного обнаружения $\sim 10^{-6}$. Коэффициент качества $Q_2 = S / (n_\gamma \cdot S + 2 \cdot N_\phi)^{0,5}$ (n_γ — плотность потока гамма-квантов) является величиной обратно пропорциональной величине относительной статистической погрешности измерения (отношение среднего квадратичного отклонения к среднему значению плотности потока) плотности потока гамма-излучения. Величина Q_2 определяет минимальную плотность потока гамма-квантов, при которой относительная статистическая погрешность измерения плотности потока не превосходит заданной величины. Значения Q_2 вычислены при $n_\gamma = 10^{-2}$ кв · см⁻² · с⁻¹.

Оценки характеристик гамма-телескопа с кодированной апертурой были сделаны для КЧД в виде гамма-камеры $\varnothing 312 \times 12$ мм (рабочая область $\varnothing 266 \times 12$ мм, $S = 555$ см²) и КЧД с размером входного окна КЧД 190×170 мм² $S = 323$ см². При расчёте параметров телескопа с гамма-камерой была скорректирована площадь отверстия в камере-обскуре, с учётом пропускания гамма-излучения радиоактивных источников: ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs , она принималась равной 1,5 см². Также при расчёте учитывалось увеличение фона детектора гамма-телескопа с кодированной апертурой за счёт увеличения площади отверстий в коллиматоре, их количества по сравнению с одним отверстием в камере-обскуре. Значения фона в одном пикселе изображения с площадью 1,5 см² приведены в таблице 1. Для гамма-телескопа с размером входного окна КЧД $\sim 19 \times 17$ см² принимались следующие значения параметров: площадь отверстия в коллиматоре ~ 1 см² — 10×10 мм²,

$\Delta\alpha \approx 2^\circ$, $L_0 \approx 300$ мм, $\varphi \approx 40^\circ$, $r = 19$, $s = 17$, размеры маски $\sim 37 \times 33$ см², количество отверстий в кодированной базовой маске $N_0 \approx 161$. В гамма-телескопе с кодированной апертурой чувствительность (S_{KN}), фон ($N_{ФKN}$), отношение сигнал/шум (SNR_{KN}) увеличиваются по сравнению с одной камерой-обскурой (S_1 , $N_{Ф1}$, SNR_1) — $S_{KN} = N_0 \cdot S_1$; $N_{ФKN} = 2N_0 \cdot N_{Ф1}$; $SNR_{KN} = (N_0 / 2)^{0,5} \cdot SNR_1$; $K = (N_0 / 2)^{0,5}$, при $N_0 \approx 161$, $K \approx 9$.

Из таблицы видно, что с увеличением энергии регистрируемого излучения значения величин Q_1 , Q_2 уменьшаются за счёт уменьшения эффективности регистрации и увеличения фона. Тем не менее за ~ 10 с возможны обнаружение и локализация с точностью ~ 3 метров источника ^{137}Cs , активностью ~ 10 мК и с расстояния ~ 100 метров.

Несмотря на такие довольно высокие параметры гамма-камеры, в интроскопах с кодированной апертурой для большей чувствительности, эффективности регистрации и загрузки целесообразно использовать более компактный КЧД в виде матрицы сцинтилляционных CsI(Tl) модулей на основе кремниевых фотодиодов типа гамма-камеры Digirad 2020tc Imager. Гамма-камера Digirad 2020tc Imager — это сцинтилляционный КЧД, состоит из 4096 детекторов CsI(Tl) ($3 \times 3 \times 6$ мм) с кремниевыми фотодиодами, скомпонованных в одну матричную конструкцию площадью 21×21 см. Максимальная загрузка — $2,5 \cdot 10^5$ имп/с [6].

3.2. КЧД для регистрации смешанного гамма-нейтронного излучения

Достаточно актуальной проблемой при исследованиях в современной ядерной физике является измерение спектральных и временных характеристик смешанных гамма-нейтронных полей. Такие задачи возникают при исследованиях физических процессов, при изучении термоядерных и ядерных реакций, при исследованиях на ускорителях, нейтронных генераторах. При таких экспериментах может возникать смешанное излучение, в основном гамма-нейтронное. Поэтому наибольшую информацию в таких экспериментах можно получить, используя детекторы, которые позволяют проводить избирательную регистрацию электронов и протонов. К ним относятся сцинтилляционные детекторы с цифровой идентификацией частиц по форме импульса (СД) и черенковские детекторы (ЧД), которые регистрируют только электроны (протоны с высоких энергий), в том числе и в импульсном режиме [7–10].

Помимо регистрации спектральных и временных характеристик смешанных гамма-нейтронных полей, можно рассмотреть возможность регистрации изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения. Причём для такой регистрации целесообразно проанализировать возможность использования интроскопов с кодированной апертурой [1] на основе координатно-чувствительных детекторов (КЧД), которые могут проводить изби-

рательную регистрацию электронов и протонов. Такие КЧД могут быть разработаны на основе СД с цифровой идентификацией частиц по форме импульса и ЧД. Интроскоп с кодированной апертурой и таким КЧД позволяет получать в эксперименте сразу два отдельных изображения — это изображение нейтронных источников и изображение гамма-источников. Причём такие интроскопы с кодированной апертурой при выборе соответствующего КЧД будут обладать высоким временным разрешением до 1 нс и позволят регистрировать изображение импульсных процессов.

Сцинтилляционные детекторы с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов по форме импульса строятся на основе органических монокристаллов стильбена, паратерфинила и некоторых жидких сцинтилляторов. В них сцинтилляционный импульс имеет короткий фронт (~ 1 нс), а спад характеризуется наличием быстрой ($\tau_1 \approx 5$ нс) и медленной ($\tau_2 \approx 300$ нс) компонент. Форма и интенсивность медленной компоненты существенно зависят от удельных ионизационных потерь. При этом соотношение между зарядом от быстрой компоненты и полного заряда составляет $\sim 0,5$ – $0,6$ для протонов и $\sim 0,8$ – $0,85$ для электронов. На рисунке 13 изображены импульсные характеристики [8, 10] детектора на основе стильбена и ФЭУ HR6095, нормированные на единицу, полученные при регистрации γ -квантов (^{137}Cs) и нейтронов (^{252}Cf) в энергетическом диапазоне 30–800 кэВ. На этом различии и строятся методы идентификации частиц по форме импульса.

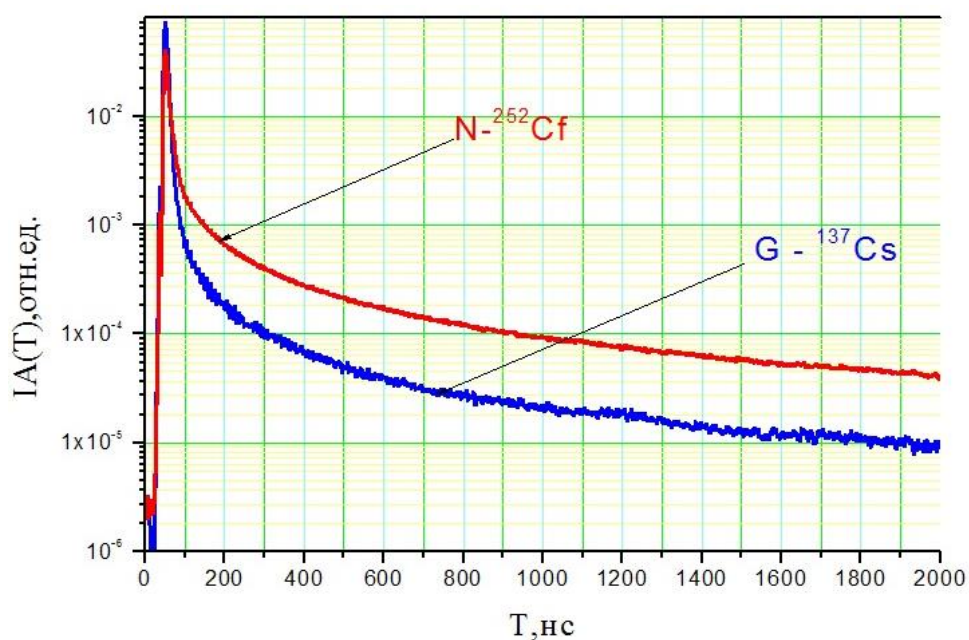


Рис. 13. Импульсные характеристики детектора на основе стильбена, нормированные на единицу, полученные при регистрации γ -квантов (^{137}Cs) и нейтронов (^{252}Cf)

Для регистрации светового излучения сцинтилляторов используются ФЭУ с высоким временным и энергетическим разрешением типа Hamamatsu R6095. Такой тип ФЭУ был выбран исходя из значения постоянной быстрой компоненты высвечивания сцинтиллятора (~ 5 нс). Временное разрешение ФЭУ Hamamatsu R6095 составляет $\tau_{0,5} \approx 4,5$ нс ($\tau_{\phi} \approx 4$ нс), а энергетическое — $< 9\%$ (^{57}Co , NaI(Tl)), это позволяет получить высокое временное и энергетическое разрешение детектора и обеспечить предельно высокие параметры идентификации нейтронов и гамма-квантов.

Для преобразования аналоговых сигналов детектора с длительностью фронта $\tau_{\phi} \approx 4$ нс в цифровую форму используются АЦП с частотой дискретизации 1 ГГц, полосой пропускания — 300 МГц [11, 12].

В цифровом методе оптимального фильтра идентификации нейтронов и гамма-квантов [13] зарегистрированной частице (γ -кванту и нейтрону) сопоставляется нормально распределённая случайная величина S (S_{γ} , S_n),

$S = \sum_{i=1}^N p_{oi} q_{i\gamma(in)}$, $q_{i\gamma(in)}$ — компоненты заряда, создаваемые в анодной цепи

ФЭУ за время $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$. Эти компоненты $q_{i\gamma(in)}$ являются независимыми случайными величинами с дисперсией $\sim q_{i\gamma(in)}$. Вводится критерий $K1$:

$K1 = (DS_n + DS_{\gamma}) / (\overline{S_{\gamma}} - \overline{S_n})^2$. Из минимума $K1$ находятся $p_{oi} = (\overline{q_{i\gamma}} - \overline{q_{in}}) / (\overline{q_{i\gamma}} +$

$+\overline{q_{in}})$ — коэффициенты оптимального фильтра. Здесь $\overline{q_{i\gamma}}$ — средние значения компонент заряда, полученные при регистрации γ -квантов; $\overline{q_{in}}$ — средние значения компонент заряда, полученные при регистрации нейтронов. При определении типа зарегистрированной частицы анализируется сумма

компонент заряда q_i , вызванных регистрацией данной частицы $S = \sum_{i=1}^N p_{oi} q_i$.

Если $S < 0$, то зарегистрированная частица идентифицируется как гамма-квант, если $S > 0$, то как нейтрон. Результат идентификации определяется тем, реализацией какой случайной величины S_{γ} или S_n является сумма S . Совокупность максимальных значений коэффициента блокировки $K_{\text{БЛ}} = NS_{\gamma} / NS_n$ и эффективности идентификации $\varepsilon_N = NS_n / (NS_{\gamma} + NS_n)$ (NS_{γ} , NS_n — число импульсов в гамма-канале и нейтронном) достигается при коэффициентах оптимального фильтра, т.е. при минимуме критерия $K1$. Помимо критерия $K1$, можно сформулировать другие условия экстремума, которые позволяют находить коэффициенты p_{ki} , соответствующие максимальному коэффициенту блокировки, при заданной эффективности идентификации.

Так, задавая минимальное значение эффективности идентификации, что эквивалентно неравенству $DS_n / \overline{S_n}^2 < \alpha$, значения t_i , p_{ki} , которые соответ-

ствуют максимальному коэффициенту блокировки, находятся из условия минимума относительной дисперсии: $K2 = DS_\gamma / \overline{S_\gamma}^2$, при ограничении $DS_n / \overline{S_n}^2 < \alpha$, $\overline{S_\gamma} < 0$, $\overline{S_n} > 0$. Зависимость коэффициентов оптимального фильтра $p_{oi}(t_i)$ и коэффициентов $p_{ki}(t_i)$, полученных по критерию $K2$, от времени приведена на рис. 14.

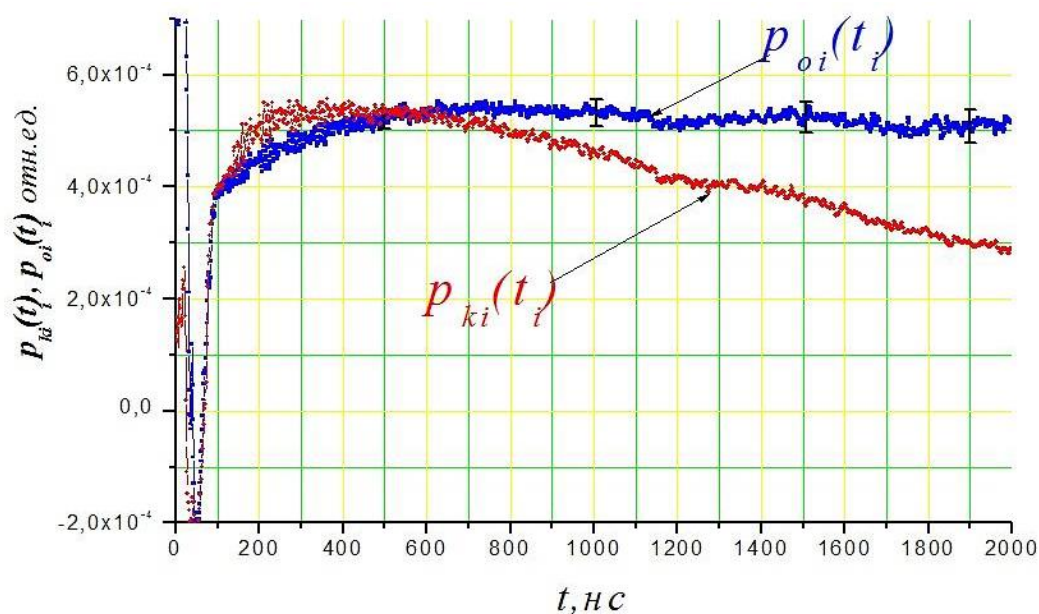


Рис. 14. Зависимости коэффициентов $p_{ki}(t_i)$ и $p_{oi}(t_i)$ в сумме S от времени, полученные при регистрации детектором на основе стильбена γ -квантов (^{137}Cs) и нейтронов (^{252}Cf)

Рисунок 15 является графической иллюстрацией определения коэффициентов оптимального фильтра и коэффициентов p_{ki} . На этом рисунке линией красного цвета показано дифференциальное распределение случайной величины S , полученное с использованием коэффициентов p_{oi} , синей линией — полученное с использованием коэффициентов p_{ki} . При идентификации коэффициенты $p_{ki}(t_i)$ обеспечивают несколько меньшую эффективность идентификации нейтронов и больший коэффициент блокировки γ -квантов, чем при использовании коэффициентов p_{oi} , что и отражено на рис. 15 в виде смещения кривых. Значения коэффициентов блокировки гамма-квантов и эффективности идентификации нейтронов могут быть оптимизированы путём расчёта коэффициентов p_{ki} с целью уменьшения искажений теневых нейтронных и гамма-изображений при регистрации смешанного гамма-нейтронного излучения.

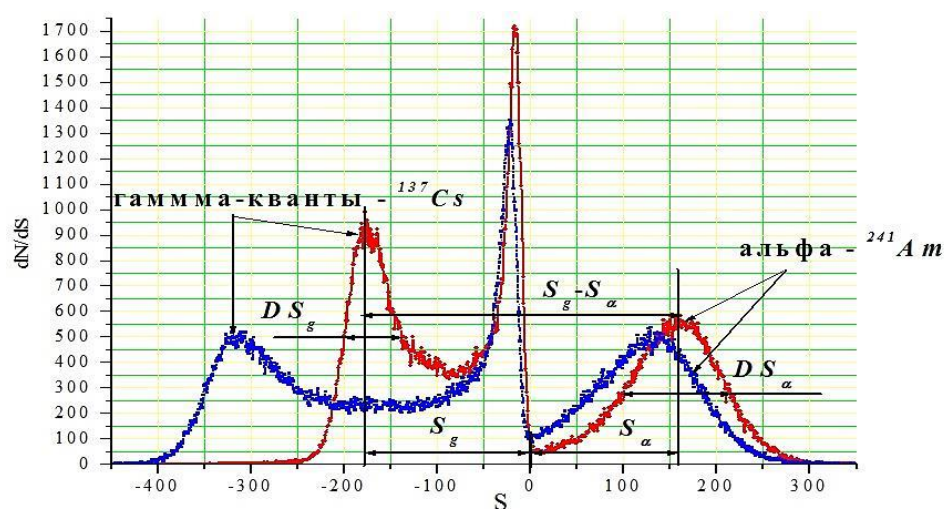


Рис. 15. Дифференциальные распределения случайных величин S_γ и S_α , полученные при регистрации γ -квантов и α -частиц. Показано распределение, полученное с использованием $p_{oi}(t_i)$ (красная линия) и $p_{ki}(t_i)$ (синяя линия)

Для проведения цифровой идентификации нейтронов и гамма-квантов и вычисления суммы $S = \sum_{i=1}^N p_i q_i$ необходимо провести поиск максимумов им-

пульсов детекторов. По значению времени, соответствующему максимуму функции $A(t_i)$, устанавливалось соответствие временной зависимости импульса тока детектора $A(t_i)$ и коэффициентов $p_{ki}(t_i)$. Поиск и определение максимумов (экстремумов) временной зависимости тока детектора $A(t_i)$ проводилось цифровой корреляционной фильтрацией. В качестве фильтра применялась функция Гаусса. На рисунке 16 изображена осциллограмма тока детектора, полученная при регистрации γ -кванта изотопа ^{133}Ba в энергетическом диапазоне 2–35 кэВ (E_e). На осциллограмме видны импульсы, вызванные регистрацией отдельных фотонов быстрой и медленной компонент.

При составлении суммы S , помимо определения коэффициентов $p_{ki,oi}(t_i)$, требуется выбрать оптимальный временной интервал T_N , на котором выполняется алгоритм идентификации. Существуют несколько вариантов оптимизации T_N , но при этом для временного интервала должно выполняться $200 \leq T_N \leq 2000$ нс. Если длительность между импульсами меньше 500 нс, принимается величина $T_N = 500$ нс и выполняется процедура режекции импульсов. Алгоритм режекции предполагает, что только первый максимум в интервале $T_N = 500$ нс вызван регистрацией частицы, остальные являются фоновыми и могут привести к ложной идентификации. Поэтому экстремумы временной зависимости тока детектора $A(t_i)$, начиная со второго, заменяются нулевыми значениями. Скорректированная функция тока детектора $A(t_i)$

используется для идентификации типа частицы. На рисунке 17 изображён импульс тока детектора от гамма-квантов (^{137}Cs), содержащий три экстремума, второй (2) заменён нулевым значением. Без этой процедуры импульс 1 идентифицируется как импульс от нейтрона.

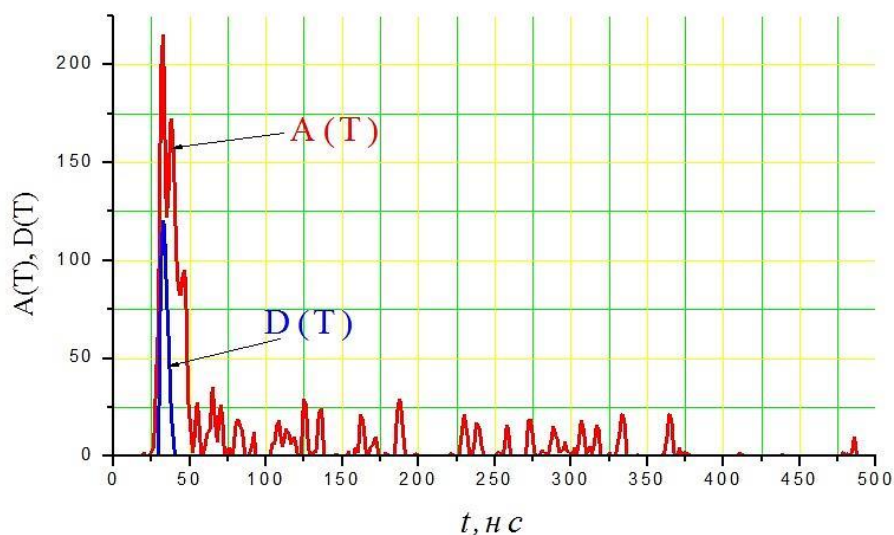


Рис. 16. Зависимость тока детектора на основе стильбена и ФЭУ HR6095 от времени $A(t_i)$ и соответствующая ей корреляционная функция $D(t_i)$, полученные при регистрации γ -квантов источника ^{133}Ba

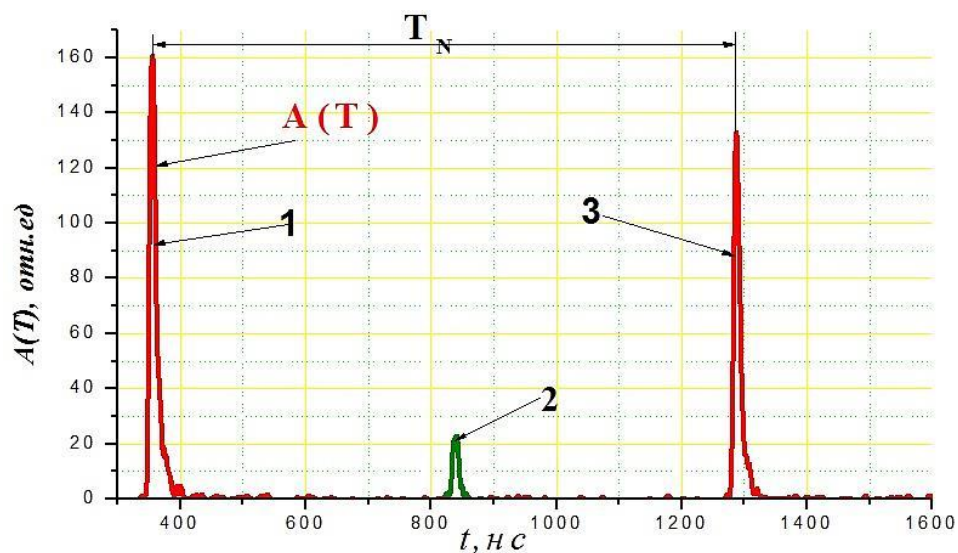


Рис. 17. Импульс тока детектора от гамма-квантов (^{137}Cs), содержащий три экстремума, второй (2) заменён нулевым значением

Разрядность АЦП для преобразования аналоговых сигналов детектора и осуществления цифровой идентификации определяется соотношением между амплитудой импульса ФЭУ от быстрой компоненты сцинтилляционного импульса и амплитудой одноэлектронного импульса, а также динамическим диапазоном энергий регистрируемого излучения. В диапазоне энергий регистрируемого излучения 10–500 кэВ (E_e) для осуществления цифровой идентификации необходим АЦП с частотой дискретизации ~ 1 ГГц и разрядностью — 12 бит. Можно использовать два АЦП с частотой дискретизации 1 ГГц и разрешением 8 бит. Для увеличения динамического диапазона регистрации амплитуд входного сигнала импульс детектора подаётся одновременно на два канала устройства с разной чувствительностью с дальнейшим объединением цифровых сигналов первого и второго каналов в один [7, 10, 11].

Таким образом, алгоритм цифровой идентификации частиц состоит из операций:

- поиск и определение максимумов (экстремумов) временной зависимости тока детектора $A(t_i)$;
- определение временного интервала для проведения идентификации типа частицы, устранение наложения импульсов (режекция импульсов);
- вычисление сумм $S = \sum_{i=1}^N A(t_i) \cdot p_{oi(ki)}(t_i)$ и $Q = \sum_{i=1}^N A(t_i)$. Если $S > 0$, то частица — нейтрон, если $S < 0$, то γ -квант.

Экспериментально исследовались характеристики сцинтилляционных детекторов с цифровой идентификацией частиц по форме импульса при регистрации нейтронного и гамма-излучения. Регистрировалось нейтронное и гамма-излучение источников ^{137}Cs , Pu-Be, ^{252}Cf и излучение нейтронного генератора с энергией 2,5 и 14,5 МэВ.

На рисунках 18 и 19 изображены амплитудные распределения импульсов в гамма канале G и в нейтронном канале N , полученные при регистрации γ -квантов источника ^{137}Cs и при регистрации излучения генератора нейтронов с энергией 2,5 МэВ при загрузке $4,5 \cdot 10^5$ имп/с. На рисунках 20 и 21 изображены энергетические распределения нейтронного излучения, полученные при регистрации γ -квантов и нейтронов радиоактивных источников Pu-Be и ^{252}Cf , и на рис. 22 — энергетическое распределение нейтронного излучения, полученное при регистрации излучения нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ.

Такой вариант построения КЧД на основе сцинтилляционных модулей с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов по форме импульса позволяет обеспечить следующие характеристики КЧД. Энергетические диапазоны регистрации и измерения спектрального состава нейтронного и γ -излучения в смешанных полях составляют для нейтронов $\sim 0,2$ –15 МэВ,

для гамма-квантов — $\sim 0,015\text{--}7$ МэВ. Параметры идентификации в энергетическом диапазоне $\sim 15\text{--}600$ кэВ (E_e) составили: коэффициент блокировки γ -квантов $\sim 10^4\text{--}10^3$ при загрузке $\sim 1,5 \cdot 10^5\text{--}5 \cdot 10^5$ имп/с, эффективность идентификации нейтронов $\sim 0,9$ при загрузке $1,4 \cdot 10^6$ имп/с. Для энергии ~ 10 кэВ (E_e) значения коэффициента блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов составили соответственно ~ 300 и $\sim 0,75$. Энергетическое разрешение по энергии гамма-излучения $0,662$ МэВ (^{137}Cs) составляет не хуже 9%. Эффективность регистрации нейтронов детектором на основе стилибена толщиной 4 см составляет $0,6\text{--}0,15$ в диапазоне энергий $0,5\text{--}10$ МэВ.

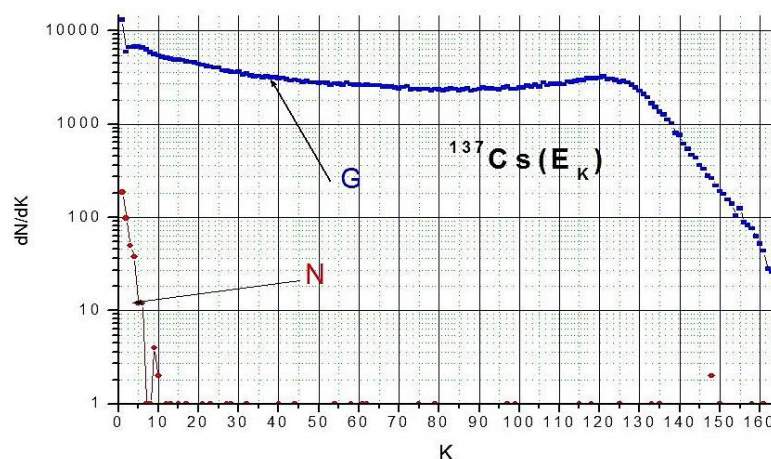


Рис. 18. Амплитудные распределения импульсов в гамма канале G и в нейтронном канале N , полученные при регистрации γ -квантов источника ^{137}Cs . (С третьего канала, $E \sim 0,1$ МэВ по протонам отдачи, $K_{\text{БЛ}} > 100$)

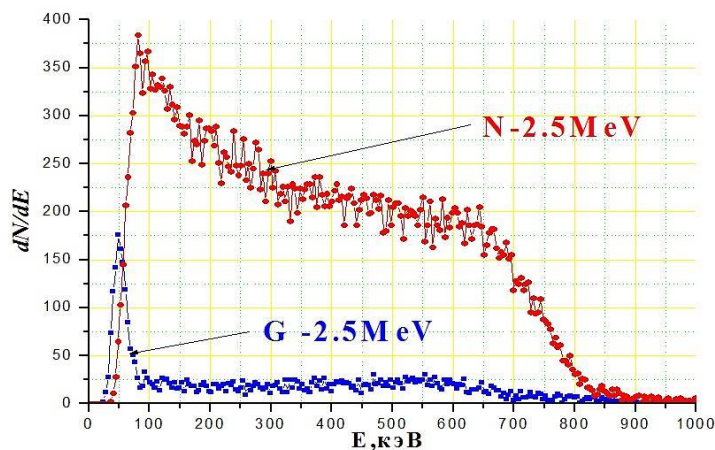


Рис. 19. Амплитудные распределения импульсов в гамма канале G и в нейтронном канале N , полученные при регистрации излучения генератора нейтронов с энергией $2,5$ МэВ при загрузке $4,5 \cdot 10^5$ имп/с

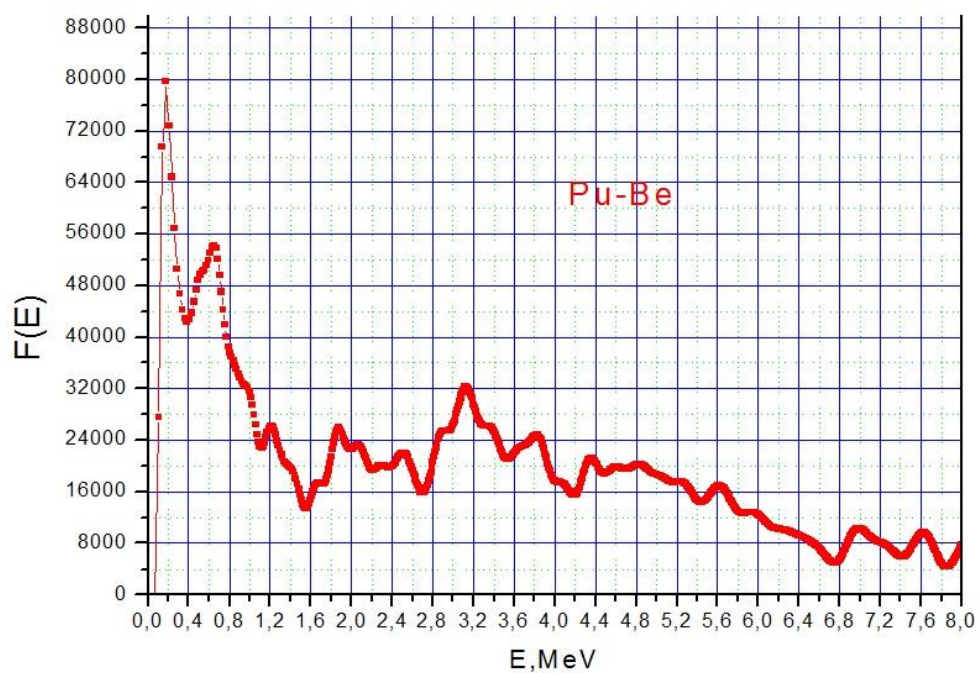


Рис. 20. Энергетическое распределение нейтронного излучения, полученное при регистрации γ -квантов и нейтронов радиоактивного источника Pu-Be

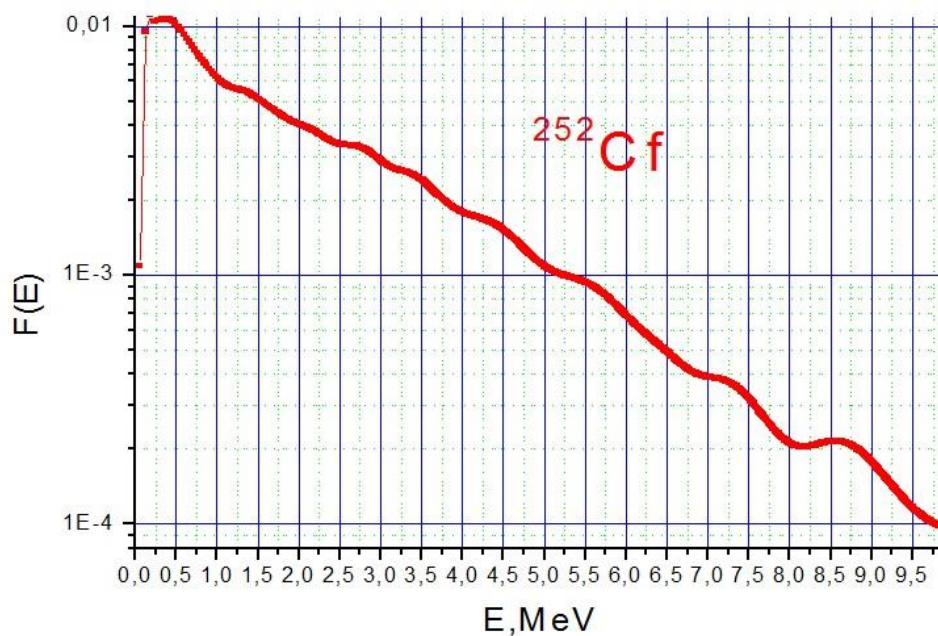


Рис. 21. Энергетическое распределение нейтронного излучения, полученное при регистрации γ -квантов и нейтронов радиоактивного источника ^{252}Cf

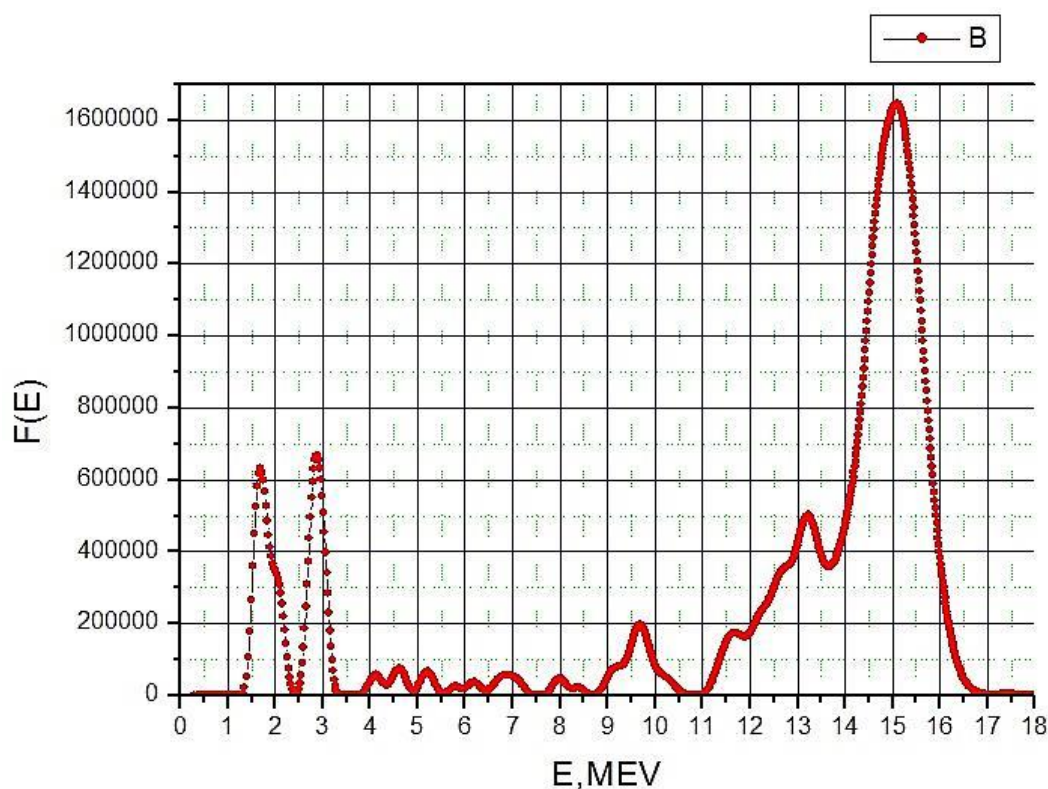


Рис. 22. Энергетическое распределение нейтронного излучения, полученное при регистрации излучения нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ

Для измерения спектральных и временных характеристик импульсных смешанных n, γ -полей с регистрацией и разрешением во времени отдельных γ -квантов и нейтронов при нагрузках до $\sim 2 \cdot 10^8$ имп/с можно использовать систему из двух быстрых детекторов ($\tau_{0,5} \approx 1\text{--}2,5$ нс), один — на основе быстрого пластмассового сцинтиллятора для регистрации нейтронов и γ -квантов, другой — для избирательной регистрации γ -квантов и дискриминации нейтронов на основе черенковского радиатора. В экспериментальных исследованиях для получения минимального временного разрешения ($\tau_{0,5} < 1,5$ нс) использовался СД на основе цилиндрического полированного пластмассового быстрого сцинтиллятора Б-18 ($\tau_{0,5} < 1$ нс) диаметром $\varnothing 50$ мм и высотой 100 мм и ФЭУ СНФТ-18 с временным разрешением не хуже 1 нс [9].

В черенковских детекторах (ЧД) используют излучение Черенкова — Вавилова, испускаемое релятивистскими частицами, когда их скорость превышает световую. Важнейшими особенностями ЧД являются высокое временное разрешение и то, что излучение в них начинается с определённой пороговой энергии. В ЧД используются органические радиаторы, наиболее часто — из оргстекла. Также применяются и неорганические радиаторы.

Пороговая энергия для комптоновских электронов в радиаторе из оргстекла составляет 178 кэВ [9], а это обеспечивает возможность эффективной регистрации γ -квантов с энергии большей нескольких сотен кэВ. Регистрация нейтронного излучения начинается по энергии протонов — в оргстекле с 326 МэВ. Благодаря этому ЧД и обладают высокой избирательной чувствительностью регистрации нейтронного и гамма-излучения. В экспериментальных исследованиях ЧД состоял из окрашенного цилиндрического радиатора из оргстекла диаметром $\varnothing 50$ мм и высотой 100 мм и ФЭУ НАМАМАТСУ R1828-01 с двенадцатью диодами и большим коэффициентом усиления. Временное разрешение ЧД составляет $\tau_{0,5} \approx 2,5$ нс, и оно определяется импульсными характеристиками радиатора ($\tau_{0,5} \leq 1$ нс) и ФЭУ ($\tau_{0,5} \approx 2,5$ нс). Импульсная характеристика вычислялась как среднее по массиву импульсов тока детектора, вызванных регистрацией отдельных гамма-квантов. На рисунке 23 представлены импульсные характеристики детекторов СД и ЧД. Такие высокие значения импульсных характеристик СД и ЧД и позволяют регистрировать γ -кванты и нейтроны при нагрузках до $\sim 2 \cdot 10^8$ имп/с. На рисунке 24 представлены осциллограммы тока сцинтилляционного (СД) и черенковского детектора (ЧД), полученные при регистрации импульса нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ. Средняя нагрузка СД и ЧД детекторов составила $2,0 \cdot 10^8$ имп/с и $0,5 \cdot 10^8$ имп/с соответственно.

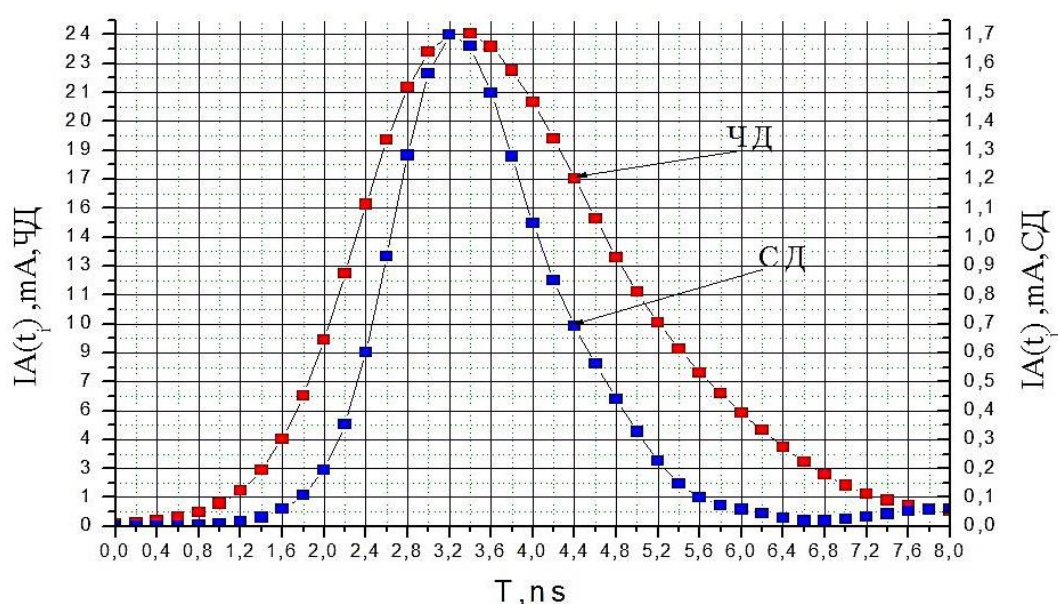


Рис. 23. Импульсные характеристики сцинтилляционного и черенковского детекторов, полученные при регистрации излучения радиоактивных источников ^{60}Co и Pu-Be

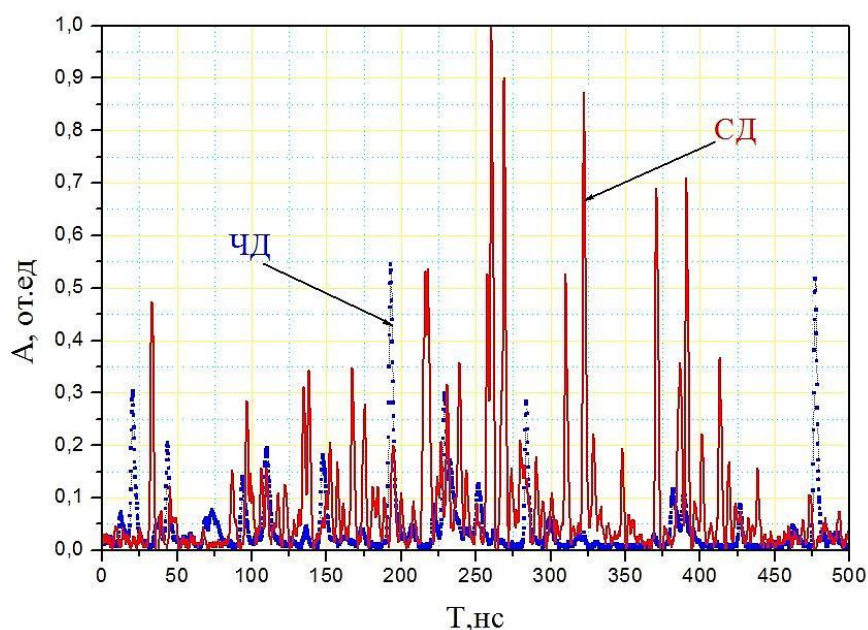


Рис. 24. Осциллограммы тока сцинтилляционного (СД) и черенковского детектора (ЧД), полученные при регистрации импульса нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ

Особенностью черенковского радиатора является малый световыход — в ~ 10 – 100 раз меньше, чем в пластмассовом сцинтилляторе (в зависимости от типа и окраски сцинтиллятора) [9]. Поэтому в ЧД и был выбран ФЭУ с большим коэффициентом усиления. Из-за малого световыхода и низкого энергетического разрешения проведение энергетической калибровки ЧД по краю комптоновского распределения невозможно. Поэтому энергетическая калибровка, т.е. определение соотношения между поглощённой энергией γ -кванта и амплитудой импульса ЧД, базировалась на линейной зависимости количества фотонов черенковского излучения от поглощённой энергии комптоновского электрона (рис. 25, $E \geq \sim 0,5$ МэВ) и проводилась измерением токовой чувствительности ЧД [9].

СД с цифровой идентификацией частиц по форме импульса, а также быстрые СД и ЧД применялись для различных исследований спектрально-временных параметров смешанных гамма-нейтронных полей. Этими детекторами исследовалось нейтронное излучение импульсных нейтронных генераторов с энергией 2,5 и 14,5 МэВ.

Измерялись временные характеристики, плотность потока, оценивались энергетические распределения нейтронов и гамма-квантов. На рисунке 26 приведены амплитудные распределения в нейтронном и гамма-канале, полученные при регистрации детектором на основе стильбена излучения импульса генератора нейтронов с энергией 2,5 МэВ при нагрузке $1,4 \cdot 10^6$ имп/с.

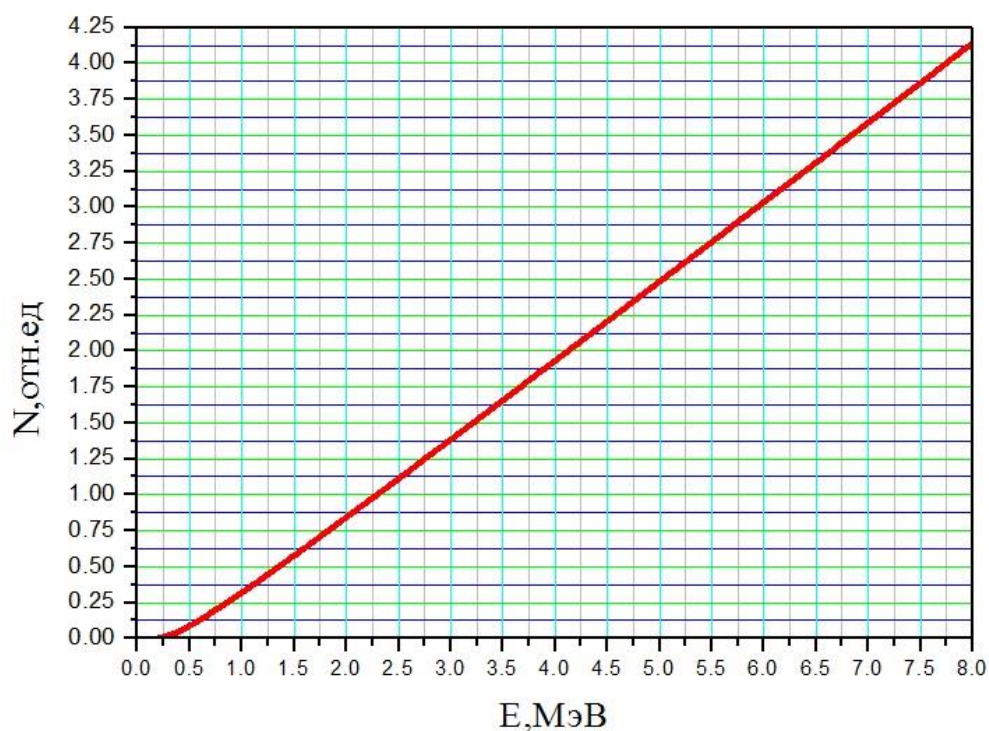


Рис. 25. Зависимость количества фотонов черенковского излучения от поглощённой энергии комптоновского электрона

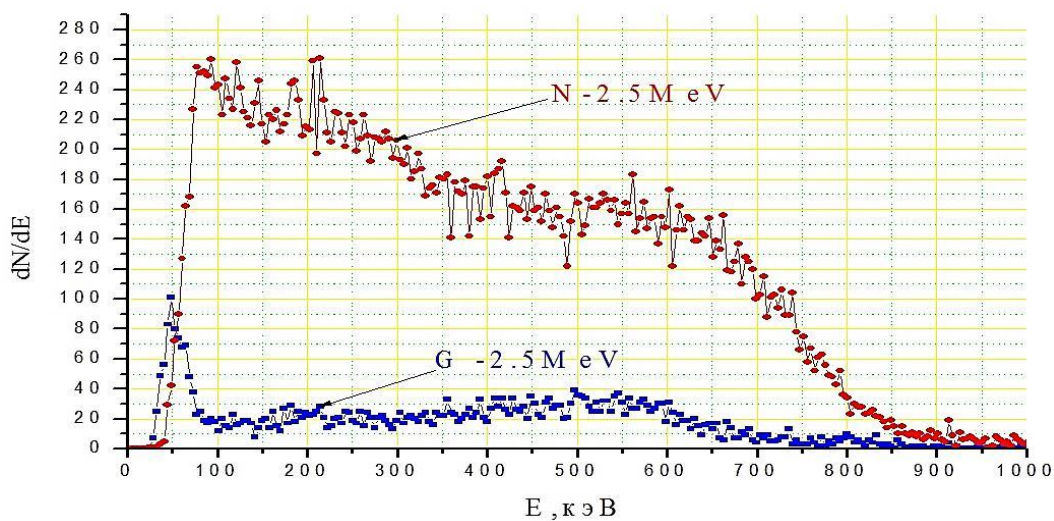


Рис. 26. Амплитудные распределения в нейтронном и гамма-канале, полученные при регистрации детектором на основе стильбена излучения импульса нейтронного генератора с энергией 2,5 МэВ при загрузке $1,4 \cdot 10^6$ имп/с

В энергетическом диапазоне 30–800 кэВ (по энергии комптоновских электронов E_e) при загрузке $\sim 1,4 \cdot 10^6$ имп/с как нейтроны было идентифицировано $\sim 90\%$ зарегистрированных импульсов, остальные 10% — как γ -кванты. При этом коэффициент блокировки γ -квантов составил $\sim 10^4$ – 10^3 при загрузке $\sim 1,5 \cdot 10^5$ – $5 \cdot 10^5$ имп/с, а эффективность идентификации нейтронов $\sim 0,9$. На рисунке 27 приведены амплитудные распределения импульсов СД и ЧД, полученные при регистрации импульса нейтронного генератора с энергией 2,5 МэВ. Средняя загрузка СД и ЧД составила $1,2 \cdot 10^8$ имп/с и $1,5 \cdot 10^7$ имп/с соответственно. Амплитудное распределение импульсов СД, вызванное регистрацией только нейтронов, находилось как разность распределений СД и ЧД. При этом эффективности регистрации γ -излучения СД и ЧД предполагались равными, а различие их энергетических разрешений не учитывалось. Край спектра протонов отдачи из-за невысокого энергетического разрешения выражен нечётко. По энергетической шкале (E_e) краю протонов отдачи (половина максимума края амплитудного распределения протонов отдачи) соответствует энергия $\sim 0,7$ МэВ. Из анализа амплитудных спектров было получено, что отношение количества зарегистрированных в СД γ -квантов к количеству нейтронов составляет ~ 5 – 10% .

Такое совпадение соотношения для количества зарегистрированных частиц между γ -квантами и нейтронами в разных экспериментах подтверждает, что использование системы из быстрых сцинтилляционного и черенковского детекторов позволяет измерять спектрально-временные характеристики смешанных n, γ -полей при загрузках до $2 \cdot 10^8$ имп/с.

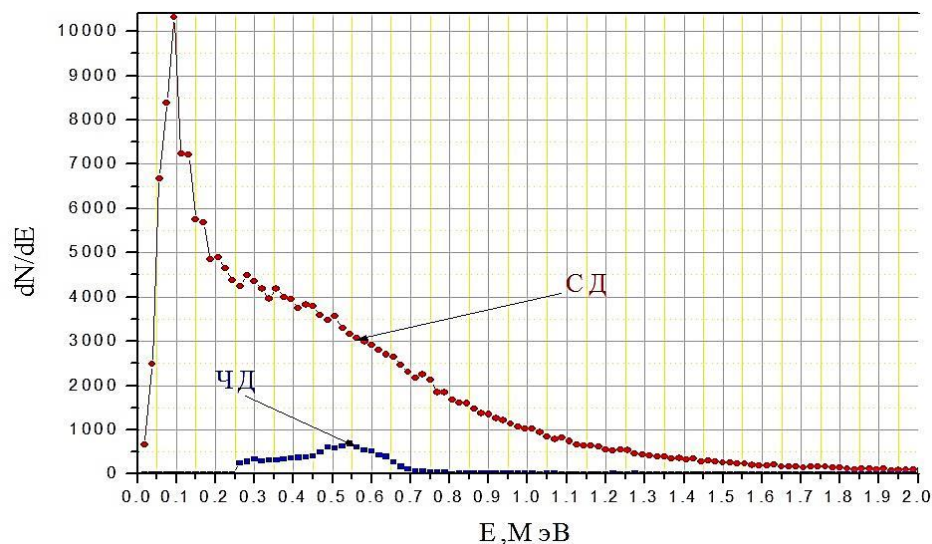


Рис. 27. Амплитудные распределения импульсов СД и ЧД, полученные при регистрации импульса нейтронного генератора с энергией 2,5 МэВ

Таким образом, сцинтилляционный КЧД, построенный в виде матрицы модульных СД, с цифровой идентификацией частиц по форме импульса, позволяет осуществлять регистрацию и идентификацию нейтронов и гамма-квантов при загрузках модульного детектора до $\sim 10^6$ имп/с. А черенковский КЧД на основе модульных черенковских детекторов позволяет осуществлять регистрацию гамма-квантов при загрузках модульного детектора до $\sim 2 \cdot 10^8$ имп/с. При этом сохраняются и все остальные характеристики модульных СД, с цифровой идентификацией и ЧД, входящих в КЧД. ЧКЧД может использоваться для регистрации импульсного излучения.

Аналогичный эксперимент по измерению амплитудных распределений импульсов СД и ЧД был проведён при регистрации излучения импульсного нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ. На рисунке 28 приведены амплитудные распределения импульсов СД и ЧД, полученные при регистрации импульса нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ. Средняя загрузка СД и ЧД составила $2,0 \cdot 10^8$ имп/с и $0,5 \cdot 10^8$ имп/с соответственно. При этом также эффективности регистрации γ -излучения СД и ЧД предполагались равными. Поэтому амплитудное распределение импульсов СД, вызванное регистрацией только нейтронов, находилось как разность распределений СД и ЧД. Это распределение показано на рис. 28 кривой СД-ЧД. Из амплитудных распределений, вызванных нейтронами и γ -квантами, было получено, что отношение количества зарегистрированных СД γ -квантов к количеству нейтронов составляет $\sim 30\text{--}35\%$. При построении амплитудных распределений не учитывались наложенные импульсы. Критерием того, что импульс вызван регистрацией отдельного нейтрона или отдельного γ -кванта служит измеряемая величина — ширина на полувысоте импульса $\tau_{0,5}$. Если она попадала в интервал $\tau_{0,5} = 1,6 \pm 0,6$ нс для СД и $\tau_{0,5} = 2,7 \pm 1,0$ нс для ЧД, то считалось, что импульс вызван соответствующей частицей. Помимо экспериментов с измерением быстрыми СД и ЧД n, γ -излучения от нейтронных генераторов и радиоактивных источников, также проводились исследования на ускорительно-накопительном комплексе ТВН-ИТЭФ [9] по измерению параметров вторичного n, γ -излучения, возникающего при взаимодействии пучка ускоренных ионов ^{12}C с мишенью, изготовленной из меди. В таких экспериментах проверяется возможность диагностики состояния вещества в экстремальных условиях, создаваемых при взаимодействии высокоинтенсивных пучков ускоренных ионов с мишенью, в результате которого в малом объёме вещества выделяется большая энергия (до нескольких тераватт) за короткий промежуток времени.

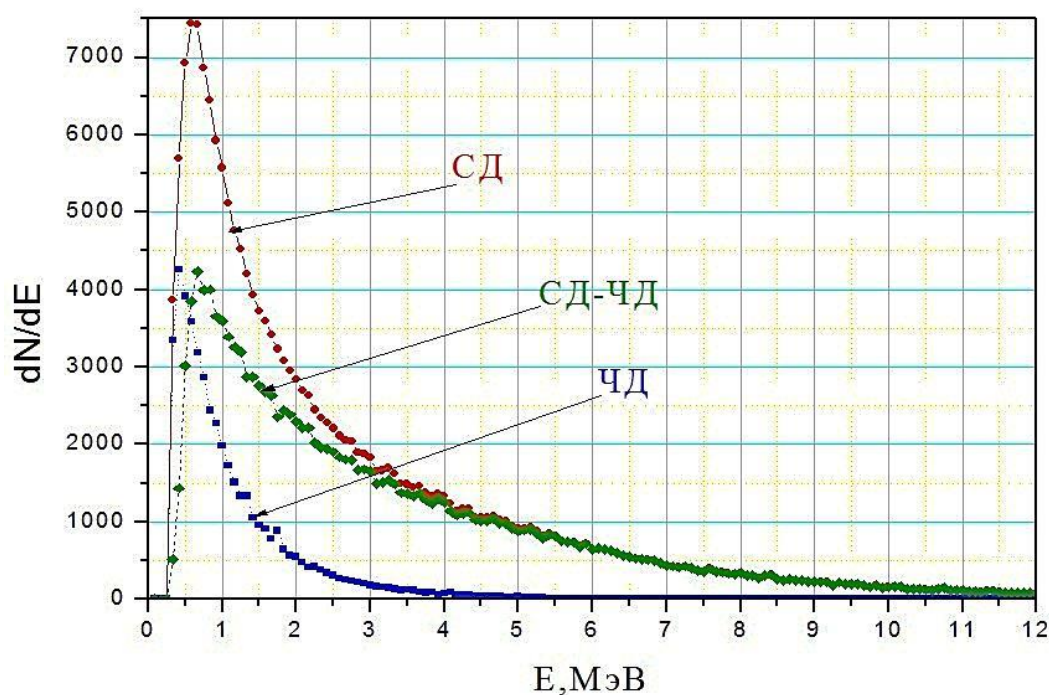


Рис. 28. Амплитудные распределения импульсов СД и ЧД, полученные при регистрации импульса нейтронного генератора с энергией 14,5 МэВ

В этом эксперименте импульсный пучок ионов углерода ^{12}C с энергией $E_0 = 200$ МэВ/а.е.м падал на медную пластину толщиной 30 мм, которая являлась источником вторичных нейтронов и γ -квантов (рис. 29). Пучок контролировался токовым трансформатором («поясом Роговского»). На расстоянии ~ 1 м от мишени находился мониторный черенковский детектор ЧД1, импульс с которого подавался на запуск осциллографа. Возникающее вторичное n, γ -излучение при взаимодействии пучка ионов с мишенью регистрировалось под углом $\sim 15^\circ$ быстрыми СД и ЧД. Для уменьшения фона защиты (Z), расположенной по периметру вокруг мишени, ограничивалось направление распространения вторичных γ -квантов и нейтронов верхней полусферой. Угол между направлениями падения ионов на мишень и распространением вторичного излучения превышал 10° . СД и ЧД детекторы располагались на расстоянии $L \sim 30$ м от мишени. Расстояние между детекторами СД и ЧД составляло ~ 500 мм. Измерения проводились при циклическом режиме работы ускорителя. Длительность отдельных импульсов тока ионов в цикле составляла $\tau_{0,5} \approx 6$ нс, длительность импульсов γ -излучения $\tau_{0,5} \approx 12$ нс. Длительность серии импульсов равнялась ~ 750 нс. Период следования импульсов ускорителя составлял ~ 3 с.

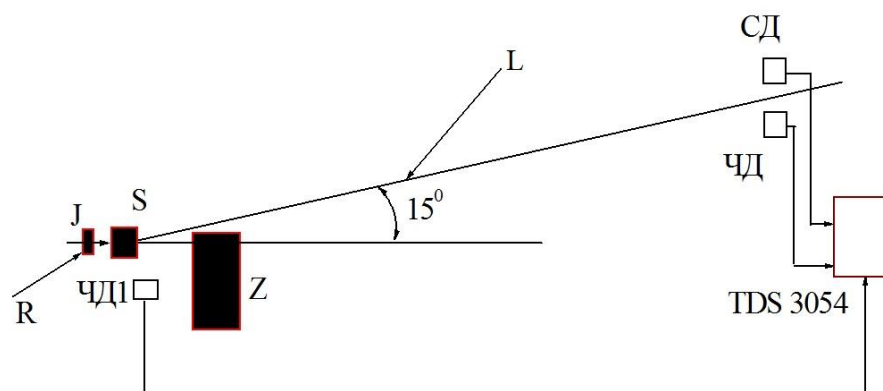


Рис. 29. Схема эксперимента по измерению параметров ГНП на пучке ускоренных ионов ускорителя ТВН-ИТЭФ: S — источник; Z — защита; L ~ 30 м; R — пояс Роговского; СД и ЧД — быстрые сцинтилляционный и черенковский детекторы

На рисунке 30 представлено амплитудное распределение импульсов СД, полученное при регистрации вторичных нейтронов и γ -квантов. При построении амплитудных распределений не учитывались наложенные импульсы. Распределения получены при регистрации $\sim 10^4$ импульсов ускорителя. Как видно из рисунка, «хвост» распределения простирается до энергии $\sim 2E_0$.

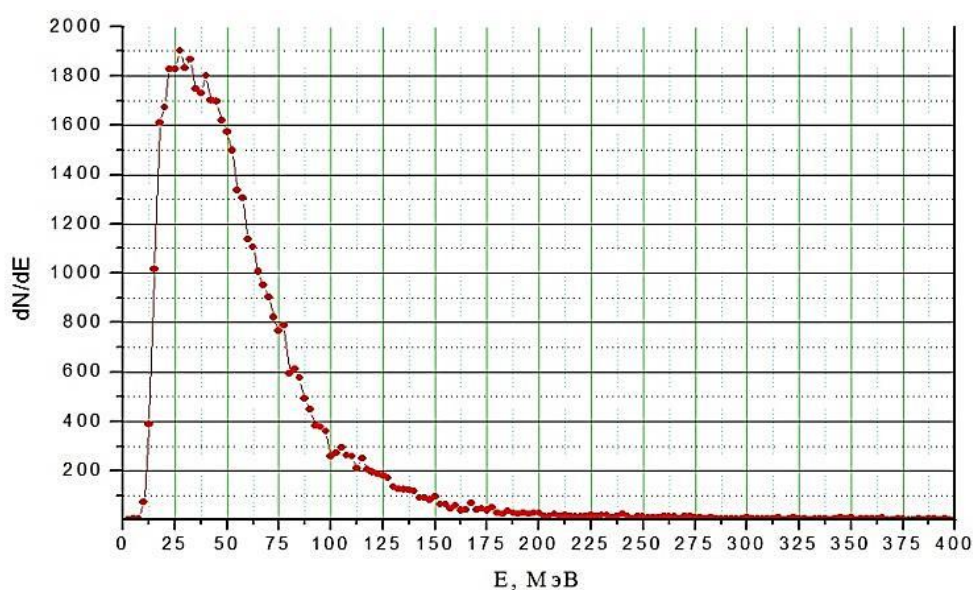


Рис. 30. Амплитудное распределение импульсов быстрого СД, полученное при регистрации вторичных нейтронов и γ -квантов при взаимодействии пучка ускоренных ионов ^{12}C с мишенью

На рисунке 31 показано амплитудное распределение импульсов, полученное при регистрации γ -квантов ЧД. Основное количество импульсов лежит в энергетической области менее 5 МэВ. Это соответствует тому, что регистрируется γ -излучение возбуждённых остаточных ядер, возникающих при взаимодействиях с ионами, а энергия этих γ -квантов лежит в области до 10 МэВ [50]. Средняя загрузка СД и ЧД составила соответственно $\sim 3 \cdot 10^7$ имп/с и $\sim 2 \cdot 10^7$ имп/с.

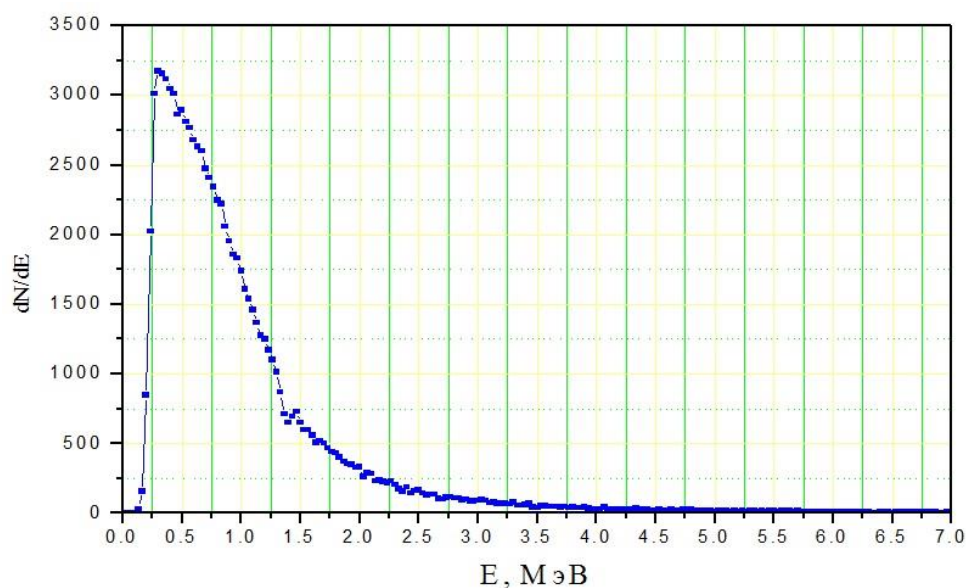


Рис. 31. Амплитудное распределение импульсов, полученное при регистрации гамма квантов ЧД

Раздельная регистрация нейтронов и γ -квантов детектирующей системой из двух детекторов позволила определить наличие γ -излучения, исходящего из мишени после окончания импульса ионного пучка. На рисунке 32 приведены осциллограммы тока СД и ЧД, полученные при регистрации вторичных нейтронов и γ -квантов. Импульс ионов, падающих на мишень, и нейтронов, выходящих из неё (СД), к моменту времени ~ 1200 нс заканчивается, а излучение γ -квантов остаётся ещё довольно интенсивным (ЧД). Это γ -излучение возбуждённых ядер, которые образуются при различных процессах (испускание нуклонов, деление образующихся составных ядер, β -распад) взаимодействия с ионами, то есть это γ -излучение активированной ионным пучком мишени.

Такие эксперименты на ускорителях позволяют получить экспериментальные данные для оценки возможности использования интроскопов с кодированной апертурой для получения изображения в подобных экспериментах.

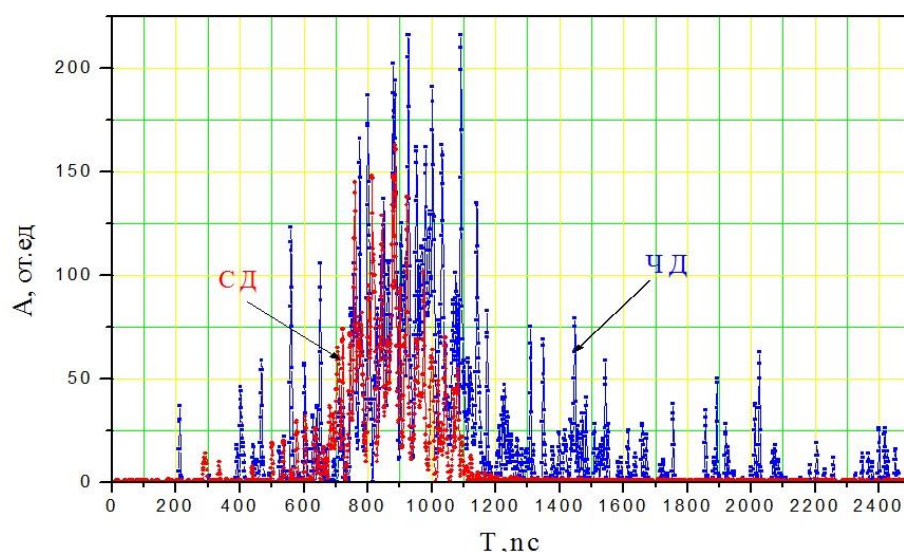


Рис. 32. Осциллограммы тока СД и ЧД, полученные при регистрации вторичных нейтронов и γ -квантов

Регистрация импульсов модульных сцинтилляционных и черенковских детекторов в КЧД производится параллельно и независимо друг от друга аналого-цифровыми преобразователями (АЦП) с высокой частотой дискретизации ≥ 1 ГГц [7]. Подобные АЦП с частотой дискретизации выше одного гигагерца уже много лет серийно выпускает фирма Texas Instruments. Причём разрешение современных АЦП гигагерцового диапазона варьируется от 7 бит (например, ADC07D1520 — два синхронных канала с частотой дискретизации 1,5 ГГц) до 14 бит (например, ADC32RF45 — два синхронных канала с частотой дискретизации 3 ГГц). Ещё более высокими темпами развиваются современные программируемые интегральные схемы (ПЛИС), которые позволяют производить обработку сигналов в реальном режиме времени. Например, фирма Xilinx освоила выпуск ПЛИС по технологии 16 нм. Одновременно с ростом вычислительной мощности растёт и пропускная способность систем ввода — вывода (например, ПЛИС Virtex-7980T семейства VirtexUltraScale+ может иметь на борту свыше 128 приёмопередатчиков с пропускной способностью 33 Гбит/с). Такие системы могут быть использованы в сцинтилляционных и черенковских КЧД для регистрации нейтронных и гамма-изображений.

Таким образом, сцинтилляционный КЧД, построенный в виде матрицы модульных СД, с цифровой идентификацией частиц по форме импульса позволяет осуществлять регистрацию и идентификацию нейтронов и гамма-квантов при нагрузках модульного детектора до $\sim 10^6$ имп/с. А черенковский КЧД на основе модульных черенковских детекторов позволяет осуществлять регистрацию гамма-квантов при нагрузках модульного детектора до

$\sim 2 \cdot 10^8$ имп/с. При этом сохраняются и все остальные характеристики модульных СД с цифровой идентификацией и ЧД, входящих в КЧД. Черенковский КЧД может использоваться для регистрации импульсного излучения.

В полученных цифровых массивах импульсов детекторов при помощи ПЛИС проводится поиск и определение максимумов (экстремумов) временной зависимости тока детектора и устранение наложения импульсов (режекция импульсов). А также для модульных СД выполняется цифровая идентификация типа частиц. Затем проводится амплитудно-временной анализ цифровых массивов импульсов модульных детекторов.

Рассмотренный вариант построения и характеристики КЧД на основе матрицы модульных СД с цифровой идентификацией частиц по форме импульса и модульных черенковских ЧД позволяют исследовать возможность построения на их основе интроскопов с кодированной апертурой для получения нейтронного и гамма-изображения при регистрации смешанного ионизирующего излучения.

4. Высокочувствительный сцинтилляционный гамма-интроскоп с кодированной апертурой для установки на БПЛА

4.1. Оценка и анализ технических требований к гамма-интроскопу с кодированной апертурой для установки на БПЛА

Два фактора определяют технические характеристики гамма-интроскопа с кодированной апертурой, первый — это тип носителя, который предполагается использовать для перемещения гамма-интроскопа при проведении измерений. В рассматриваемом варианте гамма-интроскоп должен устанавливаться на БПЛА, поэтому будет функционировать в широком диапазоне температур и при механических нагрузках, возникающих при полете БПЛА, а также при взлёте и посадке. Масса гамма-интроскопа не должна превышать массу полезной нагрузки БПЛА. Численные значения этих параметров, т.е. массы, механических нагрузок, диапазона температур, определяются типом БПЛА, на который предполагается устанавливать гамма-интроскоп. Эти параметры являются весьма важными и в значительной степени определяют как конструкцию, так и физические характеристики гамма-интроскопа. Так, в конструкции гамма-интроскопа для повышения механической прочности следует избегать перемещающихся узлов и деталей, особенно массивных. Также если в гамма-интроскопе используется сцинтилляционный КЧД, то для регистрации света сцинтилляторов следует использовать полупроводниковые фотодиоды вместо ФЭУ (в том числе для устранения влияния магнитного поля), конечно, если при этом не наблюдается значительного ухудшения характеристик сцинтилляционных детекторов.

Второй фактор, определяющий технические характеристики гамма-интроскопа с кодированной апертурой, — это характеристики ионизирующего

излучения, для измерения которых предназначен гамма-интроскоп. А гамма-интроскоп с кодированной апертурой, устанавливаемый на БПЛА, позволяет решать широкий спектр задач, связанных с регистрацией изображения рентгеновских и гамма-источников, определением распределения активности радионуклидов на поверхности и в пространстве и измерением спектральных, временных и дозовых характеристик гамма-излучения. То есть такой гамма-интроскоп позволяет измерять функцию распределения пространственно-временной, энергетическо-угловой плотности потока квантов $f(r, t, e, \nu)$, которой задаётся наиболее полная информация о поле ионизирующего излучения [2]. Следовательно, второй класс характеристик гамма-интроскопа отражает физические параметры измеряемого ионизирующего гамма-излучения. Это амплитудные, временные, спектральные, пространственно-угловые характеристики. Весьма важной характеристикой является чувствительность гамма-интроскопа, её параметры определяются главными задачами гамма-интроскопа, это, как уже указывалось, радиационный экологический контроль и динамичный с минимальной длительностью экспозиции, контроль радиоактивного заражения местности и атмосферы путём получения изображений в гамма-диапазоне при аварийных, чрезвычайных ситуациях.

Чувствительностью интроскопа называется отношение скорости счёта КЧД к плотности потока падающего излучения, которое попадает на КЧД через коллиматор интроскопа. Чувствительность КЧД — это также отношение скорости счёта КЧД к плотности потока падающего излучения, но в этом случае входное окно детектора открыто, и чувствительность эквивалентна произведению площади детектора на эффективность регистрации. Коллиматор гамма-интроскопа с кодированной апертурой наполовину открыт и прозрачен для излучения, и чувствительность интроскопа составляет половину чувствительности КЧД. Поэтому чувствительностью КЧД, коллиматором и защитой КЧД от фонового излучения определяются соотношение сигнал/фон интроскопа и способность регистрировать слабые потоки гамма-излучения при минимальных временах экспозиции при регистрации этих потоков. Высокая чувствительностью КЧД — это большая площадь и высокая эффективность регистрации гамма-квантов, а эффективность обеспечивается материалом детектора и толщиной. Всё это приводит к увеличению массы КЧД, коллиматора и защиты КЧД от фонового излучения, которая также входит в состав гамма-интроскопа с кодированной апертурой. Этим и объясняется выбор БПЛА с повышенной полезной нагрузкой для установки высокочувствительного гамма-интроскопа с кодированной апертурой.

Рассмотрим предельные характеристики гамма-интроскопа с кодированной апертурой, которые можно получить также при предельной массе гамма-интроскопа, равной $\sim 1\ 000$ кг. Оценим возможность установки на гамма-интроскоп КЧД площадью $\sim 10^4$ см², т.е. ~ 1 м² и, соответственно, с размерами

$\sim 1 \times 1$ м. В этом случае размеры коллиматора с кодированной апертурой составят $\sim 2 \times 2$ м. Энергетический диапазон регистрации гамма-квантов выберем также предельно большим ~ 30 КэВ – 7 МэВ, т.е. энергетический диапазон спектра деления. Для регистрации такого излучения выберем сцинтилляционный детектор иодистого цезия CsI(Tl) толщиной ~ 10 см. Он обладает довольно высоким Z , что обеспечивает большую величину сечения взаимодействия с гамма-квантами и высокую плотность, что даёт при такой толщине ~ 10 см эффективность регистрации гамма-квантов, близкую к единице, во всем диапазоне ~ 30 КэВ – 7 МэВ. При таком энергетическом диапазоне можно оценить материал и толщину коллиматора гамма-интроскопа с кодированной апертурой, за первоначальную оценку можно принять материал вольфрам, а толщину в пределах ~ 2 –5 см, положим толщину равной 3 см. Размеры входных отверстий в коллиматоре, а они являются квадратными, для того чтобы вносить меньшие искажения в теневую картину, регистрируемую КЧД при прохождении гамма-излучения через коллиматор с кодированной апертурой, должны превышать толщину коллиматора. За первоначальную оценку размеров отверстия в коллиматоре примем квадрат со стороной $\sim 5 \times 5$ см.

Примем, что КЧД будет состоять из матрицы отдельных сцинтилляционных детекторов CsI(Tl) с размерами $5 \times 5 \times 10$ см. Размеры входного окна такого сцинтилляционного модуля в виде квадрата 5×5 см определяются размером входного отверстия в коллиматоре, которое также равно 5×5 см. По размерам входного окна сцинтилляционного модуля можно оценить размеры матрицы детекторов, т.е. их количество в КЧД. Следовательно, количество строк и столбцов не должно превышать двадцати. Тогда, используя методы построения псевдослучайных периодических равномерно избыточных массивов URAs и, соответственно, кодированной базовой маски, получим $r = 19$, $s = 17$. Количество сцинтилляционных модулей составит 323 штуки. Размер кодированной маски коллиматора — $2r - 1 = 37$; $2s - 1 = 33$ (37, 33).

Свет из сцинтилляционного модуля регистрируется pin-фотодиодами. Сигнал с фотодиода подаётся на асис (предусилитель-интегратор), далее — на АЦП и процессор. Необходимо максимально быстро получать изображения гамма-источников. Поэтому нужно увеличивать скорость преобразования аналоговых импульсов фотодиода в цифровую форму и дальнейшей обработки информации, включая восстановление изображения гамма-источников, для этого целесообразно использовать параллельную схему регистрации и обработки импульсов детекторов.

Также весьма важными характеристиками интроскопа являются пространственно-угловые характеристики — это угловое поле зрения и угловое разрешение. Рассматриваемый гамма-интроскоп предназначен для динамичного панорамного контроля радиационной обстановки на местности и в ат-

мосфере путём получения изображения окружающей среды в гамма-излучении. Для решения этой задачи он должен обладать максимально возможным широким полем зрения. Считается, что в системах с кодированной апертурой иметь поле зрения более $\sim 40^\circ$ – 50° нецелесообразно, так как при больших углах уменьшается количество зарегистрированных квантов за счёт увеличения угла падения ($\cos \varphi$) и увеличиваются искажения теневого изображения КЧД, что и приводит к искажениям в восстанавливаемом изображении. Однако поле зрения — это очень важный параметр, и поэтому целесообразно исследовать его увеличение до $\sim 90^\circ$ и уточнить, какие при этом возникают проблемы, исследовать методы решения этих проблем. Использование гамма-интроскопа кругового обзора, который имеет круговое поле зрения в 360° , с цилиндрическим вращающимся коллиматором с кодированной апертурой и цилиндрическим КЧД нецелесообразно, так как это массивный вращающийся коллиматор, а площадь КЧД и, соответственно, чувствительность невелики. Использование систем, в которых используются детекторы, включённые на совпадение (комптоновское рассеяние), также нецелесообразно, т.к. их эффективность регистрации гамма-квантов в таком приборе равна произведению эффективностей каждого детектора, что ограничивает суммарную чувствительность такой системы.

Угловое поле зрения и угловое разрешение определяются конструкцией интроскопа, размерами КЧД, коллиматора с кодированной апертурой, расстоянием между коллиматором и КЧД. Размеры КЧД ($a \approx 1,0$ м), коллиматора с кодированной апертурой были уже заданы, расстояние (b) между коллиматором и КЧД находим из формулы $\alpha = 2 \cdot \arctg(a / 2b)$, тогда $b = a / 2\operatorname{tg}(\alpha/2)$ и получаем, что $b \approx 0,5$ м.

4.2. Статистическое моделирование характеристик гамма-интроскопа с кодированной апертурой для установки на БПЛА

Характеристики гамма-интроскопа с кодированной апертурой для установки на БПЛА исследовались путём статистического моделирования, была разработана программа аналогового моделирования по методу Монте-Карло. В ней разыгрываются основные процессы взаимодействия гамма-излучения с веществом — фотоэффект, комптоновское рассеяние, образование пар, длина свободного пробега гамма-кванта, изотропное распределение излучения гамма-квантов в заданных угловых интервалах, из определённого сектора поля зрения гамма-интроскопа. Она позволяет моделировать изображение, регистрируемое КЧД, и восстановленное изображение, а также численные оценки основных характеристик гамма-интроскопа с кодированной апертурой.

На рисунке 33 представлено смоделированное восстановленное изображение источника, расположенного в граничном угловом секторе поля зрения, при угле падения излучения $\sim 40^\circ$ – 45° . На этом рисунке имеются значи-

тельные искажения восстановленного изображения источника. Эти искажения являются примером искажения теневого изображения за счёт краевых эффектов взаимодействия излучения с коллиматором и модулями КЧД. Основной причиной появления таких искажений является то, что при увеличении угла падения гамма-кванты проходят тот элементарный детектор КЧД, на входное окно которого они упали, и попадают в соседний детектор и в нём регистрируются. Также искажения вызываются взаимодействием гамма-квантов со стенками коллиматора при больших углах. В результате гамма-кванты могут регистрироваться, кроме одного основного, по крайней мере, ещё в трёх, что вызывает искажение теневого изображения, и, соответственно, искажается и восстановленное изображение. Если при моделировании увеличить плотности коллиматора и КЧД в $\sim 10^3$ относительно реальных плотностей, то в этом случае процессы взаимодействия гамма-излучения с веществом будут происходить, как при взаимодействии света с поверхностью без отражения (попал — поглотился). Это подтверждается изображением приведённого на рис. 33 источника, расположенного в том же граничном угловом секторе поля зрения, но в этом случае моделирование выполнено при увеличенной плотности коллиматора и КЧД в 10^3 . На этом рисунке искажений не наблюдается, отсутствуют они и в теновом изображении.

Для устранения таких искажений в восстановленном изображении, вызванных большими углами падения, можно воспользоваться методом маска — антимаска (в антимаске по сравнению с маской отверстия заменены сплошным массивом, а сплошной массив — отверстиями). В маске количество открытых элементов, то есть число отверстий, на одно превышает число закрытых непрозрачных элементов, а в антимаске, наоборот, число отверстий на одно меньше, чем закрытых непрозрачных элементов. А это приводит к тому, что при восстановлении изображения в корреляционной сумме число положительных слагаемых на одно больше, чем отрицательных в маске, а в антимаске число отрицательных слагаемых на одно больше, чем положительных. Это и позволяет уменьшать число искажений в восстанавливаемом изображении при суммировании изображений, полученных КЧД при регистрации гамма-излучения, в случае использования коллиматора с маской и антимаской. Иллюстрацией этого метода служат рис. 35 и 36, на рис. 36 изображено восстановленное изображение с использованием метода маска — маска — антимаска, на рис. 35 — исходное изображение источника, при этом поле зрения $\sim 90^\circ$.

Но в целом эту задачу по устранению искажений в восстановленном изображении можно считать обратной некорректной задачей. Подобные задачи рассматриваются в рентгеновской томографии как снятие влияния аппаратных искажений. В данном случае для каждого зарегистрированного источника можно смоделировать и рассчитать для определённого энергетического спектра отношение количества гамма-квантов и поглощённой энер-

гии в основном детекторе и в каждом из дополнительных детекторов. Затем это количество гамма-квантов в дополнительных детекторах вычесть из теневого изображения. Результаты моделирования показывают, что этот метод и метод маска — антимаска позволяют уменьшить погрешность в восстановленном изображении.

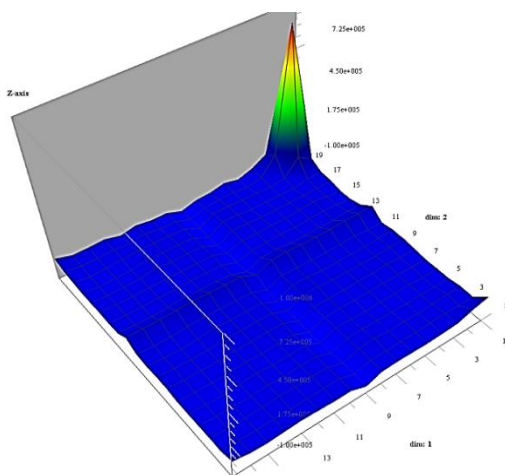


Рис. 33. Восстановленное изображение источника

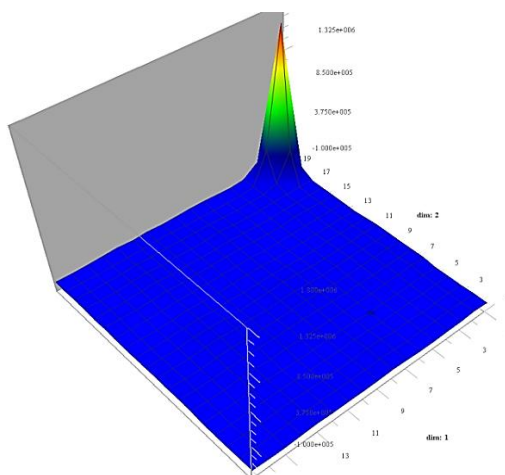


Рис. 34. Восстановленное изображение источника при повышенной плотности КЧД и коллиматора

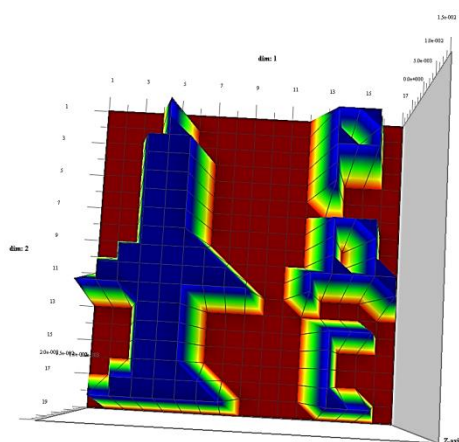


Рис. 35. Исходное изображение источника

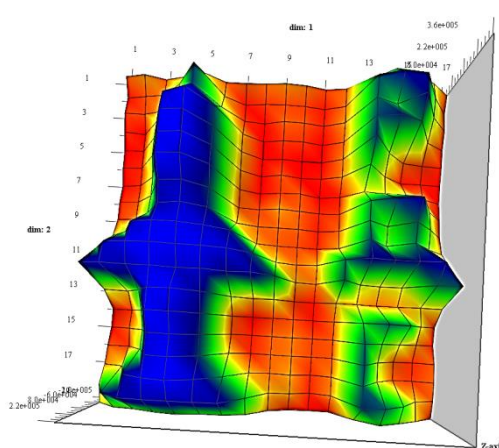


Рис. 36. Восстановленное изображение источника с использованием метода маска — антимаска

Чувствительность, соотношение сигнал/фон и соответственно масса интроскопа определяют минимальную активность источника, изображение которого будет зарегистрировано с заданной вероятностью, при фиксирован-

ном времени регистрации и расстоянии до источника. На рисунке 37 показано восстановленное изображение источника со спектром деления, активностью $\sim 3 \cdot 10^{11}$ квантов (~ 10 Кюри), полученное гамма-интроскопом с кодированной апертурой за 10 с с расстояния 1000 м. При этом оценка смоделированной относительной статистической погрешности измерения, а это в восстановленном изображении отношение среднего квадратичного отклонения к среднему значению зарегистрированных импульсов источника, составила не более 0,2. При моделировании эта оценка определялась обратным отношением сигнал/шум — $1 / Q_2$:

$$Q_2 = \frac{N_{\text{и}}(i, j)}{\sqrt{\sum_k \sum_l (P(k, l) + N_{\text{ф}}(k, l))}}; \quad N_{\text{и}}(i, j) = \sum_k \sum_l P(k, l) \cdot G(k + i, l + j).$$

$N_{\text{и}}(i, j)$ — суммарные импульсы источника; $P(k, l)$ и $N_{\text{ф}}(k, l)$ — импульсы источника и фона в детекторном k, l -модуле. Фон в интроскопе моделировался при регистрации гамма-излучения радиоактивного источника ^{60}Co . Это было сделано из предположения, что реальное фоновое излучение может иметь более высокоэнергетический спектр, чем естественный природный фон гамма-излучения. Величина фона составила ~ 15 мкР/час.

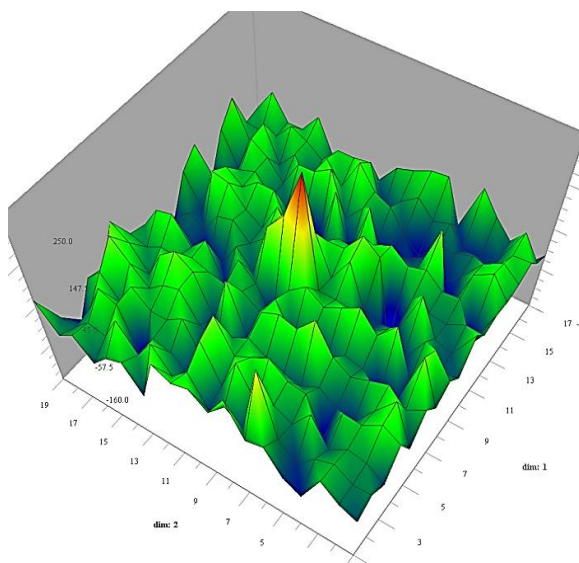


Рис. 37. Изображение источника, зарегистрированное за 10 с с расстояния 1000 м, активностью $\sim 3 \cdot 10^{11}$ кв

Спектр деления является довольно высокоэнергетическим — с энергиями до 7 МэВ. Это дало возможность выбирать энергетические интервалы регистрации импульсов, позволяющие получить максимальное соотношение сигнал/фон. При регистрации излучения источника со спектром деления, а фонового излучения — от радиоактивного источника ^{60}Co , такой интервал

составил $1,3 < E_\gamma < 7$ МэВ. Это позволяет получать изображение источников с меньшей активностью. На рисунке 38 показан энергетический спектр в интервале $1,3 < E_\gamma < 7$ МэВ, зарегистрированный в КЧД интроскопа. При этом следует учитывать, что при прохождении в воздухе расстояния в 1 км поток гамма-квантов за счёт рассеяния и поглощения в воздухе уменьшается в 500 раз. При моделировании изображения источника на расстоянии в 100 м, где существенно меньше поглощение излучения в воздухе, активность источника со спектром деления составит $\sim 3,5 \cdot 10^{-7}$ квантов (~ 1 мКи).

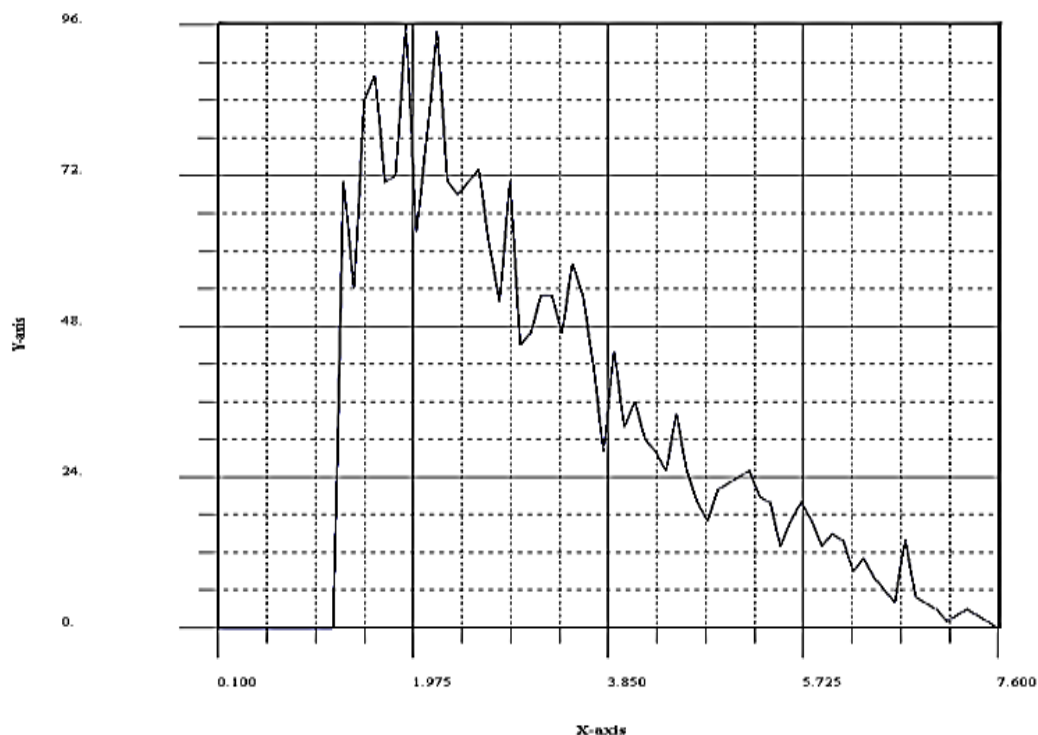


Рис. 38. Энергетический спектр источника в КЧД интроскопа

Полученные результаты исследования принципов построения и математического моделирования характеристик макета гамма-интроскопа с кодированной апертурой на основе сцинтилляционного КЧД с высокой чувствительностью и интроскопа с кодированной апертурой и использованием сцинтилляционного детектора с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов по форме импульса и черенковского детектора являются основанием для дальнейших исследований в этом перспективном направлении разработки приборов для получения изображения источников ионизирующего излучения.

5. Анализ возможности построения интроскопов с кодированной апертурой для регистрации изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения

Имеется некоторая аналогия распространения и взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом. Поэтому принципы и математические алгоритмы построения интроскопов с кодированной апертурой для регистрации изображения источников гамма-излучения, изложенные в разделе 2, можно использовать для анализа возможности построения интроскопов с кодированной апертурой для раздельной регистрации быстрого нейтронного и гамма-изображения в смешанных полях гамма-нейтронного излучения. Нейтроны, как и гамма-кванты, распространяются по прямой, взаимодействуют с коллиматором, поглощаются или рассеиваются, а также взаимодействуют с КЧД и создают теневое нейтронное изображение. Затем восстанавливается исходное изображение нейтронных источников.

Возможность разработки интроскопа с кодированной апертурой для регистрации изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения будет определяться возможностью оптимизации параметров коллиматора, защиты интроскопа и КЧД с целью уменьшения искажений теневого нейтронного и гамма-изображения. Основным параметром, определяющим возможность построения такого интроскопа, является разработка коллиматора, способного эффективно поглощать и ослаблять нейтронное и гамма-излучение в энергетических диапазонах $\sim 0,3\text{--}15$ и $\sim 0,02\text{--}8$ МэВ. Оптимальными материалами изготовления коллиматоров для поглощения быстрых нейтронов и гамма-квантов высоких энергий являются тяжёлые материалы типа свинца, вольфрама, железа, и лёгкого материала, содержащего атомы водорода типа полиэтилена. Эти материалы эффективно поглощают гамма-кванты и замедляют нейтроны. Так длина свободного пробега нейтрона с энергией 14,5 МэВ в железной пластине составляет $\sim 8,3$ см, то есть вероятность взаимодействия $\sim 0,65$. В полиэтилене длина свободного пробега нейтрона с энергией 4 МэВ составляет $\sim 5,5$ см. В общем случае коллиматор должен строиться на основе пластин из этих материалов. Можно рассматривать варианты многослойного построения коллиматора из этих пластин. Нейтроны падают на тяжёлую пластину, теряют энергию за счёт неупругого рассеяния, затем попадают на пластину из лёгкого материала, там более интенсивно взаимодействуют за счёт меньшей энергии с ядрами водорода и замедляются.

При моделировании за первоначальную величину оценки ослабления излучения быстрых нейтронов и гамма-квантов коллиматором можно принять вероятность взаимодействия гамма-квантов с энергией 3–5 МэВ с коллиматором из вольфрама толщиной $\sim 2\text{--}3$ см, она составляет $\sim 0,8\text{--}0,9$. В этом случае толщина коллиматоров для поглощения и ослабления быстрого нейтронного и гамма-излучения может составлять до ~ 15 см. А толщина колли-

матора определяет размеры отверстий в нём. Размеры отверстий также определяются величиной поля зрения интроскопа. При увеличении угла падения излучения и при увеличении угла, соответствующего угловому разрешению интроскопа, может наблюдаться взаимодействие излучения с боковыми гранями отверстия в коллиматоре. Это может привести к несовпадению размеров теневых проекций элементов маски и детекторных модулей и искажению теневого изображения.

При регистрации изображения источников смешанного гамма-нейтронного излучения, помимо получения одновременно теневого нейтронного и гамма-изображения, возможна регистрация только нейтронного и только гамма-изображения. Выбор типа регистрируемого изображения определяется целями эксперимента, а также такой выбор позволяет оптимизировать коллиматор, защиту, и КЧД интроскопа с целью уменьшения искажений только одного регистрируемого теневого нейтронного или гамма-изображения.

Искажения теневого нейтронного или гамма-изображения будут вызываться не только фоновым излучением нейтронов и гамма-квантов, которое будет возникать при взаимодействии нейтронов и гамма-квантов с коллиматором и защитой, но также при взаимодействии нейтронов и гамма-квантов в детекторных модулях КЧД. Это процессы, когда излучение, проходя через отверстие в коллиматоре, падает под определённым углом на детекторный модуль, проходит его, не взаимодействуя с ним. Далее попадает на соседний модуль и взаимодействует с ним. Вероятность такого процесса повышается, особенно если толщина модуля соизмерима или больше его линейных размеров. Также возможны рассеяние нейтрона или гамма-кванта на детекторных модулях и их регистрация не менее чем в двух соседних детекторных модулях. Такие процессы приводят к регистрации излучения не только в модулях КЧД, которые формируют теньовое изображение определённой версии базовой маски без искажений, но и в соседних модулях. Все эти процессы можно отнести к краевым эффектам взаимодействия излучения с коллиматором и модулями КЧД. Но они являются наиболее важным фактором, определяющим искажения теневого изображения и, соответственно, восстановленного изображения.

Искажения теневого изображения можно уменьшить, если использовать такую геометрическую схему эксперимента, когда поле зрения интроскопа невелико, т.е. когда излучение падает на входное окно детекторного модуля почти перпендикулярно. Также искажения можно уменьшить, если уменьшать и толщину детекторных модулей и использовать КЧД с большей эффективностью регистрации излучения. Хотя последний вариант ограничен тем, что в КЧД можно использовать детекторы только из органических материалов. В них при взаимодействии нейтронов происходит упругое рассеяние нейтронов на водороде и образуются протоны отдачи. По этим протонам отдачи и происходит идентификация типа зарегистрированной частицы.

Также такие искажения можно уменьшить, если применять КЧД, в которых помимо процессов рассеяния излучения с не меньшей вероятностью происходят процессы поглощения излучения. Особенно это важно для быстрого нейтронного излучения, а быстрые нейтроны поглощаются в реакциях с образованием альфа-частиц. Такими свойствами обладают алмазные детекторы для экспериментов по термоядерному синтезу. Также в них импульс от гамма-квантов за счёт размеров детектора ограничен по амплитуде и его можно дискриминировать. Поэтому на основе таких алмазных КЧД можно исследовать возможность построения интроскопов с кодированной апертурой для регистрации изображения нейтронных источников с высокой плотностью потока быстрых нейтронов.

Регистрация нейтронных и гамма-изображений в смешанных полях может происходить в экспериментах, когда заранее определяются расположение источника нейтронного и гамма-излучения, его размеры и параметры размещения детектирующих устройств для регистрации излучения, т.е. задаётся геометрическая схема эксперимента. В таких экспериментах возможно построение интроскопов, когда расстояние между источником и коллиматором сравнимо с расстоянием между коллиматором и КЧД.

Это позволяет рассматривать возможность регистрации изображения с довольно высоким пространственным разрешением ~ 1 см. Но также в этом случае возможны более сильные искажения теневого изображения в результате краевых эффектов взаимодействия излучения с коллиматорами КЧД. Но уменьшить искажения теневого изображения и получить высокое пространственное разрешение можно, оптимизируя по известным геометрическим параметрам эксперимента геометрические параметры интроскопа в целом. Оптимизация начинается с того, что интроскоп нужно расположить так, чтобы центральная ось поля зрения интроскопа проходила через центр области пространства, которое является источником нейтронного и гамма-излучения. Затем выбрать минимальную величину поля зрения интроскопа, исходя из размеров области излучения и из возможных габаритов интроскопа. Это уменьшает искажения теневого изображения. Далее нужно рассчитать угловое разрешение интроскопа из необходимого пространственного разрешения в области излучения и определить параметры интроскопа — размеры коллиматора и отверстий в нём, расстояние между коллиматором и источником (BZ), между коллиматором и КЧД (AZ), параметры КЧД. Параметры такого построения интроскопа определяются формулами:

$$DX = DH \cdot (AZ + BZ) / BZ; AZ = DH \cdot BZ / (DF - DH); DH = DF \cdot DX / (DF + DX).$$

Здесь DH — размеры отверстий в коллиматоре; DX — размеры модуля ПЧД; DF — размеры пространственного разрешения, которое обеспечивает интроскоп в области источника излучения.

Статистическим моделированием при регистрации быстрых нейтронов и гамма-квантов можно оценить искажения восстанавливаемого изображения

в зависимости от величины параметров и, в первую очередь, от материала, толщины и размеров отверстия коллиматора. За материал КЧД и коллиматора принимаем стильбен — лёгкий органический материал, толщина модуля КЧД $= 1$ см, толщина коллиматора предельная $H = 15$ см, размер отверстия в коллиматоре $DH = 2$ см, размер пространственного разрешения источника $DF = 3$ см, расстояние между коллиматором и источником $BZ = 300$ см. Тогда по вышеприведённым формулам получим: расстояние между коллиматором и КЧД $AZ = 600$ см; размеры модуля ПЧД $DX = 6$ см; размеры КЧД — $78 \cdot 66$ см; размерность массива $Ab(x, y)$, $r = 13$ по $s = 11$; размеры маски $50 \cdot 42$ см. Эти параметры задаются, в первую очередь, из условия регистрации интроскопом нейтронного изображения. Но для первоначальной оценки выполняется статистическое моделирование регистрации гамма-квантов с энергетическим распределением спектра деления. На рисунке 39 приведено исходное изображение источника в виде равномерного распределения активности излучающего источника по поверхности квадрата; на рис. 40 — восстановленное изображение. На рисунке 41 приведено исходное изображение источника в виде равномерно возрастающей активности по поверхности прямоугольного отрезка, на рис. 42 — восстановленное изображение.

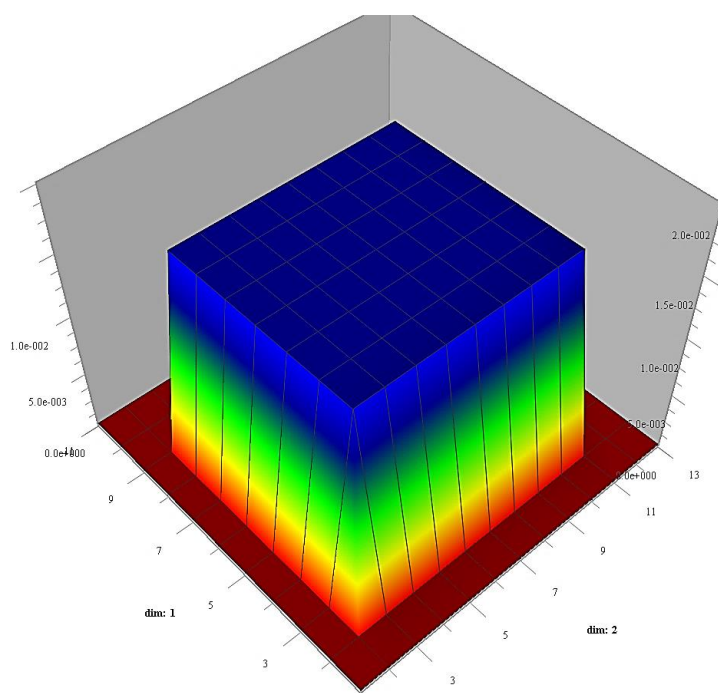


Рис. 39. Исходное изображение источника в виде равномерного распределения активности излучающего источника по поверхности квадрата

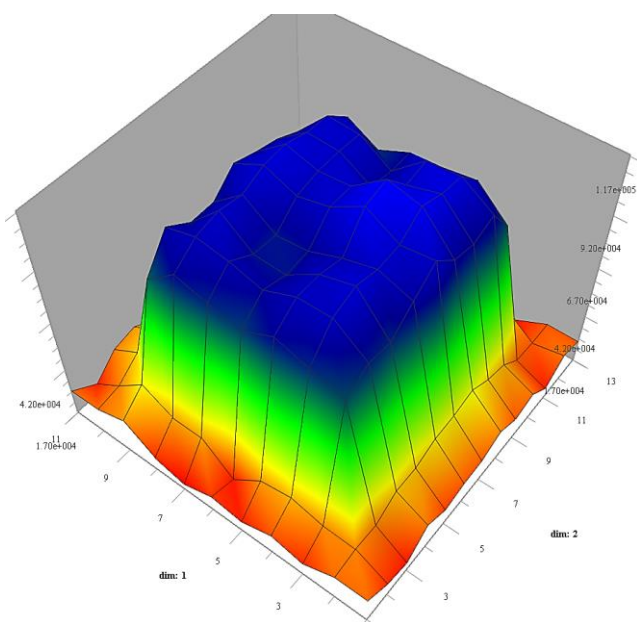


Рис. 40. Восстановленное изображение источника в виде равномерного распределения активности излучающего источника по поверхности квадрата

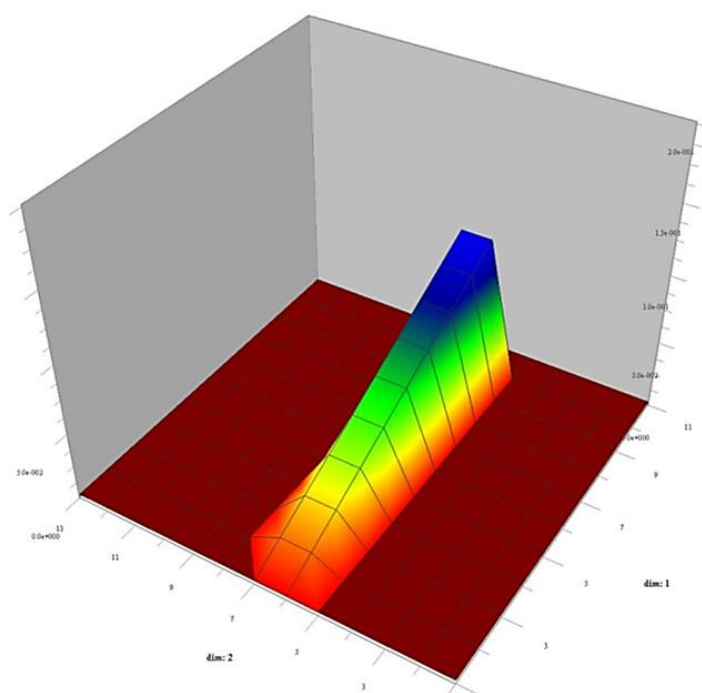


Рис. 41. Исходное изображение источника в виде равномерно возрастающей активности по поверхности прямоугольного отрезка

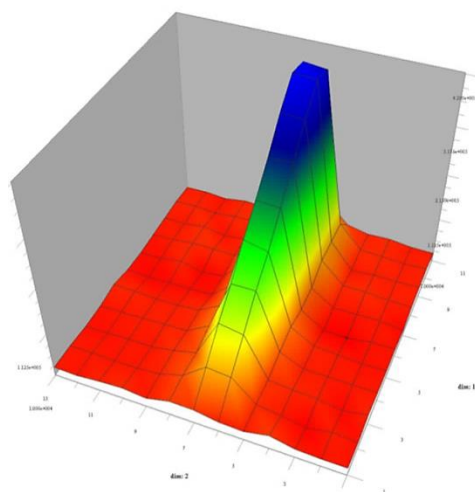


Рис. 42. Восстановленное изображение источника в виде равномерно возрастающей активности по поверхности прямоугольного отрезка

На рисунке 43 приведено исходное изображение источников, на рис. 44 — восстановленные источники, изображение которых моделировалось при оценке характеристик гамма-интроскопа с кодированной апертурой для установки на БПЛА. Во всех восстановленных изображениях имеются искажения, но учитывая, что задана предельная толщина коллиматора, есть все основания для продолжения выполнения статистического моделирования регистрации нейтронного и гамма-изображения и оптимизации параметров интроскопа, минимизирующих искажения восстановленного изображения. Также весьма важно для устранения искажений использовать алгоритмы решения обратных некорректных задач.

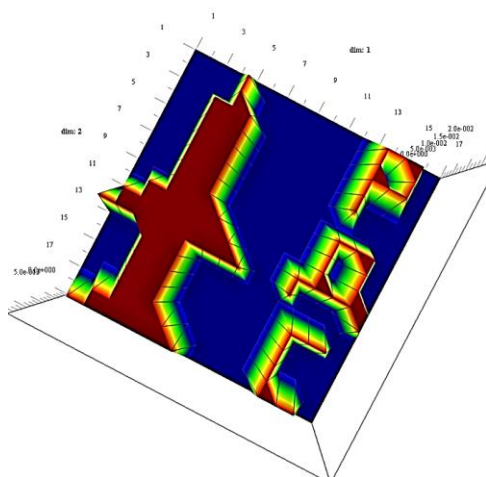


Рис. 43. Исходное изображение источника

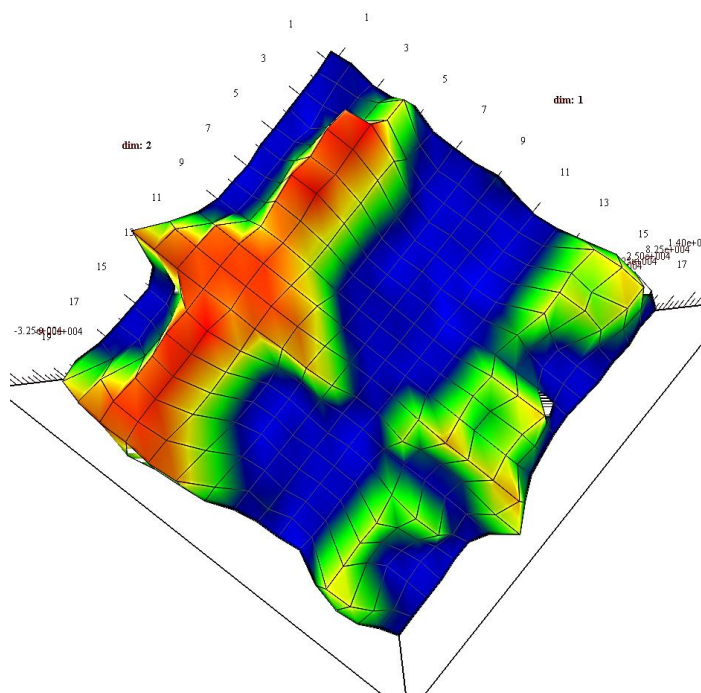


Рис. 44. Восстановленное изображение источника

Заключение

Полученные результаты исследования принципов построения и математического моделирования характеристик макета гамма-интроскопа с кодированной апертурой и использованием СКЧД, в том числе с цифровой идентификацией нейтронов и гамма-квантов по форме импульса, ЧКЧД, а также КЧД на основе алмазных модулей являются основанием для дальнейших исследований в этом перспективном направлении разработки приборов для получения изображения источников ионизирующего излучения.

Литература

1. Fenimore E.E., Cannon T.M. Coded aperture imaging with redundant arrays // J. Appl. Opt. 1978. V. 17. No. 22. P. 3562.
2. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П. Физические основы защиты от излучений. М.: Атомиздат, 1980.
3. Федоров Г.А. Радиационная интроскопия. Кодирование информации и оптимизация эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Busboom. URAs. 1998. Exp. Astr. 8. 97.
5. Калашников С.Д. Физические основы проектирования сцинтилляционных гамма-камер. М.: Энергоатомиздат, 1985.

6. Гамма-камера Digirad 2020tc Imager [Электронный ресурс] // Сайт компании ООО «ДигиМед». URL: http://www.digimed.ru/products/digirad/gamma_camera.html
7. Прокуронов М.В., Голубев А.А., Демидов В.С. и др. Цифровая идентификация частиц по форме импульса // ПТЭ. 2006. № 1. С. 1–17.
8. Прокуронов М.В., Шаболин А.Н. Цифровая идентификация нейтронов и гамма-квантов по форме импульса при высокой загрузке детектора и низкой энергии регистрируемого излучения // ПТЭ. 2007. № 3. С. 1–15.
9. Прокуронов М.В., Голубев А.А., Демидов В.С. и др. Метод измерения спектральных и временных характеристик смешанных полей сцинтилляционным и черенковским детекторами с наносекундным временным разрешением // ПТЭ. 2008. № 4. С. 1–15
10. Альбикиов З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В. Детекторы импульсного излучения. М.: Энергоатомиздат, 1978.
11. Прокуронов М.В., Руднев П.И. Идентификация нейтронов и гамма-квантов на основе цифровых методов // Электроника: НТБ. 2009. № 1.
12. Прокуронов М.В., Руднев П.И., Севастьянов В.Д. Спектрометр нейтронного и гамма-излучения на основе цифровых методов регистрации и обработки сигналов // Современная электроника. 2011. № 8.
13. Gatti E., de Martini F. A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters // Nuclear Electronics. I.A.E.A. Vienna, 1962. No. 2. P. 265–276.