

На правах рукописи

Юдов Алексей Александрович

**МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ГАММА И НЕЙТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЙ МНОГОСЛОЙНЫМИ  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ**

Специальность 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

**АВТОРЕФЕРАТ**

**диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Автор:



Снежинск - 2018

Работа выполнена в Снежинском физико-техническом институте - филиале Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» (СФТИ НИЯУ МИФИ)

Научный руководитель:

Чернухин Юрий Илларионович - кандидат физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, Снежинский физико-технический институт - филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Официальные оппоненты:

Титаренко Юрий Ефимович – доктор физико-математических наук, профессор, начальник лаборатории фундаментальных ядерно-физических исследований Федерального государственного бюджетного учреждения "Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"

Сучков Сергей Иванович - кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отделения ядерной физики и астрофизики Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Ведущая организация:

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова

Защита состоится «27» июня 2018 г. в 12 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.130.07 на базе НИЯУ МИФИ по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31, телефон (499) 324-84-98

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте <http://ods.mephi.ru>

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» 2018 г.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью организации, просьба направлять по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31, диссертационный совет, Улину С.Е.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
д.ф-м.н., профессор



Улин С.Е.

## Общая характеристика работы

### Актуальность проблемы

Актуальность настоящей работы обуславливается следующими факторами:

1 Существующий метод амплитудной дискриминации  $\gamma$ -квантов в многослойных детекторах нейтронов (МДН) на основе слоев из стекловолокна с добавлением лития-6 ( ${}^6\text{Li}$ ) и полиэтилена обеспечивает дискриминацию  $\gamma$ -фона с коэффициентом до  $K_\gamma \sim 8 \cdot 10^3$ , что является недостаточным для проведения измерения плотностей потоков нейтронного излучения контролируемых объектов, близких к фоновым значениям или при наличии в излучении объекта существенной  $\gamma$ -составляющей.

2 При проведении ядерно-физических измерений требуются детекторы  $\gamma$ -излучения обладающие: возможностью дискриминации нейтронной составляющей излучения, большой эффективностью регистрации  $\gamma$ -квантов, высоким временным разрешением (до 1 нс), энергетическим разрешением. Однако существующие детекторы  $\gamma$ -излучения не обладают совокупностью указанных характеристик.

3 Нейтронно-радиационный метод обнаружения взрывчатых веществ с использованием таких неорганических сцинтилляторов, как NaI(Tl), CsI(Tl) и BGO имеет ряд ограничений, существенно сужающих область его применения. Ограничения вызваны низким временным разрешением неорганических сцинтилляторов ( $\Delta\tau \sim 1$  мкс), а также регистрацией  $\gamma$ -квантов рождаемых непосредственно в рабочем теле детектора (в  $n, \gamma$  реакциях) с сечениями радиационного захвата, существенно превосходящими сечение реакции  ${}^{14}\text{N}(n, \gamma){}^{15}\text{N}$ .

4 Существующие методы измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения (с  $\tau_{\text{имп}} > 30$  нс) позволяют определять только энергетический спектр за все время импульса  $\gamma$ -излучения. Однако в течение длительности импульса  $\tau_{\text{имп}}$  спектр  $\gamma$ -излучения существенно меняется, поэтому требуется измерение энергетических распределений  $\gamma$ -квантов в различные моменты времени  $t < \tau_{\text{имп}}$ , особенно в момент формирования излучения максимальной плотности потока.

Целью диссертационной работы являлась разработка новых методов регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов, предназначенных для проведения ядерно-физических экспериментов, измерения радиационных характеристик радиоактивных и ядерных материалов, измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения, обнаружения и контроля взрывчатых веществ.

Для достижения этой цели **решаются следующие задачи:**

1 Разработка метода дискриминации  $\gamma$ -составляющей излучения в МДН (на основе стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$ ) с коэффициентом дискриминации  $K_\gamma$  на несколько порядков превышающем  $10^3$ , при сохранении высокой эффективности регистрации нейтронов.

2 Разработка метода селекции  $\gamma$ -источников с близкими  $\gamma$ -линиями излучения на основе многослойного сцинтилляционного детектора позволяющего работать в условиях высоких нагрузок.

3 Разработка метода измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения с длительностью  $\tau_{\text{имп}} > 30$  нс за более короткие временные интервалы в течение этого импульса  $t < \tau_{\text{имп}}$ .

**Методы исследования:** Для решения поставленных задач в диссертации использованы специальные расчетные программные средства, основанные на методе Монте-Карло, и данные, полученные экспериментальным путем, что позволило провести валидацию расчетных методов и существенно повысить точность и информативность полученных результатов.

**Научная новизна работы** заключается в следующем:

1 Разработан метод амплитудно-временного анализа нейтронного и  $\gamma$ -излучений, регистрируемых МДН, на основе попарно чередующихся слоев сцинтилляционного стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  и полистирола, который позволяет с  $10^3$  до  $10^6$  увеличить коэффициент дискриминации  $\gamma$ -квантов при сохранении высокой эффективности регистрации нейтронов детектором.

2 Разработан метод селекции  $\gamma$ -источников с близкими энергиями излучения  $\gamma$ -квантов. Метод основан на определении длин пробегов вторичных заряженных частиц, образовавшихся при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с рабочим телом многослойного детектора  $\gamma$ -квантов (МДГ), состоящего из тонких чередующихся слоев материала конвертирующего  $\gamma$ -излучение и сцинтилляционных сенсорных слоев. Длина пробега заряженных частиц определяется посредством регистрации совпадений сигналов от сцинтилляционных слоев детектора.

3 Разработан метод измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения длительностью  $\tau_{\text{имп}} > 30$  нс, позволяющий проводить измерение энергетического спектра  $\gamma$ -квантов в различные моменты времени импульса  $t < \tau_{\text{имп}}$  за время не более 5 нс.

**Практическая значимость работы** заключается в том, что рассматриваемые в диссертации методы представляют интерес для создания специальных устройств контроля ядерных материалов и взрывчатых веществ. Указанные устройства по своим характеристикам (эффективности обнаружения, временному разрешению, стоимости) будут превосходить существующие технические средства.

1 Метод амплитудно-временного разделения нейтронного и  $\gamma$ -излучений в МДН на основе слоев из сцинтилляционного стекловолокна

с  ${}^6\text{Li}$  и полистирола позволит создать прибор для обнаружения и идентификации нейтронного излучения с плотностью потока  $\sim 10^{-3}$  н/см $^2$ ·с.

2 Метод селекции  $\gamma$ -квантов по длине пробега вторичных заряженных частиц, образовавшихся при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с конвертирующими слоями детектора, является достаточно надежным способом различения  $\gamma$ -источников по спектральному признаку. Этот фактор, наряду с высокой эффективностью регистрации жесткого  $\gamma$ -излучения ( $E_\gamma \sim 9\div 11$  МэВ) и наносекундным временным разрешением, обеспечивающим работоспособность в условиях высоких нагрузок, делает такие МДГ перспективными для создания приборов по обнаружению взрывчатых веществ.

3 Метод измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения, основанный на конвертировании потока  $\gamma$ -излучения в поток быстрых электронов и позитронов с последующей их регистрацией сцинтилляторами на основе полистирола, представляет решение задачи измерения энергетических характеристик  $\gamma$ -излучения для импульсных установок, моделирующих воздействие сверхжесткого рентгеновского (СЖР) излучения в момент формирования излучения максимальной плотности потока. При испытании на стойкость к воздействию плотности потока энергии СЖР излучения спектр необходимо знать именно в момент формирования излучения максимальной плотности потока, поскольку эта величина и является нормой испытания.

#### **На защиту выносятся:**

1 Метод амплитудно-временного разделения нейтронного и  $\gamma$ -излучений в МДН на основе слоев сцинтилляционного стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  и сенсорных слоев из полистирола.

2 Метод идентификации  $\gamma$ -источников с близкими энергиями излучения  $\gamma$ -квантов, основанный на определении длин пробегов вторичных заряженных частиц, образовавшихся при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с рабочим телом многослойного сцинтилляционного детектора.

3 Метод определения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения длительностью  $\tau_{\text{имп}} > 30$  нс, позволяющий проводить измерение энергетического спектра  $\gamma$ -квантов в различные моменты времени импульса  $t < \tau_{\text{имп}}$ .

**Апробация работы.** Основные результаты исследований по теме диссертации докладывались на российско-американском научно-техническом семинаре «Радиационное детектирование» (Москва, ВНИИА 23-27 января 2012г.), на ежегодных научных сессиях НИЯУ МИФИ по направлению «Инновационные ядерные технологии» (2013, 2014, 2016) и опубликованы в сборниках трудов конференций.

#### **Публикации**

По теме диссертационной работы опубликовано 12 работ, перечень которых приведен в конце автореферата.

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованных источников. Содержит 156 страниц текста, 33 рисунка, 24 таблицы. Список использованных источников включает 99 наименований.

### **Содержание работы**

**Введение** посвящено общей характеристике работы. Рассмотрены актуальность темы, цели и задачи работы, структура диссертации и краткое содержание отдельных её глав. Сформулированы положения научной новизны, практической ценности работы и изложены основные положения, выносимые на защиту.

**В первой главе** приведен обзор органических и неорганических сцинтилляторов, газонаполненных детекторов и дан сравнительный анализ указанных детекторов для регистрации нейтронного и  $\gamma$ -излучений.

Рассмотрена проблема создания детектора нейтронов, обладающего высоким коэффициентом дискриминации  $\gamma$ -фона, при сравнительно высокой эффективности регистрации нейтронов.

Рассмотрены преимущества использования нейтроночувствительного сцинтилляционного волокна из стекла с добавлением  ${}^6\text{Li}$  и активированного церием для регистрации нейтронного излучения.

Приведены результаты экспериментов с панелью (площадью  $500\text{ см}^2$ ) на основе указанного стекловолокна по измерению скорости счета нейтронов от источников  ${}^{252}\text{Cf}$  и Pu-Be. Основным недостатком нейтронных детекторов на основе сцинтилляционного стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$ , является высокая чувствительность к  $\gamma$ -излучению. В существующих приборах коэффициент амплитудной дискриминации  $\gamma$ -составляющей  $K_\gamma$  составляет до  $8 \cdot 10^3$ , тогда как для регистрации нейтронов с плотностью потока, близкой к фоновой ( $\sim 10^{-3}\text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$ ), коэффициент  $K_\gamma$  должен быть больше  $3 \cdot 10^4$ , а при наличии дополнительных источников  $\gamma$ -фона его значение должно быть ещё выше. Анализ публикаций выявил отсутствие методов дискриминации  $\gamma$ -излучения в детекторах нейтронов на основе стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$ , которые позволили бы достичь значения коэффициента дискриминации  $K_\gamma$  большего  $8 \cdot 10^3$ .

Приведены результаты экспериментов по разделению нейтронного и  $\gamma$ -излучений по времени высвечивания в сцинтилляционном стекловолокне с  ${}^6\text{Li}$ , которые свидетельствуют о бесперспективности указанного способа разделения.

Приведена постановка экспериментов на основе время-пролетного метода, использованная для исследования характеристик многослойных сцинтилляционных регистрирующих структур.

Описаны особенности реализации конструкции детектора на основе тонких сцинтилляционных пластин из полистирола с использованием для передачи света спектросмещающего волокна с боковым сбором света. Рассмотрены вопросы выбора спектросмещающего переизлучающего волокна, оптимальной конструкции тракта сцинтиллятор –

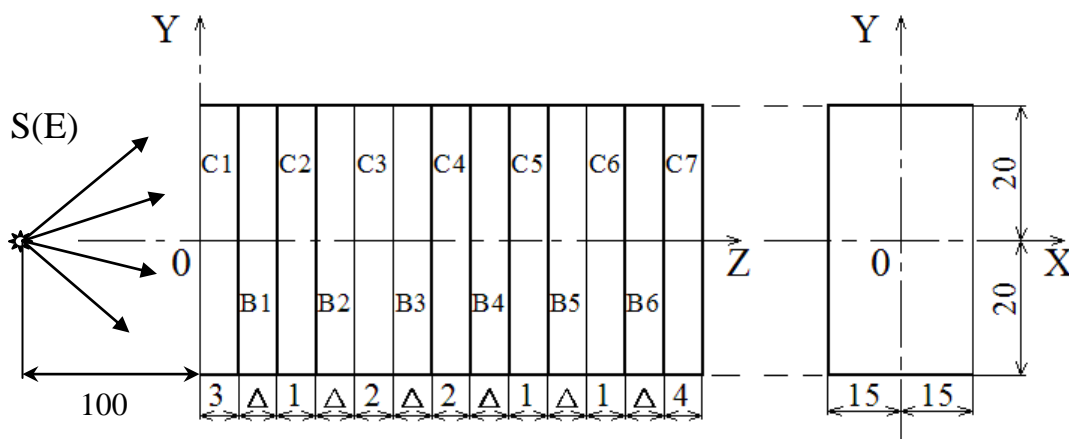
переизлучающее волокно – фотоприемник с точки зрения достижения максимального квантового выхода из детектора  $\omega$  [ф.э./МэВ], характеризующего число фотоэлектронов, регистрируемых фотоприемником, на 1 МэВ выделенной в сцинтиляторе энергии.

Приведены результаты время-пролетных экспериментов по определению временного разрешения сцинтилляционного детектора с фотоприемником на основе многопиксельного лавинного светодиода (МЛФД) SensL 60035.

В главе 2 представлен метод дискриминации  $\gamma$ -составляющей излучения в МДН на основе стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  с коэффициентом дискриминации  $K_\gamma$ , на три порядка превышающий  $10^3$ , при сохранении высокой эффективности регистрации нейтронов.

МДН состоят из чередующихся слоев регистратора и замедлителя. Принцип их действия основан на энергетической зависимости пробега быстрых нейтронов при прохождении через водородосодержащий замедлитель, в качестве которого обычно выбирается полиэтилен, и регистрации замедлившихся нейтронов на разных расстояниях от лицевой поверхности замедлителя, на которую падают нейтроны исследуемого источника. При этом каждый регистрирующий слой характеризуется собственной, отличной от других, зависимостью эффективности регистрации от первичной энергии нейтронов.

Была разработана расчётная схема МДН (рис. 1).



- $C_i, i = 1, 2 \dots 7$  — слои полиэтилена ( $\text{CH}_2, \rho = 0,96 \text{ г/см}^3$ );
- $B_i, i = 1, 2 \dots 6$  — слои сцинтиллирующего оптоволокна с изотопом  ${}^6\text{Li}$  ( $\text{Si}_{1,0} \text{O}_{2,58} {}^6\text{Li}_{0,363} {}^7\text{Li}_{0,027}, \rho = 2,58 \text{ г/см}^3, \Delta_c = 0,014 \text{ см}$ );
- $S(E)$  — источник нейтронов ( $\gamma$ -квантов) с энергией  $E$ .

Рисунок 1 - Расчётная схема МДН Все размеры в см

Эффективность регистрации нейтронов  $i$ -м регистрирующим слоем детектора определяется как:

$$R_i(E) = \sum_{j=1}^k n_{i,j} / \varphi(E), \quad (1)$$

где  $E$  – энергия падающих нейтронов;  $k$  – число счётчиков в слое;  $n_{i,j}$  – интенсивность счёта нейтронов  $i$ -м регистрирующим слоем  $j$ -го счётчика;  $\varphi(E)$  – плотность потока нейтронов энергией  $E$ , падающих налицевую поверхность детектора.

Индивидуальный отклик (скорость счёта)  $i$ -го слоя регистрирующего детектора зависит от эффективности регистрации нейтронов, падающих на детектор через лицевую поверхность, следующим образом:

$$Q_i = \int_0^{E_m} R_i(E)\varphi(E)dE, \quad (2)$$

где  $Q_i$  — число зарегистрированных отсчетов в  $i$ -ом слое детектора;  $E_m$  — граничное значение энергии нейтронов в спектре нейтронного источника.

Функция эффективности регистрации  $R_i(E)$ , входящая в уравнение (2), является индивидуальной характеристикой каждого конкретного слоя детектора. Она зависит от материала, конструкции и размеров, входящих в него слоев замедлителя и регистратора.

Для рассматриваемой регистрирующей структуры детектора (рис. 1) был произведен расчет значений функции эффективности детекторных слоев детектора  $R_i(E_j)$ ,  $i=1, \dots, 6$ ,  $j=1, \dots, 16$ . Здесь  $R_i(E_j)$  – число отсчетов  $i$ -го  $V_i$ -слоя для моноэнергетического источника нейтронов  $S(E) = \delta(E - E_j)$  с энергией  $E_j$  с пространственно-угловым распределением, соответствующим рассматриваемому источнику.

Расчеты показали, что эффективность регистрации разных детектирующих слоев  $R_i(E_j)$  существенно различается между собой, что является следствием хорошо оптимизированного выбора толщин замедлителя в МДН.

Наряду с нейтронами, МДН может регистрировать  $\gamma$ -кванты и при небольшой (по отношению к пробегам  $\gamma$ -квантов,  $l_\gamma$ ) толщине сенсорных слоев позволяет проводить разделение сигналов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов с помощью электроники, обеспечивающей их амплитудный анализ. Однако эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов сравнительно невелика: в диапазоне энергий  $E \sim (0,5 \div 4)$  МэВ она составляет  $\sim (1 \div 4)\%$  при пороге регистрации их поглощенной энергии в сенсорных слоях  $\varepsilon > \varepsilon_{\text{П}} = 0,1$  МэВ. Другой важной особенностью детектора является то, что спектр поглощенных энергий  $\gamma$ -квантов в его сенсорных слоях с толщиной  $\Delta_c = 0,014$  см ограничен величиной  $\varepsilon_{\text{max}} \cong 1,0$  МэВ, которая практически не зависит от энергии падающих на входное окно  $\gamma$ -квантов вплоть до энергий  $E \cong 10$  МэВ.

Поэтому с целью повышения информативности получаемых данных, наряду с регистрацией нейтронного излучения целесообразно регистрировать и сопутствующее  $\gamma$ -излучение. Были рассмотрены вопросы:



- учета сопутствующего  $\gamma$ -излучения источников для повышения достоверности идентификации источников  $n$ ,  $\gamma$ -излучения;
- повышения эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов за счет введения в структуру МДН конвертирующих слоев из элементов, имеющих высокий атомный номер ( $z \geq 50$ , например, Pb, Bi, Ta и др.).

Если через  $\varphi(E)$  [кв·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>·МэВ<sup>-1</sup>] обозначить плотность потока  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$ , падающих на лицевую поверхность детектора, то по аналогии (2) можно записать:

$$\int_0^{E_m} R_i(E)\varphi(E)dE = G_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6. \quad (3)$$

Здесь  $G_i$  — число зарегистрированных отсчетов в  $i$ -ом слое детектора;  $R_i(E)$  — функция эффективности  $i$ -го слоя;  $E_m$  — максимальная энергия  $\gamma$ -квантов в спектре  $\varphi(E)$ . Функция эффективности  $R_i(E)$  является индивидуальной характеристикой используемого детектора.

Расчет функций эффективности  $R_i(E)$ ,  $i = 1, 2, \dots, 6$  слоев МДН был проведен методом Монте-Карло в принятой на рисунке 1 постановке измерений.

Расчеты показали бесперспективность восстановления  $\gamma$ -спектра излучения  $\varphi(E)$  по значениям скоростей счета слоев детектора  $G_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ) для идентификации источников нейтронного излучения (<sup>252</sup>Cf, Am-Li, PuO<sub>2</sub>, Pu-Be).

Для повышения эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов МДН была использована регистрирующая структура детектора (рис. 1), с тем отличием, что перед сенсорными слоями из стекловолокна с <sup>6</sup>Li были установлены тонкие конвертирующие слои из свинца толщиной  $\Delta_k = 0,03$  см.

Было проведено математическое моделирование измерительной системы «источник  $\gamma$ -излучения — детектор», для которой был произведен расчет распределения вероятности  $\Delta W_{ij}$  поглощенной энергии  $\Delta \varepsilon_j$  для  $\gamma$ -квантов источника в каждом  $i$ -ом детектирующем слое детектора, а также вероятность прохождения  $\gamma$ -квантов источника через детектор без взаимодействия с его веществом ( $W_0$ ). На основании этих данных была вычислена энергетическая зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов источника в каждом детектирующем слое  $D_i$  детектора и во всех его детектирующих слоях при порогах регистрации  $\gamma$ -кванта:  $\varepsilon_{п1} = 0,1$  МэВ и  $\varepsilon_{п2} = 0,2$  МэВ.

Согласно полученным данным, эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов детектором с конвертирующими слоями из свинца при  $\varepsilon_{п1} = 0,1$  МэВ превышает эффективность регистрации детектора без конвертирующих слоев лишь в области сравнительно малых ( $E < 0,5$  МэВ) и высоких ( $E > 5$  МэВ) энергий. Однако повышение порога  $\varepsilon_{п1}$ , естественно, ведет к уменьшению эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов детектора: в

частности, при  $\varepsilon_{\text{П}} = 0,2$  МэВ для детектора (с конвертирующими слоями из свинца) она снижается примерно в 2,5 раза по сравнению с вариантом при  $\varepsilon_{\text{П}} = 0,1$  МэВ.

Проведенные расчеты показали, что у детектора с конвертирующими слоями из свинца для подавляющего большинства актов регистрации  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E = 0,2 \div 8$  МэВ (при  $E = 8$  МэВ,  $\varepsilon_{\text{П}} = 0,1$  МэВ — для  $\sim 99\%$ ) максимальная поглощенная энергия в их сенсорных слоях как и детектора без конвертирующих слоев из свинца не превышает значения  $\sim 1$  МэВ. Это значит, что введение в структуру детектора конвертирующих слоев практически не отражается на качестве амплитудной  $n/\gamma$ -дискриминации, так как энерговыделение в реакциях  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  составляет 4,8 МэВ.

Для реализации метода дискриминации  $\gamma$ -составляющей излучения в МДН была разработана регистрирующая структура с чередующимися слоями на основе сцинтилляционного стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  и сцинтиллирующей пластмассы (рис. 1, где  $C_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, 7$  заменены на слои органического сцинтиллятора из пластмассы). Это позволяет реализовать амплитудно-временную дискриминацию  $\gamma$ -фона, в которой медленные нейтроны регистрируются слоями стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  с коэффициентом амплитудной дискриминации  $\gamma$ -квантов  $K_{\gamma} \sim 10^3$ , а быстрые нейтроны регистрируются при задержанном совпадении сигнала от протона отдачи в слое органического сцинтиллятора и сигнала при регистрации замедленного нейтрона по реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  в стекловолоконном слое с  ${}^6\text{Li}$ , чем обеспечивается существенно больший коэффициент дискриминации  $\gamma$ -квантов ( $K_{\gamma} \sim 10^6$ ), по сравнению с МДН (рис. 1).

Были проведены расчеты для точечных  $n$ ,  $\gamma$ -источников, размещенных на оси спектрометра и отстоящих от его лицевой поверхности на расстоянии  $L = 100$  см. Спектр источников принимался соответствующим энергетическим распределениям  $n, \gamma$ -излучений для изотопных  ${}^{238}\text{Pu}$ - $\text{Be}$  и  ${}^{252}\text{Cf}$ -источников.

В расчетах определялись нормированные на один нейтрон ( $\gamma$ -квант) источника суммарные по слоям В (стекловолокно с  ${}^6\text{Li}$ ) и С (органический сцинтиллятор):

– число реакций  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  в слоях В при энергиях нейтронов источника  $E_n = (0,1 \div 8)$  МэВ, которое характеризует эффективность их регистрации в этих слоях –  $\mathcal{E}_n^B(E_n)$ ;

– временная зависимость  $\mathcal{E}_n^B(t, E_n)$  для мгновенного источника нейтронов при энергиях  $E_n = (1 \div 8)$  МэВ, нормированная на её максимальное значение:

$$W_n^B(t, E_n) = \mathcal{E}_n^B(t, E_n) / \mathcal{E}_n^B(E_n); \quad (4)$$

– энергетическое распределение флюенса нейтронов  $\Phi(E)$  в С-слоях и на его основе – спектр протонов отдачи, образующихся при их упругом рассеянии на ядрах водорода в этих областях, для источников нейтронов с энергиями  $E_n = (0,7 \div 8)$  МэВ:

$$R(E_p, E_n) = \sum_{i=1}^6 V_i \int_0^{E_n} \Sigma_H(E') \frac{1}{E'} [\eta(E_p) - \eta(E_p - E')] \Phi_i(E') dE' = \sum_{i=1}^6 V_i \int_{E_p}^{E_n} \Sigma_H(E') \frac{\Phi_i(E')}{E'} dE'; \quad (5)$$

– и эффективность регистрации нейтронов источника при пороге регистрации протонов отдачи в С-канале  $E_{p,n}=0,5$  МэВ:

$$\mathcal{E}_n^C(E_n) = \int_{E_{p,n}}^{E_n} R(E_p, E_n) dE_p; \quad (6)$$

– где  $\Sigma_H(E')$  – макроскопическое сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией  $E'$  на ядрах водорода,  $V_i$  – объем слоя  $C_i$ ,  $\eta(E')$  – единичная функция Хевисайда;

– распределение плотности вероятности поглощения энергии  $\varepsilon$  в В – слоях  $W_\gamma^B(\varepsilon)$  для источников  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma=(0,5\div 10)$  МэВ и на его основе – эффективность их регистрации в В-слоях при двух значениях пороговой энергии  $\varepsilon_{n1}=0,25$  МэВ и  $\varepsilon_{n2}=0,5$  МэВ:

$$\mathcal{E}_\gamma^B(E_\gamma, \varepsilon_n) = \int_{\varepsilon_n}^{E_\gamma} W_\gamma^B(\varepsilon, E_\gamma) d\varepsilon. \quad (7)$$

Согласно проведенным расчетам, максимальная поглощенная энергия в В – слоях регистрирующей структуры МДН в широком диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов источника  $E_\gamma \approx (1\div 10)$  МэВ не превышает значения  $\varepsilon_m \sim 1,5$  МэВ, что меньше энергии заряженных частиц реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ , определяющих регистрацию нейтронов в этих слоях:

$$\varepsilon_m \ll q \sim 4,8 \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Это соотношение является основой для значительного уменьшения эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в В-канале посредством соответствующего выбора пороговой энергии  $\varepsilon_n$  без существенного влияния на эффективность регистрации нейтронов в этом канале.

Как показал анализ, соотношение (8) является следствием того, что при толщине В – слоев ( $\Delta=0,014$  см), сцинтилляции в них вызываются, в основном, быстрыми электронами, рождающимися при взаимодействии  $\gamma$ -квантов источника с веществом более толстых ( $\sim 1$  см) С-слоев. Отсюда следует, что регистрация как нейтронов, так и  $\gamma$ -квантов в В – слоях МДН является вторичным процессом по отношению к процессу первичного их взаимодействия в С-слоях, т.е. каждому акту регистрации в В – слоях предшествует акт взаимодействия  $\gamma$ -кванта или нейтрона в С-слоях. При регистрации  $\gamma$ -квантов временной интервал между этими событиями  $\tau_\gamma^{\text{CB}}$  не превышает 10 нс.

Интервал  $\tau_n^{\text{CB}}$ , соответствующей регистрации быстрых нейтронов, был найден по расчётной зависимости  $W_n^B(t)$ , полученной для рассматриваемой регистрирующей структуры детектора при энергиях нейтронов источника  $E_n=(1\div 8)$  МэВ. В указанном диапазоне она практически не зависит от энергии  $E_n$  и с точностью 5% может быть аппроксимирована функцией

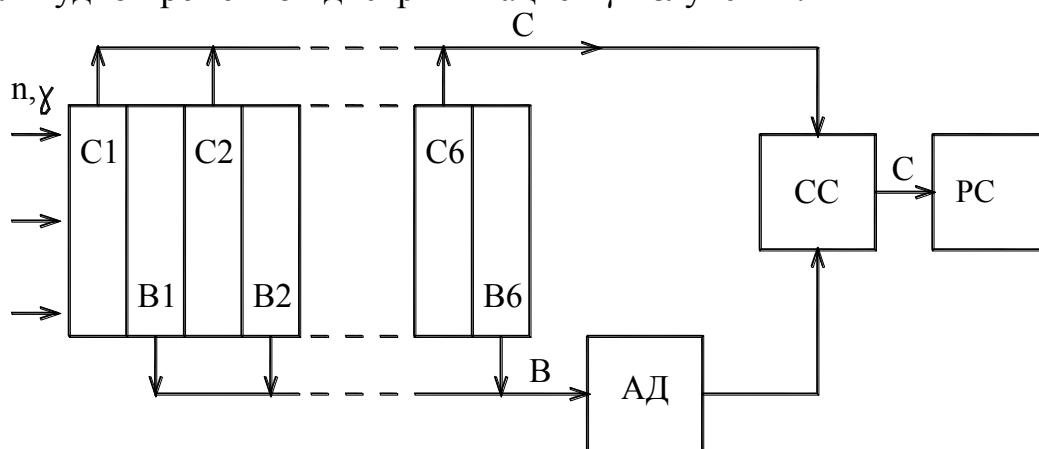
$$W_n^B(t) \cong 1 - \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \quad t_0=46,3 \text{ мкс},$$

откуда следует  $\tau_n^{CB} \cong 200 \text{ мкс}$ , что много больше  $\tau_{\gamma}^{CB} \text{ max}$   
 $\tau_n^{CB} \gg \tau_{\gamma}^{CB} \text{ max}$ , (9)

что обусловлено, в основном, процессами замедления и термализации нейтронов в С-слоях.

Соотношение (9) открывает возможность дискриминации  $\gamma$ -фона по временному критерию при регистрации нейтронного излучения с применением МДН. Для этого система регистрации детектора должна быть оснащена схемой совпадений сигналов от В- и С- слоев с «окном совпадения сигналов», которое целесообразно выбрать равным  $\Delta\tau_{cc} \approx (0,1 \div 200) \text{ мкс}$ . При таком выборе обеспечивается близкая к предельной эффективность регистрации быстрых нейтронов и практически полная дискриминация  $\gamma$ -квантов при измерениях в смешанных  $n, \gamma$ -полях.

На рисунке 2 представлена блок схема регистрации сигналов МДН с амплитудно-временной дискриминацией  $\gamma$ -излучения.



С– канал регистрации сигналов от слоев из сцинтиллирующей пластмассы; В– канал регистрации сигналов от слоев стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$ ;

АД – амплитудный дискриминатор; СС – схема совпадений; РС – регистратор.

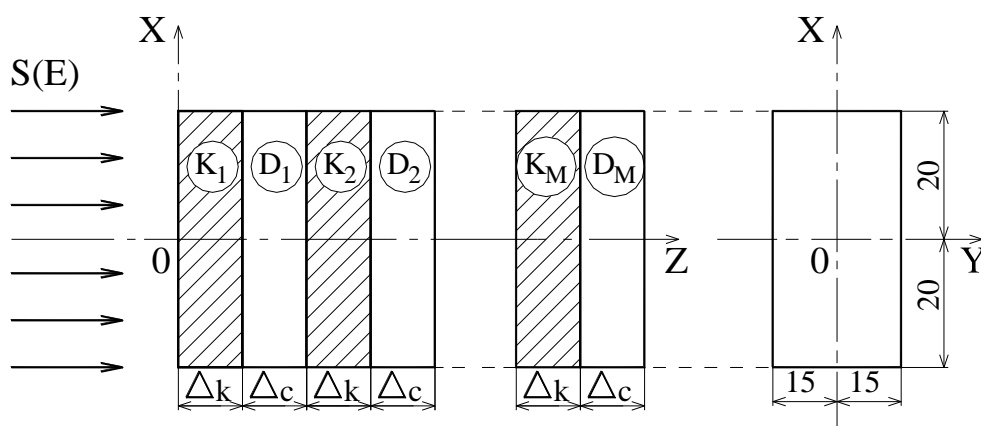
Рисунок 2 - Схема регистрации сигналов МДН с амплитудно-временной дискриминацией  $\gamma$ -фона

При регистрации быстрых нейтронов амплитудный дискриминатор (АД) в В-канале МДН пропускает сигналы с амплитудой, превышающей пороговое значение  $A_0$ , соответствующее регистрации в нем нейтронов, и не пропускает сигналы с амплитудами  $A < A_0$ , соответствующие регистрации  $\gamma$ -квантов (амплитудная ступень  $n/\gamma$  - дискриминации по критерию (8)). Пропущенные через дискриминатор сигналы канала В (вторичные по отношению к сигналам канала С) совместно с сигналами канала С (первичными) поступают в схему совпадения (СС) с «окном регистрации»  $\Delta\tau_{cc}$ , которая при условии, что интервал  $\tau^{CB}$  попадает в «окно регистрации» ( $\tau^{CB} \in \Delta\tau_{cc}$ ), идентифицирует сигналы канала С, как

вызываемые нейтронами (временная ступень  $n/\gamma$  – дискриминации по критерию (9)), и направляет их к регистратору РС.

В работе показано, что МДН также можно использовать в режиме нейтронного спектрометра с высокой дискриминацией  $\gamma$ -фона. Для этого должен быть дополнительно использован амплитудный анализатор импульсных сигналов для измерения энергетического спектра протонов отдачи в слоях пластикового сцинтиллятора.

**В третьей главе** представлен метод селекции  $\gamma$ -источников с близкими энергиями излучения  $\gamma$ -квантов с использованием многослойного детектора  $\gamma$ -квантов. МДГ состоит из чередующихся слоев конвертирующего материала и сцинтиллирующих (сенсорных) слоев. Регистрирующая структура МДГ позволяет определять кратности ( $K$ ) регистрации  $\gamma$ -квантов в сенсорных слоях. Это является следствием того, что вторичная заряженная частица, образовавшаяся при взаимодействии  $\gamma$ -кванта с конвертирующим слоем детектора, в зависимости от его энергии  $E$ , может быть зарегистрирована более чем в одном сенсорном слое:  $K > 1$ . Это произойдет, например, при условии  $R_e > (\Delta_k + \Delta_c)$ , где  $R_e$  — пробег быстрых заряженных частиц, образующихся при взаимодействии регистрируемого  $\gamma$ -излучения с рабочим телом детектора, где  $\Delta_k$ ,  $\Delta_c$  — соответственно, толщины конвертирующих и сенсорных слоев в МДГ. Расчетная схема модели МДГ представлена на рисунке 3.



Здесь:  $K_i$  — конвертирующие слои из свинца ( $Pb$ ,  $\rho = 11,3 \text{ г/см}^3$ ) толщиной  $\Delta_k$ ,  $D_i$  — сенсорные слои из ПС ( $CH_{0,99}$ ,  $\rho = 1,05 \text{ г/см}^3$ ) толщиной  $\Delta_c$ ,  $i = 1, 2, \dots, M$ .

Рисунок 3 - Расчетная схема МДГ. Размеры в см

Средняя кратность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$ , падающих на входное окно детектора, определяется по соотношению:

$$\bar{K}(E) = W_{\Sigma}(E) \cdot W_D^{-1}(E), \quad W_{\Sigma}(E) = \sum_{i=1}^M W_i(E). \quad (10)$$

Здесь:  $W_D(E)$  — вероятность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  во всех сенсорных слоях;  $W_i(E)$  — вероятность регистрации  $\gamma$ -квантов в  $i$ -ом сенсорном слое ( $i = 1, 2, \dots, M$ ). При этом все счетности ( $M$ ) регистраторов

должны быть нормированы на один квант, падающий на входное окно детектора. При таком определении функция  $W_D(E)$  является эффективностью детектора.

Также средняя кратность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$ , падающих на входное окно МДГ, может быть определена и через вероятность  $K$ - кратной регистрации  $\gamma$ -квантов в МДГ -  $W^{(K)}(E)$  по соотношению:

$$\bar{K}(E) = \frac{1}{W_D(E)} \cdot \sum_K K \cdot W^{(K)}(E), \quad W_D(E) = \sum_K W^{(K)}(E). \quad (11)$$

Значения  $W_D(E)$ ,  $W_i(E)$ ,  $i = 1, 2 \dots M$ ,  $W^{(K)}(E)$ ,  $K = 1, 2, 3$  для нескольких регистрирующих структур МДГ (рис. 3) были определены методом Монте-Карло. На рисунке 4 представлены вероятности одно-, двух- и трехкратной регистрации  $\gamma$ -квантов в МДГ ( $\Delta_k = 0,08$  см,  $\Delta_c = 0,5$  см,  $M=10$ ) от энергии регистрируемого  $\gamma$ -излучения.

Расчеты показали, что при пороговой величине поглощенной энергии в сенсорных слоях  $\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{пор}} = 0,1$  МэВ, эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов в зависимости от конфигурации МДГ может составлять  $W_D \cong (20 \div 50)\%$ , а средняя кратность их регистрации в слоях —  $\bar{K} \cong 1 \div 5$ .

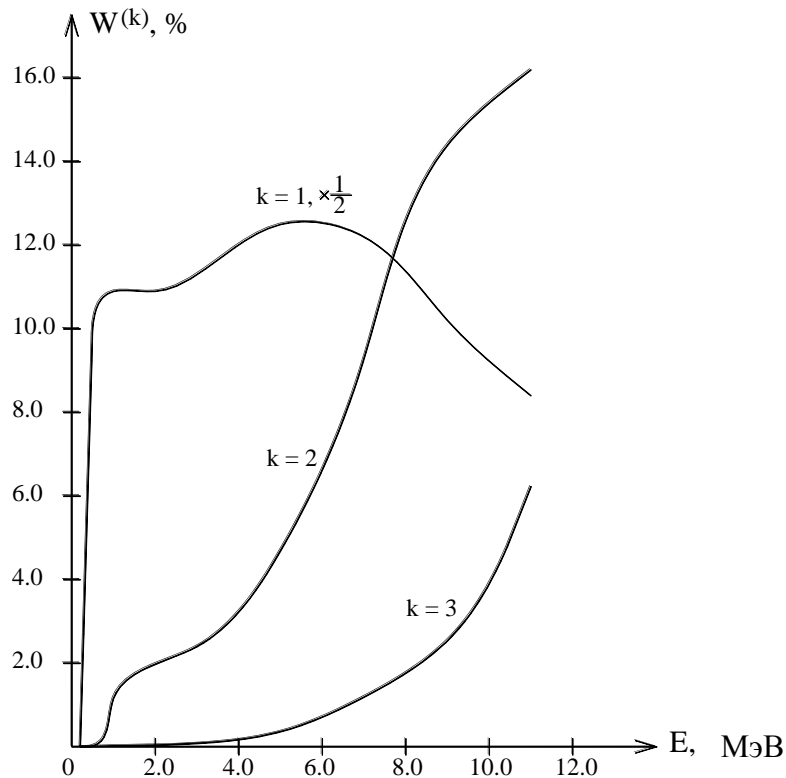


Рисунок 4 - Вероятность одно-, двух- и трехкратной регистрации  $\gamma$ -кванта в МДГ ( $\Delta_k = 0,08$  см,  $\Delta_c = 0,5$  см,  $M=10$ ) от энергии регистрируемого  $\gamma$ -излучения

Анализ полученных расчетных данных позволил сделать следующие выводы.

Для МДГ со сравнительно толстыми конвертирующими слоями (Pb,  $\Delta_k \sim 0,1$  см) основной вклад в эффективность детектора при  $E < 10$  МэВ вносят акты с кратностью регистрации  $K \leq 3$ , при этом роль событий с  $K \geq 4$  можно считать пренебрежимо малой. С уменьшением толщины конвертирующих слоев и увеличением энергии  $\gamma$ -квантов роль событий с кратностями их регистрации в детекторе более высокого порядка существенно возрастает.

Выделение событий  $K$ -кратной регистрации  $\gamma$ -квантов в МДГ и последующая селекция  $\gamma$ -источников различного спектрального состава по соотношениям между ними может быть осуществлена простыми средствами. Было выведено простое соотношение между числами одно-, двух- и трехкратно зарегистрированных  $\gamma$ -квантов в сенсорных слоях МДГ:

$$R = \frac{W^{(1)} - W^{(3)}}{W^{(2)} + 2W^{(3)}} = \frac{2 - \bar{K}}{\bar{K} - 1}, \quad (12)$$

выраженное через параметр  $\bar{K}$ . Это соотношение предложено использовать в качестве критерия для идентификации  $\gamma$ -источников различного спектрального состава с помощью МДГ.

Применение схемы антисовпадений при регистрации сигналов от слоев МДГ позволяет выделить акты однократной регистрации  $\gamma$ -квантов в детекторе. Поэтому для селекции  $\gamma$ -источников по их спектрам было предложено использовать другой критерий:

$$R_1 = W^{(1)} \cdot \left( \sum_{K \geq 2} W^{(K)} \right)^{-1} = W^{(1)} \cdot (W_D - W^{(1)})^{-1}, \quad (13)$$

в котором учитываются события любой ( $K \geq 1$ ) кратности регистрации  $\gamma$ -квантов в сенсорных слоях детектора.

При измерениях, проводимых в смешанных  $n, \gamma$  полях, на показания МДГ заметное влияние оказывает нейтронное излучение, если его доля будет существенной. Это влияние сказывается на компоненте однократно зарегистрированных сигналов в слоях МДГ. Для этих условий в качестве простейшего критерия селекции  $\gamma$ -источников по их спектрам предложено следующее отношение:

$$R_2 = W^{(2)}/W^{(3)}. \quad (14)$$

Для проведения экспериментальных исследований с целью подтверждения полученных расчётных данных был изготовлен детектор. Указанное устройство представляет собой блок, набранный из 10 пластин пластиковых сцинтилляторов. Размер одной пластины равен 100x120x5мм. Съём света со сцинтилляторов осуществляется посредством переизлучающего волокна фирмы Kuraray марки Y11(200) с диаметром волокна 1 мм. Пучок волокон, выходящий из каждой пластины, подсоединен к отдельному фотоэлектронному умножителю (ФЭУ). Всего в детекторе используется 10 ФЭУ, собранных в блок (рис. 5). Имеется акт о

внедрении указанного детектора в «РФЯЦ – ВНИИТФ имени академика Е.И. Забабахина».

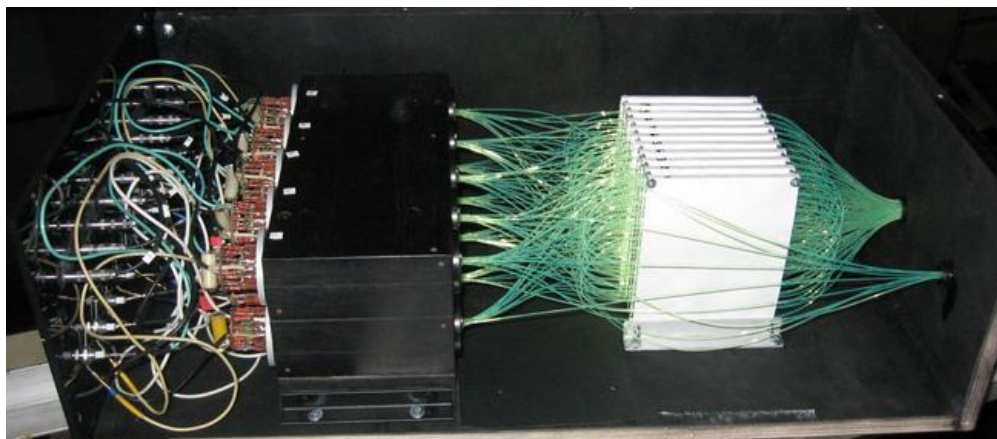


Рисунок 5 - Внешний вид детектора

С использованием  $^{252}\text{Cf}$  и Pu-Be источников были проведены измерения в режиме многократной регистрации (при  $K=1,2,3,4$ ). Эффективность двукратной и трехкратной регистрации  $\gamma$ -квантов Pu-Be источника ( $E_\gamma=4,5$  МэВ) оказалась на порядок больше, чем для  $\gamma$ -квантов  $^{252}\text{Cf}$  источника ( $E_{\gamma\text{cp}}=1$  МэВ).

За счет использования в детекторе конвертирующих слоев ( $\Delta_k = 0,09$  см) экспериментально подтверждено увеличение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов  $^{252}\text{Cf}$  и Pu-Be источников. Для  $\gamma$ -квантов Pu-Be источника ( $E_\gamma=4,4$  МэВ) увеличение эффективности регистрации составило  $\sim 80\%$ .

При обнаружении взрывчатых веществ нейтронно-радиационным методом требуется проводить идентификацию  $\gamma$ -квантов реакции радиационного захвата нейтронов на азоте  $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$  на фоне реакций радиационного захвата нейтронов на кремнии, железе, никеле, в которых излучаются  $\gamma$ -кванты близкого спектрального состава.

Проведены расчеты возможности идентификации с помощью МДГ нескольких типов  $\gamma$ -спектров, соответствующих  $\gamma$ -излучению реакций радиационного захвата тепловых нейтронов на азоте, кремнии, железе, никеле и модельному  $\gamma$ -фону.

Для каждого из  $\gamma$ -спектров были вычислены вероятности  $K$ -кратной регистрации  $\gamma$ -квантов по соотношению

$$W_x^{(k)} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} W^{(k)}(E) \cdot \psi_x(E) dE, \quad (15)$$

где  $x$  — индекс  $(n,\gamma)$  реакции,  $\psi(E)$ - нормированный на единицу спектр рождаемых в ней  $\gamma$ -квантов.

Затем по формулам (12-14) вычислены критерии  $R$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ . Результаты проведенных расчетов для МДГ, который состоит из десяти



попарно чередующихся конвертирующих слоев из свинца толщиной 0,08 мм и сенсорных слоев из полистирола толщиной 5 мм и площадью слоев  $\sim (30 \times 40) \text{ см}^2$ , приведены в таблице 1.

Таблица 1 - Результат расчета вероятностей К-кратной регистрации  $\gamma$ -квантов от различных источников и критериев их различения для образца детектора ( $\Delta_k = 0,08 \text{ см}$ ,  $\Delta_c = 0,5 \text{ см}$ ,  $M=10$ )

$\gamma$ - источник	$W^{(k)}, 10^{-2} \text{ 1/кв}$			R	$R_1$	$R_2$
	K = 1	K = 2	K = 3			
N(n, $\gamma$ )	23,7	5,68	0,75	3,2	3,7	7,6
Si(n, $\gamma$ )	23,6	3,74	0,23	5,6	5,9	16
Fe(n, $\gamma$ )	20,0	6,16	0,77	2,5	2,9	8,0
Ni(n, $\gamma$ )	17,4	8,95	1,40	1,4	1,7	6,4
$\gamma$ -фон	8,50	0,26	-	32	33	-

Из приведённых в таблице 1 данных следует, что наиболее надёжным признаком идентификации рассматриваемых  $\gamma$ -источников с помощью многослойного детектора является соотношение между одно-, двух- и трёхкратными актами регистрации  $\gamma$ -квантов в его сенсорных слоях, характеризующее параметром R (12). Параметры R рассматриваемых (n,  $\gamma$ ) – реакций существенно различаются между собой. Наиболее близкими среди них являются параметры R для реакций радиационного захвата нейтронов на азоте и железе: для этой пары  $\gamma$ -источников различие параметров R составило  $\sim 25\%$ , что позволило их надёжно идентифицировать.

Экспериментальные исследования основных характеристик многослойного детектора  $\gamma$ -квантов с использованием нейтронных источников были проведены в Федеральном государственном унитарном предприятии «РФЯЦ – ВНИИТФ имени академика Е.И. Забабахина».

**В четвертой главе** представлен метод измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения (с  $\tau_{\text{имп}} > 30 \text{ нс}$ ) с помощью многослойного сцинтилляционного детектора, работающего в токовом режиме за более короткие временные интервалы в течение этого импульса  $t < \tau_{\text{имп}}$ .

Измерение энергетического спектра импульса  $\gamma$ -излучения является одной из важных и трудных задач метрологии импульсного  $\gamma$ -излучения. Для решения этой задачи используется метод поглощающих фильтров (МПФ). МПФ позволяет измерять только интегральный по времени спектр импульса  $\gamma$ -излучения, что связано с применением интегрирующих регистраторов: калориметров или дозиметров. Однако в тех случаях, когда

спектр  $\gamma$ -излучения существенно меняется в течение длительности импульса  $\tau$ , интерес представляет измерение энергетического спектра  $\gamma$ -квантов в различные моменты времени  $t < \tau_{\text{имп}}$ .

Метод основан на преобразовании (конвертировании) измеряемого потока  $\gamma$ -квантов в поток электронов и позитронов с последующей регистрацией их многослойным детектором, состоящим из тонких слоёв пластмассовых сцинтилляторов на основе полистирола, что, посредством регистрации параметров импульса тока от каждого слоя, позволяет получить исходную информацию для математического восстановления спектра  $\gamma$ -излучения в различные моменты времени  $t < \tau_{\text{имп}}$ . Изменение эффективности каждого слоя детектора достигается путем установки перед сцинтилляторами конверторов разной толщины или из различных материалов.

В работе представлено расчётное обоснование метода измерения энергетического спектра на примере  $\gamma$ -импульса тормозного излучения высоковольтного импульсного ускорителя электронов прямого действия. Расчет был произведен для многослойного сцинтилляционного детектора, представляющего собой многослойную структуру с размером входного окна  $12 \times 10 \text{ см}^2$ , состоящую из  $M=9$  конвертирующих свинцовых слоев переменной толщины  $\Delta_k$  (0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,6; 1,1; 0,7; 1,0; 1,0 см) и сенсорных слоев из полистиролового сцинтиллятора (ПС) толщиной  $\Delta_c=0,5 \text{ см}$  со спектросмещающими волокнами для вывода света к фотоприемникам. При такой конфигурации детектора фильтром  $\gamma$ -излучения для  $i$ -ого сенсорного слоя служит совокупность всех других слоев, стоящих перед ним.

Связь регистрируемого тока  $J_i(t_k)$  с потоком  $\gamma$ -квантов, падающих на входное окно детектора, определяется уравнением:

$$J_i(t_k) = \Pi \cdot \int_{E_{\gamma \min}}^{E_{\gamma \max}} G_i(E) \cdot \varphi(E, t_k) dE, \quad i=1, \dots, M, \quad (16)$$

где  $\Pi$  – площадь входного окна детектора [ $\text{см}^2$ ];

$J_i(t_k)$  [А] – измеренное значение тока регистратора  $i$ -го сенсорного слоя МДГ в момент времени  $t_k$ ;

$\varphi(E, t_k)$  [кв/( $\text{см}^2 \cdot \text{МэВ} \cdot \text{с}$ )] – плотность потока  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  [МэВ], падающих на входное окно детектора в момент времени  $t_k$ ;

$E_{\min}$ ,  $E_{\max}$  – соответственно, минимальное и максимальное значения энергий квантов регистрируемого  $\gamma$ -импульса;

$G_i(E)$  [Кл/кв] – эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$  в  $i$ -ом сенсорном слое детектора (аппаратурная функция).

Функция  $G_i(E)$  находится по соотношению:

$$G_i(E) = C_i \cdot g_i(E), \quad (17)$$

где  $g_i(E)$  – рассчитываются методом Монте-Карло, а коэффициенты  $C_i$ , учитывающие всю аппаратурную часть, определяются на эталонном источнике  $\gamma$ -квантов.

После регистрации импульса  $\gamma$ -излучения с использованием значений рассчитанных аппаратурных функций  $G_i(E)$ ,  $i=1,\dots,M$  и измеренных токов регистратора сенсорных слоев МДГ  $J_{ik}$ ,  $i=1,\dots,M$  для каждого выбранного момента времени  $t_k$  (т.е. при  $t=t_k$ ) проводится решение системы уравнений (16) относительно плотности потока  $\gamma$ -квантов  $\varphi(E, t_k)$ .

В данной работе решение прямой задачи основывалось на результатах измерения временных зависимостей напряжения  $U(t)$  на ускорительной трубке установки и тока  $I(t)$  через ускорительную трубку, полученных в одном из импульсов установки.

При расчете плотности потока  $\gamma$ -квантов  $\varphi(E, t_k)$  полагалось, что каждому моменту времени  $t$  соответствует строго определенная энергия электронов  $E_e(t) = e_0 \cdot U(t)$ , падающих на мишень (анод) ускорительной трубки, а их поток в момент времени  $t$  определяется выражением:

$$f(E_e, t) = \frac{I(t)}{e_0} \delta(E_e - e_0 \cdot U(t)). \quad (18)$$

Как следствие, для момента времени  $t_k$  в прямой задаче будем иметь:

$$\varphi(E, t_k) = \psi(E, t_k) \cdot \frac{I(t_k)}{e_0}, \quad (19)$$

где  $\psi(E, t_k)$  [кв/(см<sup>2</sup>·МэВ·эл)] — плотность потока квантов тормозного излучения, генерируемого на мишени ускорительной трубки электронами с энергией  $E_{ek} = e_0 \cdot U(t_k)$ .

Функции  $\psi(E, t_k)$  были вычислены методом Монте–Карло на расстоянии  $L = 200$  см от танталовой (Ta) мишени установки при размещении детектора соосно с осью ускорительной трубки при нескольких значениях энергий электронов  $E_{ek}$  и, соответственно, времен  $t_k$ . Затем, согласно (16), (19), были рассчитаны временные зависимости токовых импульсов  $J_i(t)$  регистраторов всех сенсорных слоев многослойного сцинтилляционного детектора, приведенные на рисунке 6.

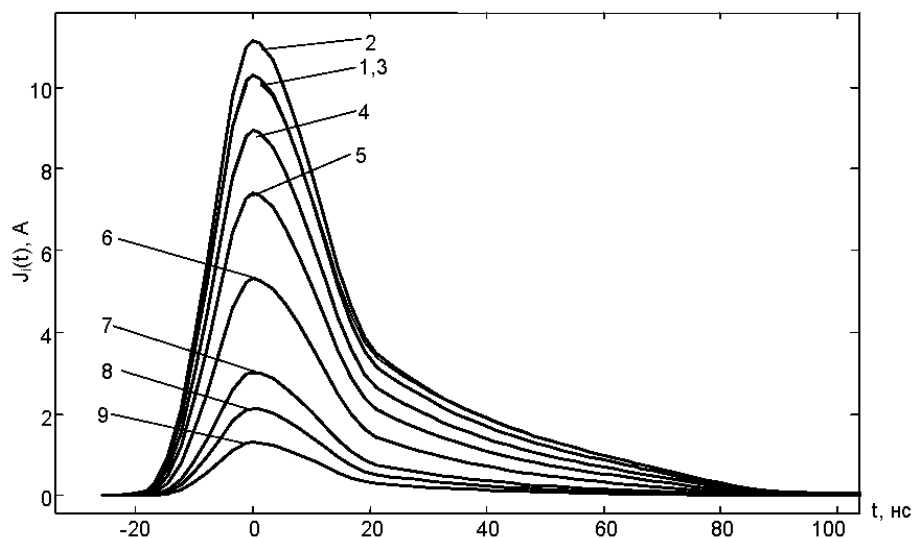


Рисунок 6 - Расчетные временные зависимости токовых импульсов слоев детектора

Обратная задача, т.е. решение системы уравнений (16) относительно спектральных функций  $\varphi(E, t_k)$ , когда аппаратные функции  $G_i(E)$  и токи регистратора сенсорных слоев детектора  $J_{ik}$  являются известными, относится к классу некорректно поставленных задач. В рассматриваемом «числовом эксперименте» обратная задача решалась обобщенным методом минимизации направленного расхождения (МНР). Задача решалась для трех значений времен  $t_k$ :  $t_1 = 2$  нс,  $t_2 = 26$  нс,  $t_3 = 65,5$  нс с соответствующими им значениями токов  $J_{ik}$  (рис. 6), в которые вносились распределенные по равномерному закону абсолютные погрешности со среднеквадратичным значением ( $1\sigma$ )

$$\Delta J_{ik} = \varepsilon \cdot \max_t J_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, 9, \quad (20)$$

Расчеты проводились при трех значениях параметра  $\varepsilon$ : 0%; 0,5 %; 1 % с начальным приближением в итерационном алгоритме МНР:  $u_{kj}(0) = \text{const}$ . Их результаты для  $\varepsilon = 1\%$  представлены на рисунке 7, где приведены также ошибки восстановления ( $1\sigma$ ) искомым функций  $\varphi(E, t_k)$  при указанных погрешностях измерения токов (20) и исходные спектры  $\varphi_0(E, t_k)$ , полученные по соотношению (19) для прямой задачи числового эксперимента

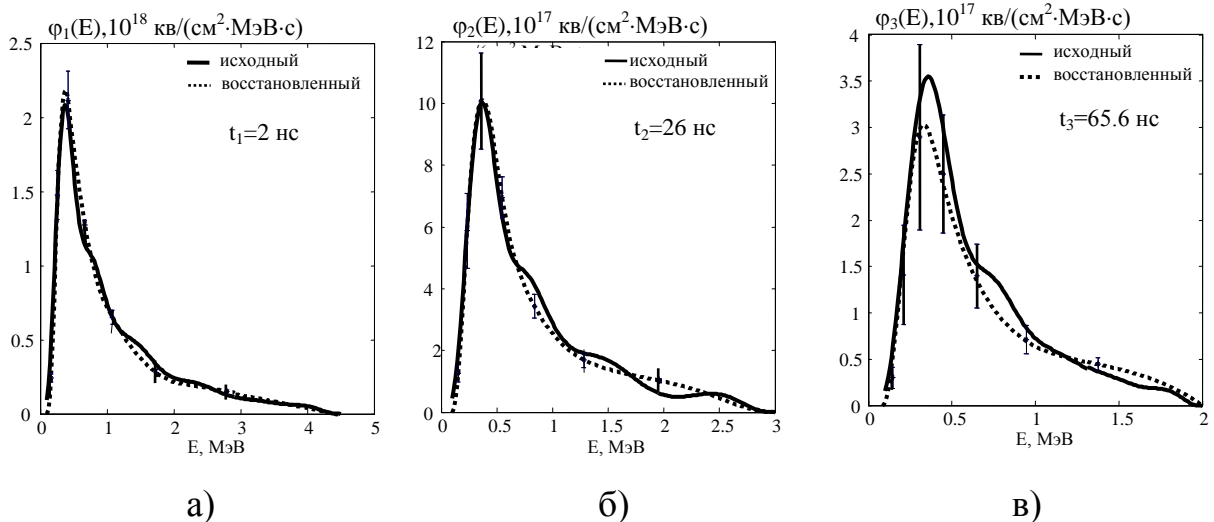


Рисунок 7 - Исходный и восстановленный спектры потока  $\gamma$ -квантов тормозного излучения  $\varphi(E, t_k)$  при  $\varepsilon = 1\%$  для трех значениях времен  $t_k$   
а)  $t_1 = 2$  нс; б)  $t_2 = 26$  нс; в)  $t_3 = 65,6$  нс.

Из приведенных на рисунке 7 данных видно, что метод на основе многослойного детектора позволяет определять энергетический спектр импульсного  $\gamma$ -излучения установок с точностью 10–20 % ( $2\sigma$ ), для этого точность измерений амплитудных значений токов детектора должна быть не хуже  $\sim 1\%$  ( $2\sigma$ ). Из полученных данных также следует, что мгновенный спектр тормозного излучения  $\gamma$ -импульса установки, соответствующий максимуму напряжения на ускорительной трубке (рис. 7,  $t \approx 2$  нс), «жестче» интегрального по времени спектра  $\gamma$ -квантов в этом импульсе,

что полезно учитывать при использовании импульсных рентгенографических установок такого типа для исследований быстропротекающих процессов в динамических системах.

### **Основные результаты работы**

В ходе выполнения данной работы были получены следующие новые результаты:

Для МДН на основе стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  разработан метод дискриминации  $\gamma$ -квантов, позволяющий обеспечить значительный коэффициент дискриминации  $\gamma$ -составляющей излучения ( $K_\gamma \sim 10^6$ ). Указанная степень дискриминации достигается за счет новой многослойной структуры детектора, в котором используется два вида детекторов чувствительных к нейтронам: сцинтилляционное стекловолокно с  ${}^6\text{Li}$  (слой В) и органический сцинтиллятор (слой С), что позволяет реализовать амплитудно-временную дискриминацию  $\gamma$ -фона, в которой медленные нейтроны регистрируются слоями стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$  с коэффициентом амплитудной дискриминации  $\gamma$ -квантов  $K_\gamma \sim 10^3$ , а быстрые нейтроны регистрируются при задержанном совпадении сигнала от протона отдачи в слое органического сцинтиллятора и сигнала при регистрации замедленного нейтрона по реакции  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  в стекловолоконном слое с  ${}^6\text{Li}$  с коэффициентом временной дискриминации  $\gamma$ -квантов  $K_\gamma \sim 10^3$ . Дискриминация обеспечивается за счет временной разницы появления сигналов в слоях С и В от  $\gamma$ -квантов ( $\tau_\gamma^{\text{CB}} = 10$  нс) и нейтронов  $\tau_n^{\text{CB}} \approx (0,1 \div 200)$  мкс.

Для данной регистрирующей структуры подобрана оптимальная толщина слоев сцинтилляционного стекловолокна с  ${}^6\text{Li}$ , которая составляет 0,014 см.

Эффективность МДН при работе в режиме амплитудно-временной дискриминации  $\gamma$ -фона при регистрации нейтронов со средней энергией  $E_n = 2$  МэВ составляет  $\sim 18\%$ .

Указанный МДН предназначен для проведения измерений плотностей потоков нейтронного излучения близких к значениям фоновых ( $\sim 10^{-3}$  н/см $^2$ ·с).

Разработана регистрирующая структура многослойного детектора  $\gamma$ -излучения (МДГ), состоящая из попарно чередующихся слоев сцинтиллятора и конвертирующих слоев свинца.

Проведен расчет вероятностей одновременной регистрации вторичных заряженных частиц, образующихся в результате взаимодействия  $\gamma$ -кванта с конвертирующим слоем детектора, в одном, двух, трех и четырех слоях детектора в зависимости от энергии падающего  $\gamma$ -излучения при различных толщинах конвертирующих и сенсорных слоев.

На основе МДГ разработан метод селекции  $\gamma$ -источников, имеющих близкие энергии излучения  $\gamma$ -квантов. Метод заключается в определении длин пробега вторичных заряженных частиц, образующихся при

взаимодействии  $\gamma$ -квантов источника с конвертирующим слоем детектора, посредством регистрации совпадений сигналов в слоях детектора.

Разработан метод измерения энергетического спектра мощных импульсов тормозного  $\gamma$ -излучения длительностью  $\tau_{\text{имп}} > 30$  нс в различные моменты времени импульса  $t < \tau_{\text{имп}}$ . Метод основан на преобразовании  $\gamma$ -излучения в поток быстрых электронов и позитронов с последующей их регистрацией слоями тонких пластмассовых сцинтилляционных детекторов. Измеренные параметры токового импульса от каждого слоя сцинтиллятора позволяют получить спектр  $\gamma$ -излучения в различные моменты времени  $t < \tau_{\text{имп}}$ . Эффективность каждого слоя достигается путем установки перед сцинтилляторами конверторов разной толщины или из различных материалов.

Для импульса тормозного  $\gamma$ -излучения электронного ускорителя ( $\tau_{\text{имп}}=100$  нс) получен энергетический спектр  $\gamma$ -излучения для трех значений времен:  $t_1=2$  нс (соответствует максимуму напряжения на ускоряющей трубке),  $t_2=26$  нс и  $t_3=65$  нс. При точности измерения амплитудных значений токов детектора, составляющей 1%, погрешность энергетических спектров, восстановленных в различные моменты времени импульса излучения, составляет 10-20%.

На основе регистрирующей структуры многослойного детектора  $\gamma$ -излучения изготовлен прибор для регистрации  $\gamma$ -излучения. При проведении экспериментальных исследований было установлено:

- регистрация совпадений сигналов от слоев детектора при  $K \geq 2$  (где  $K$ - количество совпадений сигналов от слоев) позволяет осуществлять дискриминацию нейтронной составляющей излучения. Данное свойство МДГ, связанное с различными физическими принципами регистрации  $n$  и  $\gamma$  излучений, позволяет осуществлять дискриминацию нейтронной составляющей излучения на уровне  $K_{\gamma/n} \sim 4 \cdot 10^3$ ;

- определение соотношения (12) между скоростями счета одно-, двух-, трех-, четырехкратных совпадений сигналов, вызванных вторичными заряженными частицами, в сцинтилляционных слоях детектора позволило идентифицировать  $^{252}\text{Cf}$  и Pu-Be источники по их  $\gamma$ -излучению;

- за счет использования конвертирующих слоев ( $\Delta_k = 0,09$  см) в МДГ экспериментально подтверждено увеличение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов  $^{252}\text{Cf}$  и Pu-Be ( $E_\gamma=4,4$  МэВ) источников равное  $\sim 40\%$  и  $80\%$  соответственно.

Использование МДГ (с конвертирующими слоями из свинца ( $\Delta_k=0,15$  мм) и сенсорными слоями из полистирола ( $\Delta_c=2$  мм) при числе слоев  $M=10$ , с размером входного окна ( $\Pi_0=2,5 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>)) позволит значительно увеличить эффективность нейтронно-радиационного метода обнаружения взрывчатых веществ в грунте и обеспечить чувствительность метода до  $\sim(100 \div 200)$  г тротила при интенсивности нейтронного источника  $I_n=2 \cdot 10^7$  н/с и времени измерений  $\sim 1$  минуты, что существенно

превосходит результаты достигнутые для NaI(Tl) ( $\varnothing 10 \times 10$  см) - 800 г за 500 с. За критерий обнаружения ВВ было принято равное количество отсчетов детектора, соответствующих эффекту и фону в области регистрации эффекта ( $E_{\gamma} > 10$  МэВ).

### **Основные публикации по теме диссертации**

1 Чернухин Ю.И., Терехин В.А., Афанасьев В.Н., Юдов А.А. и др. Расчетное обоснование методики измерения энерго-временных распределений гамма-излучения мощных импульсных источников. // ВАНТ. Серия «Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру». – 2012. - Вып. 2. – С. 56-60.

2 Юдов А.А., Соколов Ю.А., Чернухин Ю.И. Гетерогенный сцинтилляционный детектор  $\gamma$ -излучения для обнаружения азотосодержащих взрывчатых веществ нейтронно-радиационным методом // Известия Вузов. Ядерная энергетика. - 2013. - №1. – С. 125-132.

3 Чернухин Ю.И. Юдов А.А., Стрельцов С.И. Гетерогенный сцинтилляционный детектор быстрых нейтронов с высокой дискриминацией гамма-фона // Известия Вузов. Ядерная энергетика. - 2015. - №3. – С. 31-39.

4 Юдов А.А., Чернухин Ю.И. Светопередающий тракт для сцинтилляционного гетерогенного детектора. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2013. Сборник научных трудов. Третье заседание тематических секций по направлению «Инновационные ядерные технологии». 4-6 февраля 2013. - М: НИЯУ МИФИ; Снежинск: СФТИ НИЯУ МИФИ, 2013. – С.38

5 Юдов А.А., Бесов С.С., Чернухин Ю.И. Экспериментальные исследования радиационных характеристик сцинтилляционного гетерогенного детектора. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2013. Сборник научных трудов. Третье заседание тематических секций по направлению «Инновационные ядерные технологии». 4-6 февраля 2013. - М: НИЯУ МИФИ; Снежинск: СФТИ НИЯУ МИФИ, 2013. - С. 30-37.

6 Юдов А.А., Чернухин Ю.И. Гетерогенный сцинтилляционный детектор гамма-излучения для обнаружения азотосодержащих ВВ нейтронно-радиационным методом. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2013. Сборник научных трудов. Третье заседание тематических секций по направлению «Инновационные ядерные технологии». 4-6 февраля 2013. - М: НИЯУ МИФИ; Снежинск: СФТИ НИЯУ МИФИ, 2013. - С. 39-47.

7 Юдов А.А., Бесов С.С., Чернухин Ю.И. Экспериментальные исследования радиационных характеристик сцинтилляционного гетерогенного детектора. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2014. Сборник научных трудов. Четвертое заседание тематических секций по направлению «Инновационные ядерные технологии». 30-31 января 2014., - Снежинск; Снежинск: СФТИ НИЯУ МИФИ, 2014. – С. 155.

8 Чернухин Ю.И. Юдов А.А. и др. Гетерогенный сцинтилляционный детектор быстрых нейтронов с высокой дискриминацией гамма-фона. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2014.

Сборник научных трудов. Четвертое заседание тематических секций по направлению «Инновационные ядерные технологии». 30-31 января 2014., - Снежинск; Снежинск: СФТИ НИЯУ МИФИ, 2014. – С. 154.

9 Чернухин Ю.И., Терехин В.А., Юдов А.А. Гетерогенный сцинтилляционный детектор гамма-излучения для обнаружения азотосодержащих ВВ нейтронно-радиационным методом. // Проблемы спектроскопии и спектрометрии. Вузовско-академический сборник научных трудов. - Екатеринбург: УрФУ. - 2011. - Вып. 29. - С. 5-15.

10 Чернухин Ю.И., Терехин В.А., Юдов А.А. и др. Обнаружение и идентификация радиоактивных источников на основе многослойного детектора. // Проблемы спектроскопии и спектрометрии. Вузовско-академический сборник научных трудов. - Екатеринбург: УрФУ. - 2012. - Вып. 31. - С. 26-31

11 Чернухин Ю.И., Юдов А.А., Стрельцов С.И. Гетерогенный сцинтилляционный детектор быстрых нейтронов с высокой дискриминацией гамма-фона. // Проблемы спектроскопии и спектрометрии. Вузовско-академический сборник научных трудов, посвященный 65-летию основания Физико – технологического института. - Екатеринбург: УрФУ. - 2014. - Вып. 33. - С. 82-93.

12 Юдов А.А., Бесов С.С., Иванов А.В. Разработка макета сцинтилляционного детектора с высоким временным разрешением на основе кремниевого фотодиода. // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2016. Сборник научных трудов. Заседание тематических секций по направлению «Инновационные ядерные технологии». 4-6 мая 2016., Снежинск. М: НИЯУ МИФИ; Снежинск: СФТИ НИЯУ МИФИ, 2016. – С. 39-41.