

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

Лаборатория экспериментальной ядерной физики

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ.
СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 2

Москва 2015

УДК 539.1(06)
ББК 22.383
С 23

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ. Сборник трудов. Выпуск 2. – М.: НИЯУ МИФИ, 2015. – 144 с.

Во второй выпуск сборника трудов межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ включены препринты статей, подготовленных для публикации в ведущих научных журналах в 2014 и 2015 годах. Целью выпуска является своевременное информирование научных сотрудников и студентов, специализирующихся в области экспериментальной ядерной физики и медицинской физики, для использования в фундаментальных и прикладных исследованиях, а также в учебном процессе.

ISBN 978-5-7262-1991-2

© *Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2015*

Статьи сборника издаются в авторской редакции

Материалы поступили в УИЛ 01.09.2015 г.

Оглавление

<i>Болоздыня А.И., Акимов Д.Ю.</i> К истории эмиссионного метода регистрации редких процессов	5
<i>Bolozdynya A.</i> Experiments on direct dark matter search with two-phase emission detectors	36
<i>Akimov D. Yu., Bolozdynya A.I., Efremenko Yu. V., Kaplin V.A., Khromov A. V., Melikyan Yu.A., V.V. Sosnovtsev</i> Observation of light emission from Hamamatsu R11410-20 photomultiplier tubes	45
<i>Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Сосновцев В.В., Толстухин И.А., Шакиров А.В., Шафигуллин Р.Р., Хромов А.В.</i> Термостатирование жидко-ксенонового эмиссионного детектора РЭД-100	51
<i>Bolozdynya A.I., Efremenko Yu. V., Khromov V.A., Shafigullin R.R., Shakirov A. V., Sosnovtsev V. V., Tolstukhin I.A.</i> The two-phase closed bellow flex hose cryogenic thermosyphon	58
<i>Бердникова А.К., Болоздыня А.И., Канцеров В.А.</i> Портативные гамма-детекторы для интраоперационного использования в ядерной медицине. Обзор	63
<i>Беляев В.Н., Бердникова А.К., Болоздыня А.И., Дубов Л.Ю., Штоцкий Ю.В., Цхай В.С.</i> Geant4/Gate моделирование комптоновской Ar-Xe гамма-камеры для медицинской радионуклидной диагностики	84
<i>Berdnikova A. K., Belyaev V.N., Bolozdynya A.I., Kantserov V.A., Sosnovtsev V. V., Zhukov K.I., Znamenskiy I.A.</i> Gamma locator for radionuclide diagnostics of oncological diseases	102

<i>Наумов П.П., Акимов Д.Ю., Белов В.А., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Каплин В.А.</i>	
Цифровая триггерная система для детектора RED-100.....	110
<i>Ананьев В.В., Болоздыня А.И., К Власик.Ф., Дмитренко В.В., Ефременко Ю.В., Утешев З.М., Сосновцев В.В., Толстухин И.А., Шакиров А.В., Шафигуллин Р.Р., Хромов А.В.</i>	
Система контроля детектора РЭД100 для эксперимента на ускорителе SNS в рамках коллаборации COHERENT	119
<i>Akimov D. Yu., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Burenkov A.A., Efremenko Yu.V., Etenko A.V., Kaplin V.A., Khromov A.V., Konovalov A.M., Kovalenko A.G., Kumpan A.V., Melikyan Yu.A., Rudik D.G., Sosnovtsev V.V.</i>	
Search for elastic coherent neutrino scattering off atomic nuclei at the Kalinin Nuclear Power Plant	127
<i>Akimov D. Yu., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Burenkov A.A., Efremenko Yu.V., Etenko A.V., Kaplin V.A., Khromov A.V., Konovalov A.M., Kovalenko A.G., Kumpan A.V., Melikyan Yu.A., Rudik D.G., Sosnovtsev V.V.</i>	
Investigation of coherent neutrino scattering at the Spallation Neutron Source	138

К ИСТОРИИ ЭМИССИОННОГО МЕТОДА РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ ПРОЦЕССОВ*

А.И. Болоздыня, Д.Ю. Акимов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Эффективная регистрация слабозаимодействующих частиц и проникающих излучений возможна только с помощью детекторов с массивной и плотной рабочей средой. Поскольку энергия, оставляемая в рабочей среде детектора в этих случаях очень мала, необходимы специальные меры, чтобы усиливать слабые сигналы. Разработано несколько подходов для регистрации малых энерговыделений в массивных детекторах. В этой главе мы остановимся на классе детекторов, использующих возможность вытягивать электроны ионизации из неполярных диэлектриков и усиливать ионизационный сигнал методами, разработанными для газовых детекторов.

Первые разработки эмиссионных детекторов были связаны с попыткой использовать их для визуализации треков частиц высоких энергий. Однако вскоре после первых успешных испытаний эмиссионной стримерной камеры на протонном синхротроне ИТЭФ было осознано, что значительные времена дрейфа электронов из рабочей среды эмиссионной камеры размерами порядка 1 м значительно ограничивают возможности применения таких детекторов для использования в экспериментах на современных ускорителях высокой светимости.

После этого, эмиссионный метод исследовался на предмет использования для визуализации полей гамма-излучений в ядерной медицине. Первая же попытка построения эмиссионной камеры, сравнимой по своим параметрам с классическими гамма камерами на кристаллах йодистого натрия была успешной, и группа в то время молодых ещё разработчиков (С. Калашников, В. Егоров и А. Болоздыня) была в 1984 году награждена медалью АН СССР за эту работу.

** Отправлено в Труды конференции по физике высоких энергий, квантовой теории поля, математической физике и космологии, посвященной 70-летию ИТЭФ НИЦ "Курчатовский институт".*

С развитием неускорительной физики и постановкой низко-фоновых экспериментов по поиску редких ядерных распадов и экзотических частиц стало ясно, что эмиссионные детекторы могут привнести в эти исследования значительные преимущества, благодаря возможности построения детекторов «без стенок» большой массы и с очень низким порогом регистрации. Первая попытка такого рода была предпринята в ИТЭФ в 90-х годах прошлого века при создании эмиссионного детектора на жидком ксеноне для измерения магнитного момента нейтрино. За относительно короткое время, прошедшее с тех пор, эмиссионные детекторы заняли уникальную нишу в арсенале методов современной экспериментальной и прикладной физики. Знаменательно, что за последние 30 лет технология эмиссионных детекторов прошла путь от миниатюрных эмиссионных детекторов для методических исследований объемом около 1 см³ до экспериментальных установок объемом порядка 1 м³ для решения одной из фундаментальных проблем современной науки – поиска темного вещества во Вселенной.

Эмиссионная стримерная камера

Эмиссионная стримерная камера экспонировалась на вторичном пучке протонного синхротрона ИТЭФ в 1977–1979 годах. В этом детекторе рабочей средой служил диск твердого криптона толщиной 5 мм и диаметром 12,5 см, помещенный между сетчатым анодом и катодом, которым служило дно камеры. Дно камеры имело сложный профиль, который обеспечивал однородное электрическое поле в твердом криптоне с поле зрения камеры. Охлаждался детектор с помощью жидкого азота. Визуализация треков происходила в неоне при нормальном давлении, содержавшем примесь паров криптона.

Схема устройства эмиссионной стримерной камеры показана на рис. 1. Камера запускалась от телескопа сцинтилляционных счетчиков, выделявших частицы высоких энергий (пионы с импульсом 3 ГэВ/с) проходивших через твердый криптон. К сетчатому аноду прилагалось постоянное положительное напряжение, создававшее в твердом криптоне электрическое поле напряженностью 1,5 кВ/см, вытягивающее электроны в газовую фазу. С задержкой, необходимой для вытягивания электронов в газ, на анод подавалось им-

пульс высокого напряжения (до 100 кВ длительностью 60 нс). При этом на электронах в газе развивался стримерный разряд. Распределение стримеров по полю анода фотографировалось через окно с помощью фотокамеры, как показано на рис. 2.

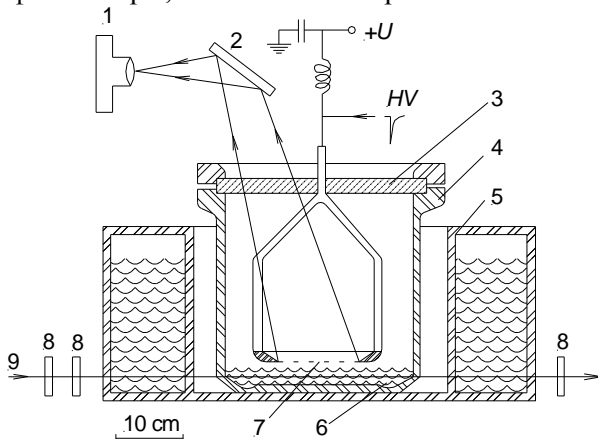


Рис. 1. Эмиссионная стримерная камера: 1 – фотокамера, 2 – зеркало, 3 – окно, 4 – сосуд из нержавеющей стали, 5 – жидко-азотный криостат, 6 – твердый криптон, 7 – сетчатый анод, 8 – сцинтилляционные счетчики, 9 – трек релятивистской частицы

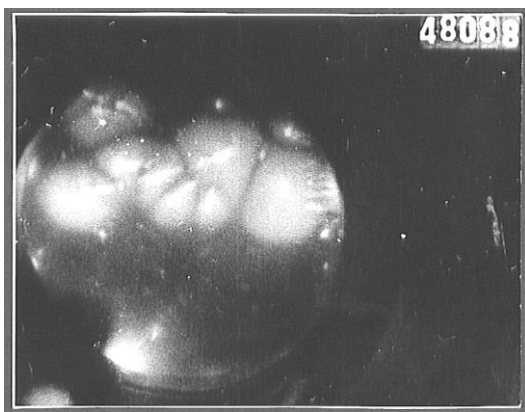


Рис. 2. Изображение треков вторичных частиц, возникших при взаимодействии первичной релятивистской частицы в корпусе камеры. Светящиеся однородные области – плазма стримеров, растекающаяся по поверхности твердого криптона

Как показали эксперименты с эмиссионной стримерной камерой, стримерный разряд начинает развиваться, когда напряженность электрического поля в газе превышает 2 кВ/см. Удивительным оказался тот факт, что напряженность визуализирующего поля оказалась независимой от температуры (плотности) газа. В свое время к такому же заключению пришли при разработке криогенной стримерной камеры, работающей в парах жидкого гелия при температуре 4 К. Этот эффект может быть связан с ростом концентрации димеров благородных газов с понижением температуры; как известно, потенциал ионизации димеров понижен на величину энергии связи атомов в димерах (1–2 эВ).

Треки релятивистских пионов и, иногда, вторичных частиц – продуктов взаимодействия пионов с рабочим веществом детектора или с его стенками, фотографировались фотокамерой или парой фотокамер для построения стереоизображений. Типичное изображение прямых треков частиц, прошедших через газ при соответствующей установке счетчиков сцинтилляционного телескопа, показаны на рис. 3,а. «Газовый» трек выглядит как цепочка отдельных стримеров. Типичный «эмиссионный» трек от частиц, прошедших через твердый криптон выглядит квазинепрерывным с размером стримеров порядка 2 мм по полю и 0,5 мм диаметром, упакованные в треке с плотностью порядка 1 стримера на 1 мм трека (рис. 3,б), что, вероятно, является следствием высокой плотности электронов на эмиссионном треке.

Наблюдение плотных эмиссионных треков привело авторов к предложению использовать эмиссионный детектор для поиска anomalно слабоионизирующих частиц. И, действительно, среди коллекции снимков с эмиссионной стримерной камеры были обнаружены редкие снимки anomalных треков с плотностью стримеров порядка 0,5 на 1 см длины трека. Такие треки могли быть рассмотрены как кандидаты на anomalные частицы, производящие на несколько порядков меньше электронов ионизации, чем релятивистские пионы. Однако анализ условий съемки показал, что anomalные треки являются следствием памяти детектора. Как показано на фото рис. 2, иногда плазма от стримеров касается поверхности твердого криптона. Если следующий визуализирующий импульс подается достаточно быстро после предыдущего,

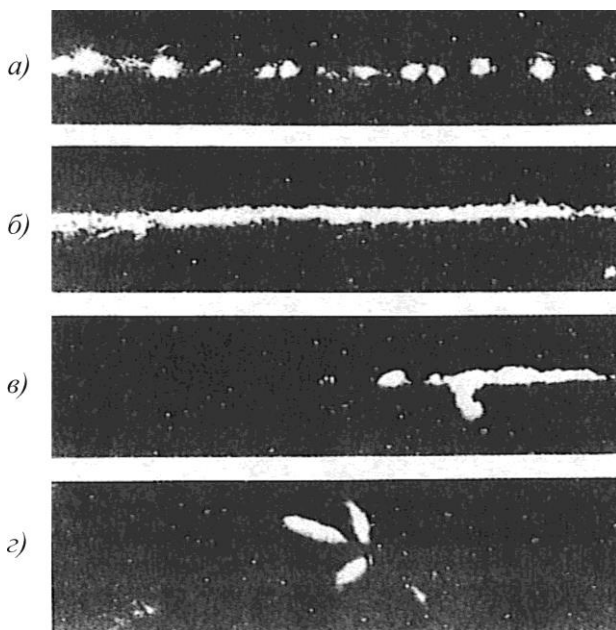


Рис. 3. Примеры треков частиц, зарегистрированных в эмиссионной стримерной камере (сверху вниз): трек релятивистской частицы, прошедшей через газ (а); трек частицы, прошедшей через твердый криптон (б); дельта-электрон (в); треки вторичных частиц (г). Фотография сделана 35-мм фотокамерой Zenit с объективом Юпитер-9 (фокусное расстояние 83 мм) с расстояния 1,6 м

то электрическое поле срывает с заряженной поверхности электронов и при этом возникает трек «фантом», проходящий точно по тому же месту, что и предыдущий трек, однако этот повторный трек имеет значительно меньшую плотность стримеров. Это наблюдение дало основание для двух выводов:

1) поверхность раздела фаз может служить источником электронов, несвязанных по своему происхождению с регистрируемой частицей;

2) эмиссионная камера действительно способна обнаруживать необычные объекты, создающие значительно меньше электронов ионизации, чем известные частицы.

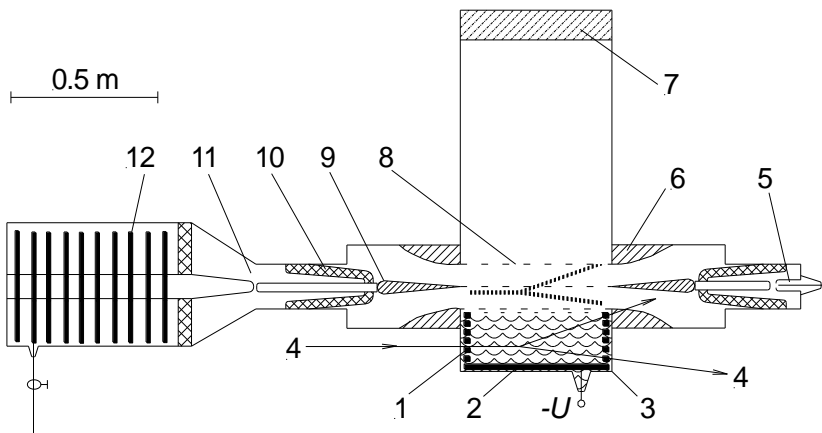
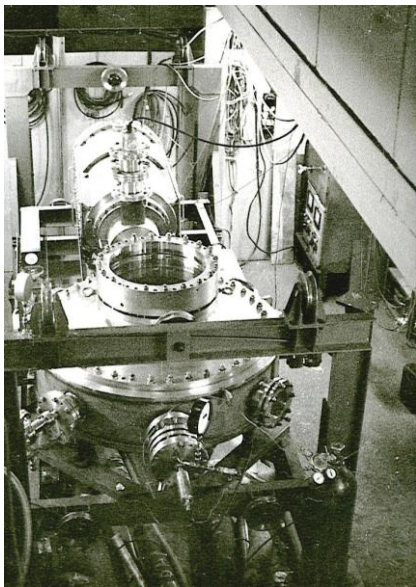


Рис. 4. Схема устройства большой стримерной камеры «Надежда»: 1 – дрейфовые кольца в жидком криптоне, 2 – катод, 3 – корпус камеры, 4 – треки проходящих частиц, 5 – обрезывающий разрядник, 6 – полеформирующий электрод стримерной камеры, 7 – оптическое окно, 8 – сетчатая часть полеформирующего электрода, 9 – центральный электрод стримерной камеры, 10 – керамический изолятор, 11 – проходной (обостряющий) разрядник, 12 – генератор Аркадьева-Маркса; U – дрейфовое напряжение, поданное на катод; стримерное изображение треков 4 показано вертикальными штрихами между сетчатыми электродами стримерной камеры

В 1980-е годы в ИТЭФ была предпринята попытка построить большую эмиссионную камеру для регистрации одновременно нескольких нейтральных пионов, генерируемых при аннигиляции антипротонов в ядрах. Схема устройства камеры «Надежда» показана на рис. 4; фотография камеры без криостата в большом экспериментальном зале ускорителя ИТЭФ – на рис. 5. Рабочим веществом камеры должна была служить мишень для нейтральных пионов в форме цилиндра из жидкого криптона диаметром 50 см и высотой 20 см, над которой установлена охлаждаемая цельнометаллическая стримерная камера диаметром 1,5 м. Стримерная камера состояла из двух симметричных частей с центральным сетчатым высоковольтным электродом, подвешенным на керамических изоляторах. Высоковольтный импульс амплитудой 250 кВ, генерируемый генератором Аркадьева-Маркса с ударной емкостью

2200 пФ, соответствующей емкости стримерной камеры, формировался с помощью проходного, обрезającego разрядников и высоковольтной линии задержки так, чтобы иметь длительность 20 нс.



Камера «Надежда» была построена в ИТЭФ в 1980-е годы и испытана по частям: цельнометаллическая стримерная камера показала способность визуализировать треки частиц (на рис. 5 внизу показан трек от азотного лазера в неоне с парами альфа-нафтиламина); жидкокритионовая ионизационная камера испытана, как было описано выше.

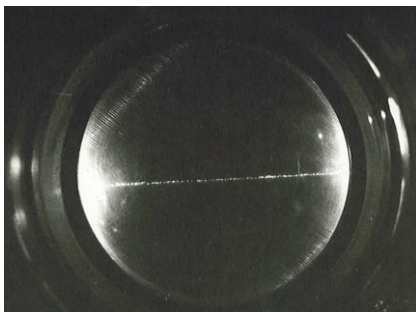


Рис. 5. Эмиссионная камера «Надежда» в Большом экспериментальном зале ускорителя ИТЭФ (вверху) и изображение пучка УФ лазера ЛГИ-21 в неоне с добавкой паров альфа-нафтиламина при комнатной температуре и давлении 1,2 атм, полученное с помощью стримерной камеры (диаметр поля зрения 50 см, глубина зрения – 15 см)

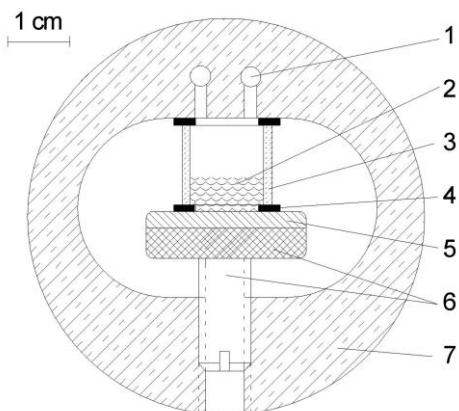
Электролюминесцентные эмиссионные детекторы

Эмиссионные детекторы на чистых благородных газах, использующие электролюминесценцию газовой фазы для усиления ионизационного сигнала, наиболее часто используются в современных двухфазных эмиссионных детекторах.

Электролюминесцентные эмиссионные одноканальные детекторы

Миниатюрный электролюминесцентный эмиссионный детектор из стеклянной трубки, показанный на рис. 6, использовался в серии работ в ИТЭФ по исследованию пороговых эффектов электронной эмиссии из твердого аргона, жидких и твердых криптона и метана (при использовании неона в качестве балластного газа) и их смесей, а также для сравнения сцинтилляционных и электролюминесцентных свойств различных конденсированных благородных газов.

Рис.6. Схема устройства миниатюрного электролюминесцентного эмиссионного детектора: 1 – отверстия для подачи газа, 2 – конденсированная фаза, 3 – стеклянный цилиндр диаметром 15 мм, покрытый изнутри пара-терфенилом; 4 – уплотняющие прокладки из тонкого тефлона; 5 – катод с альфа-источником; 6 – болт для уплотнения с диэлектрической прокладкой; 7 – тепловой экран с регулируемой температурой в диапазоне 77-120 К; Фотоумножитель ФЭУ-82, установленный в плоскости рисунка позади заземленной сетки, на рисунке не показан



Вскоре было показано, что электролюминесцентные детекторы с несколькими фотоприемниками позволяют достигать прекрасного пространственного разрешения и строить цифровым методом изображения полей ядерных излучений, которые производят точно-подобную ионизацию в рабочей среде детектора.

Электролюминесцентные эмиссионные камеры

Электролюминесцентная эмиссионная камера (рис. 7 и рис. 8) была разработана и испытана объединенной группой исследователей из МИФИ и ИТЭФ и испытана в ИТЭФ в лаб.214 в начале 1980-х годов для построения двумерных изображений полей

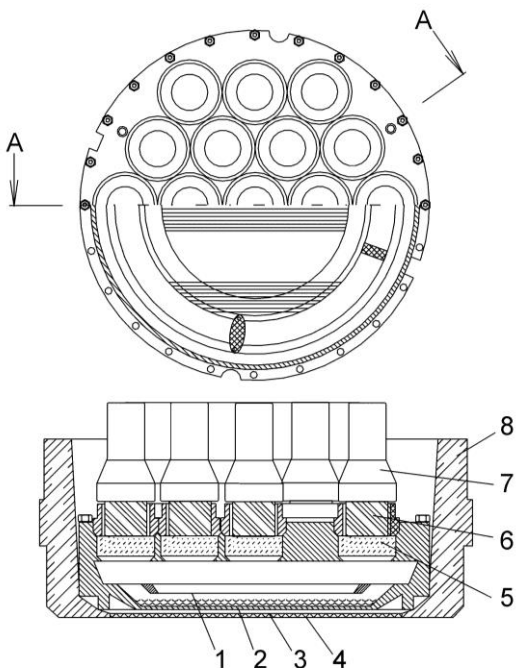


Рис.7. Электролюминесцентная эмиссионная гамма-камера с 19 фотоумножителями ФЭУ-139: 1 – сетчатый анод; 2 – катод – дно камеры; 3 – вакуумная тепло изоляция; 4 – теплоизоляция, 5 – стеклянное окно, покрытое пара-терфенилом с внутренней стороны; 6 – световод из акрила; 7 – фотоумножитель; 8 – боковая свинцовая защита

гамма-излучения в ядерной медицине. Камера представляла собой сосуд из нержавеющей стали, внешние контуры которого позволяли использовать свинцовую защиту от стандартной сцинтилляционной гамма-камеры на кристалле из $\text{NaI}(\text{Tl})$. Катодом детектора служило тонкое дно сосуда, на которое намораживался слой твердого криптона или ксенона толщиной до 1 см. Анод представлял собой кольцо диаметром 30 см, центральная часть которого диаметром 24,5 см была перекрыта сеткой из нихромовой проволоки диаметром 50 микрон с шагом 1 мм. Девятнадцать стеклянных окон диаметром 7 см были установлены в гексагональном порядке и уплотнены на верхней крышке камеры с помощью медно-индиевых

прокладок и пружинных шайб. Внутренняя поверхность окон была покрыта пара-терфенилом толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$. Каждое окно через акриловый световод просматривалось спектрометрическим фотоумножителем ФЭУ-139. Для заполнения камеры использовались криптон или ксенон, очищенные путем пропускания через хромосиликатный адсорбент типа Oxisorb (Messer Group GmbH) производства Института органической химии в Москве и горячий (900 К) кальциевый геттер. Газ хранился при нормальных условиях в присоединенном к камере нержавеющей сосуда диаметром 80 см и высотой 150 см, внутренняя поверхность которого была в вакууме запылена титаном.

Координаты точечно-подобных и ионизационных кластеров в плоскости анода определялись по центру тяжести распределения сигналов с матрицу 19 фотоумножителей, как это делается в гамма-камере Ангера. Взвешивание осуществлялось аналоговым методом на резисторной матрице, которую составляли нагрузочные резисторы в анодных цепях фотоумножителей. Визуальное отображение двумерного распределения взвешенных сигналов производилось с помощью запоминающего осциллографа Tektronix 603. Внутренне разрешение камеры определялось с помощью альфа-источника, установленного на дне камеры и покрытого алюминиевой маской. Внутреннее разрешение детектора по плоскости анода составило $2,5 \text{ мм FWHM}$ при заполнении камеры твердым криптоном. При использовании внешнего гамма-источника энергией $59,6 \text{ кэВ}$ (^{241}Am), покрытого свинцовой маской и установленного в центре поля зрения камеры, и жидкого ксенона в качестве рабочей среды были получены распределения координатных сигналов (рис. 8), по которым определено пространственное разрешение $3,5 \text{ мм FWHM}$, что в 3 раза лучше, чем пространственное разрешение гамма-камеры, использовавшей примерно такую же матрицу 19 фотоумножителей ФЭУ-139 для считывания сцинтилляционного сигнала с кристалла NaI(Tl) .

Вскоре было показано, что электролюминесцентные детекторы с несколькими фотоприемниками позволяют достигать прекрасного пространственного разрешения и строить цифровым методом изображения полей ядерных излучений, которые производят точечно-подобную ионизацию в рабочей среде детектора.

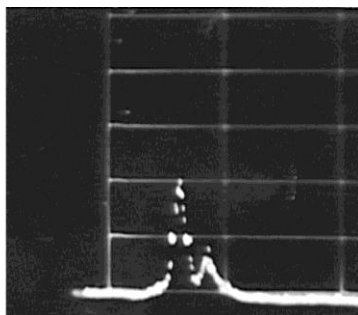
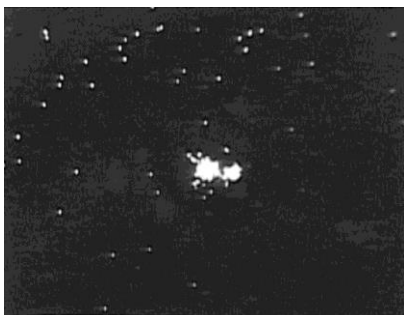


Рис. 8. Изображение гамма-источника с энергией гамма-квантов 59,6 кэВ (^{241}Am) покрытого свинцовой маской с двумя отверстиями диаметром 2 мм на расстоянии 8 мм (слева) и распределение координатных сигналов поперек изображения (справа) при давлении ксенона в камере 1,8 атм и напряженности электрического поля в газе 7 кВ/см

Для демонстрации работоспособности камеры по всему полю зрения перед входным окном детектора устанавливалась свинцовая маска с 17 отверстиями. Маска облучалась гамма-квантами с энергией 122 кэВ (^{57}Co). Полученное изображение показано на рис. 9. Энергетическое разрешение определялось путем аналогового суммирования сигналов со всех ФЭУ на резисторной матрице с помощью амплитудного анализатора АИ-256-6. Энергетическое разрешение 15 % FWHM было измерено для 122 кэВ ^{57}Co гамма-источника при 2 кВ/см напряженности электрического поля в



4-мм слое твердого ксенона и 16 % FWHM при напряженности электрического поля в жидком ксеноне толщиной 1,5 мм.

Рис. 9. Изображение свинцовой маски по полю зрения диаметром 22 см, полученное с помощью 122 кэВ гамма-квантов

Одновременное использование ионизационного и сцинтилляционного сигналов

Чистые благородные газы как рабочая среда детекторов уникальны тем, что сочетают в себе хорошие сцинтилляционные и ионизационные свойства. Возможность съема информации с детекторов на чистых благородных газах по двум каналам – сцинтилляционному и ионизационному – давно привлекала исследователей.

Сцинтилляционные дрейфовые камеры

Сцинтилляционные дрейфовые камеры (СДК) – позиционно-чувствительные детекторы, в которых пространственное разрешение, в частности, достигается измерением времени дрейфа электронов, необходимого для того, чтобы достичь анода, после первичного взаимодействия регистрируемых частиц с рабочей средой детектора. Одна из лучших СДК была создана группой МИФИ_ИТЭФ и испытана в США по заказу компании Siemens Nuclear Medicine Group в 90-х годах в качестве альтернативы гамма камерам на сцинтилляционных кристаллах для радиоизотопной диагностики в ядерной медицине.

СДК-19 (рис. 10), которая состояла из корпуса из нержавеющей стали и электродной системы, включающей 37-мм дрейфовый промежуток и 6-мм электролюминесцентный промежуток, образованные проволочными электродами. Сцинтилляции в дрейфовом промежутке и электролюминесценция в свето-производящем промежутке регистрировались с помощью девятнадцати фотоумножителей ФЭУ-139 с диаметром колбы 80 мм, установленных вне камеры. Каждый ФЭУ находился в оптическом контакте с отдельным окном, покрытым изнутри пара-терфенилом. Для ввода гамма-излучения служило сферическое алюминиевое окно толщиной 3 мм. Давление ксенона камере варьировалось вплоть до 20 атм. Дополнительный тонкий алюминиевый электрод был установлен между окном и дрейфовым промежутком для выравнивания электрического поля.

Гамма-излучение попадало в детектор через входное окно и поглощалось в дрейфовом промежутке, где конвертировалось в ионизационный кластер и первичную сцинтилляционную вспышку.

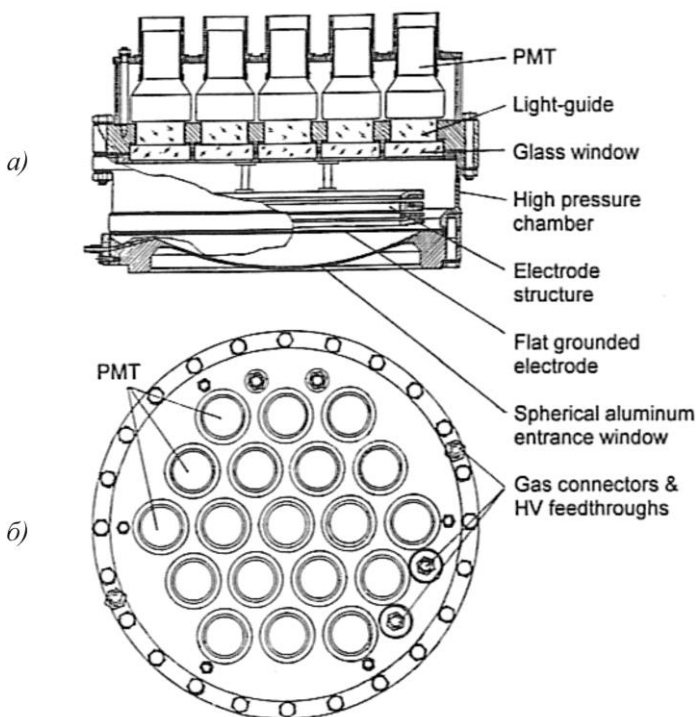


Рис.10. Устройство сцинтилляционной дрейфовой камеры (а) и изображение свинцовой маски (б) в плоскости фотокатодом ФЭУ (вверху) и по глубине камеры (внизу), полученное от точечного источника ^{241}Am , расположенного на расстоянии 1,5 м от входного окна камеры

В относительно слабом дрейфовом поле ($\sim 0,1 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$) кластер электронов ионизации дрейфовал в светопроизводящий промежуток, где в сильном поле ($2\text{--}3 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$) генерировал электролюминесцентную вспышку. Положение точно-подобного ионизационного кластера определялось в проекции на плоскость светопроизводящего промежутка и измерялось по распределению величин электролюминесцентных сигналов по матрице фотомножителей. Координаты $\{x_i, y_i\}$ кластера и энергия частицы, выделенная в кластере, E определялись путем взвешивания измеренных величин сигналов:

$$E = \sum k_i A_i, \quad x = \sum x_i A_i / \sum A_i, \quad y = \sum y_i A_i / \sum A_i, \quad (3.6)$$

где $i = 1, \dots, 19$ – номера фотоумножителей, A_i – отклик фотоумножителя номер i , k_i – веса сигналов, определяемые путем калибровки. Первичные коэффициенты k_i определялись по коэффициентам усиления ФЭУ, а затем корректировались по отклику детектора на возбуждение гамма-источником ^{57}Co , излучение которого направлялось с помощью коллиматора под каждый из 19 фотоумножителей. Процедура повторялась несколько раз, пока не достигалась неоднородность пространственного отклика < 1 мм и ошибка в определении энергии на линии 122 кэВ меньше 1 %. После этого было измерено собственное пространственное разрешение как ширина отклика на коллимированный пучок гамма квантов от источников ^{57}Co и ^{241}Am .

Камера запускается первичной сцинтилляцией. Для этого все ФЭУ включены на совпадение по мажоритарной схеме. Положение ионизационного кластера по глубине определяется по величине задержки между сцинтилляционной и электролюминесцентной вспышками. Система сбора данных в стандарте КАМАК в линию с персональным компьютером типа Pentium позволяла распознавать от 1 до 4 ионизационных кластеров, относящихся к одному сцинтилляционному триггеру. Эффективность сцинтилляционного триггера составляла 60 % для гамма квантов с энергией 60 кэВ (^{241}Am) при давлении ксенона 9 атм (плотность $0,054 \text{ г/см}^3$). При тех же условиях эффективность регистрации достигала 80 %, если использовался электролюминесцентный триггер. При этом энергетическое разрешение СДК-19 составляло 2,7 % FWHM (рис. 11,а) в среднем по полю зрения диаметром 22 см и 2,5 % FWHM для коллимированного пучка 122 кэВ (^{57}Co) гамма квантов. Трехмерная позиционная чувствительность составила 3,5 мм FWHM в плоскости матрицы ФЭУ и 0,6 мм по глубине дрейфового промежутка для гамма квантов с энергией 60 кэВ. Быстродействие камеры зависело от режима работы и составляло 100 кГц, когда камера запускалась от электролюминесцентного сигнала, что сравнимо с быстродействием сцинтилляционных гамма камер такого же размера. Когда камера запускалась от сцинтилляций и измеряла 3D положения нескольких ионизационных кластеров, её быстродействие составляло 20 кГц.

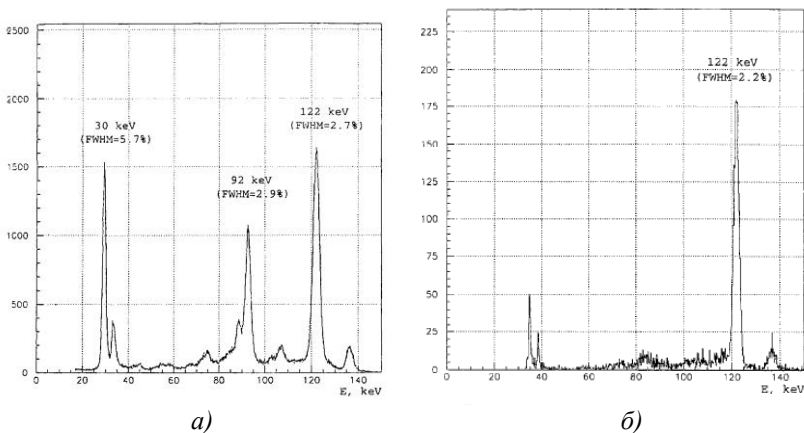


Рис.11. Спектр ^{57}Co (а) и двумерное распределение по энергиям двух последовательных сигналов из трех, общее энерговыделение которых составляло 140 кэВ от источника $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (б)

Важно отметить, что знание третьей координаты Z по глубине дрейфового промежутка можно использовать для улучшения качества двухмерного изображения в XU -плоскости (режим работы камеры Ангера). Например, среди многокластерных событий для реконструкции изображения можно выбирать только кластеры, возникшие от фотопоглощения первичных гамма квантов. Энергетическое разрешение также может быть улучшено, если вводить поправку на захват электронов электроотрицательными примесями, а также отбирать многокластерные события, включающие характеристические кванты ксенона с энергией 29,80 кэВ (K_α) и 33,64 кэВ (K_β), и придавая кластерам этих квантов точно известные значения энергий, и тем самым эффективно улучшая точность измерения всей поглощенной энергии. На рис. 11,б показан спектр ^{57}Co , измеренный таким образом (fluorescent gated mode) с энергетическим разрешением 2,2 % FWHM, вместо измеренных обычным способом 2,7 % (рис. 11).

О способности камеры к трехмерному имаджингу можно судить по рис. 10,б, на котором представлено изображение свинцовой маски с регулярной сеткой отверстий диаметром 4 мм с шагом 8 мм. Маска располагалась перед входным окном камеры и облучалась

точечным источником ^{57}Co , расположенным на расстоянии 1,5 м от входного окна камеры на его оси. Верхнее распределение соответствует XY-проекции изображения маски на плоскость матрицы ФЭУ. Нижнее распределение показывает положение точек взаимодействий по глубине дрейфового промежутка (в XZ-плоскости) для одного из центральных рядов верхнего изображения.

Способность детектора измерять положение ионизационных кластеров в трехмерном пространстве и идентифицировать точки комптоновского рассеяния использовалась для испытания СДК-19 в режиме Комптоновской камеры.

Эмиссионный детектор «без стенок»

Наибольший выигрыш достигается в методике регистрации, если использовать в рамках одного прибора все преимущества, которые дает применение чистых благородных газов, а именно

возможность съема сигнала для одного события по двум каналам – ионизационному и сцинтилляционному;

возможность эффективного усиления ионизационного сигнала при использовании эмиссионного метода регистрации;

возможность построения практически неограниченного по размерам и массе детектора.

Использование всех этих факторов позволяет создать рекордный по чувствительности к редким и слабоионизирующим частицам детектор «без стенок». Идея была выдвинута автором этой работы около 18 лет назад и впервые опубликована 15 лет назад. Принцип действия «бесстеночного» эмиссионного детектора заключается в следующем.

1) Регистрируемое излучение взаимодействует с конденсированной рабочей средой детектора, возбуждает и ионизует атомы, в результате чего возникает первый сигнал, проявляющийся в виде сцинтилляции конденсированных благородных газов. Этот сигнал используется для запуска системы съема информации с детектора.

2) Благодаря приложенному электрическому полю, электроны ионизации дрейфуют к свободной поверхности конденсированной рабочей среды детектора и выходят из неё (эмитируют) в равновесную газовую фазу или вакуум, где генерируют второй, усиленный сигнал, пропорциональный количеству электронов ионизации. Усиление этого второго сигнала может достигаться разными

способами: электролюминесценцией благородного газа, лавинным размножением электронов в разреженной газовой фазе, ускорением электронов в вакууме и др. Матрица датчиков используется для того, чтобы зарегистрировать двумерное распределение вторичных частиц и определить координаты первичного взаимодействия вдоль поверхности, составляемой входными окнами матрицы датчиков (например, фотоумножителей, как показано на Рис.12). Поскольку второй сигнал задержан относительно первого на время дрейфа электронов ионизации, по задержке между первым и вторым сигналами определяется третья координата первоначальной точки взаимодействия.

3) Знание положения точки взаимодействия в трех-мерном пространстве используется для отбора событий происходящих в чувствительном объеме A (рис. 12). Для достаточно больших и массивных детекторов, построенных из материалов с большой поглощающей способностью к ядерным излучениям (из жидкого ксенона, например), объем сверхчистого вещества детектора B , окружающего чувствительный объем A , играет роль защиты от радиоактивного излучения окружающих материалов. В режиме активной защиты слой B используется для отсева событий в объеме A , коррелированных по времени с событиями в объеме B . Это позволяет исключать события, произошедшие в результате многократных рассеяний фоновых частиц.

Дополнительным мощным методом отсева фоновых событий служит идентификация природы взаимодействия по соотношению долей энергии, затраченных на ионизацию и возбуждение рабочей среды детектора. В криогенных твердых благородных газах возможно также усиление сигнала при собирании электронов на сверхпроводящих электродах, а также генерация фононов и их размножение, благодаря эффекту Трофимова-Неганова-Люка. В таком случае нижний порог регистрации понижается вплоть до энергии фонона ($\sim 0,001$ эВ), и становится возможным трехмерный корреляционный анализ, что должно существенно улучшить эффективность отсева фоновых событий. Все эти особенности в сочетании с доступностью в масштабах десятков тонн, делают тяжелые благородные газы, а среди них в первую очередь ксенон, наиболее привлекательными средами для детекторов вимпов.

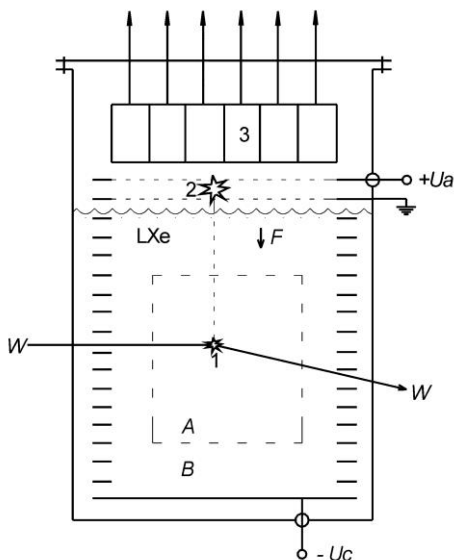


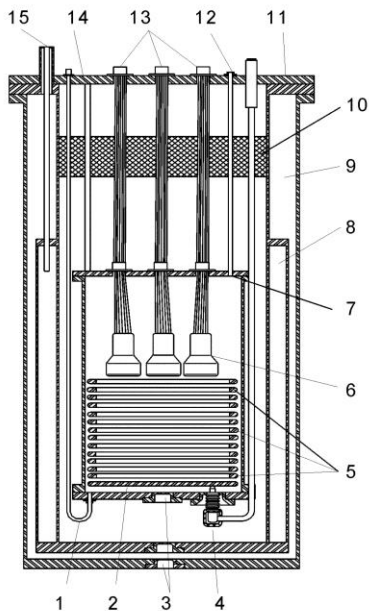
Рис. 12. Принцип работы «бесстеночного» эмиссионного детектора: 1 – сцинтилляционная вспышка в точке взаимодействия слабозаимодействующей частицы W с рабочим веществом детектора – конденсированным благородным газом LXe , помещенным в электрическое поле F ; 2 – электролюминесцентная вспышка в газе, инициированная электронами ионизации, вытянутыми из LXe и дрейфующими через равновесную газовую фазу в достаточно сильном электрическом поле; 3 – матрица фотоумножителей, регистрирующих сцинтилляционную и электролюминесцентную вспышки; A – чувствительный объем, из которого выбираются полезные события; B – защитный слой, в котором в основном происходят события, связанные с радиоактивностью окружающих материалов; U_A – потенциал анода, U_C – потенциал катода

Важным преимуществом благородных сред является возможность их сверхтонкой очистки от примесей и долгоживущих радиоактивных изотопов. Особое место среди благородных сред принадлежит конденсированному ксенону, который, благодаря высокой плотности и большому атомному номеру, прекрасно поглощает гамма-кванты и может играть роль эффективной активной защиты от естественной радиоактивности.

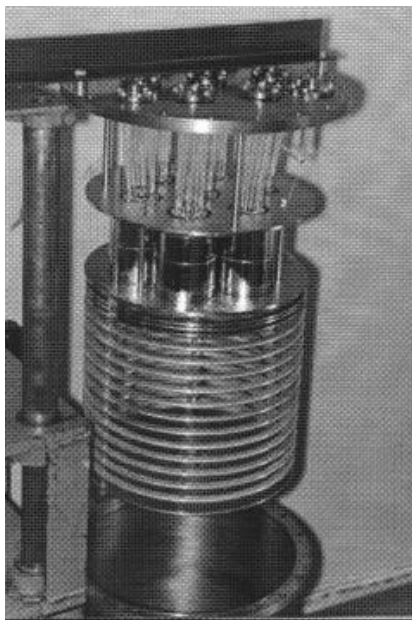
Жидкий ксенон обладает не только прекрасными защитными свойствами от естественного гамма-фона, но и от нейтронов, причем в случае нейтронов возможно дополнительное подавление фона по многократным упругим рассеяниям, характерным для нейтронов, однако заметный эффект возможен только для детекторов с массой в сотни килограммов. Так, согласно расчетам Р. Гейнтскела (*LUX*) в детекторе общей массой 10 тонн в чувствительном ядре массой 6 тонн за счет отсева по многократному рассеянию возможно понижение фона от нейтронов с общим энерговыделением 5–25 кэВ более, чем на 4 порядка.

Первая попытка создать эмиссионный детектор «без стенок» была предпринята в ИТЭФ. Жидкоксеноновый эмиссионный детектор для постановки опыта по определению предела на магнитный момент нейтрино был спроектирован и построен в ИТЭФ в 1994–1998 годах как «безстеночная» камера с одной матрицей из 7 фотоумножителей диаметром 52 мм, расположенной в газовой фазе над жидким ксеноном (рис. 13). Матрица ФЭУ просматривает электролюминесцентный зазор между сетчатым анодом и сеткой, между которыми располагалась также свободная поверхность жидкости. Помимо анода и сетки электродная система камеры включала дрейфовые кольца и алюминиевый катод, покрытый волновым сместителем. Внутренняя камера детектора, изготовленная из низкофонового титана, вмещает 30 литров жидкости. Для очистки ксенона была разработана, изготовлена и испытана большая искровая очистка «Мойдодыр», спроектированная для одновременной очистки образца жидкого благородного газа объемом до 100 литров. С помощью «Мойдодыра» были очищены образцы жидких ксенона и криптона массой до 26 кг и достигнута глубина очистки, эквивалентная длине дрейфа электронов до захвата > 100 см.

К сожалению, этот проект не был завершен из-за недостаточного финансирования в период трансформации СССР в Российскую Федерацию.



а)



б)

Рис. 13. Схематический рисунок устройства (а) и фотография электродной системы в момент установки в камеру из низкофонового титана (б) эмиссионного детектора для измерения магнитного момента нейтрино, построенного в ИТЭФ в 1994–1998 годах: 1 – газовый ввод для ксенона; 2 – катод; 3 – окна для ввода рентгеновского излучения для контроля чистоты жидкого ксенона; 4 – высоковольтный ввод; 5 – дрейфовые электроды; 6 – фотоумножитель; 7 – газовый вывод ксенона; 8 – жидкоазотная рубашка; 9 – вакуумный криостат; 10 – радиационная защита в камере, заполненной газообразным азотом; 11 – фланец, к которому подвешена низкофоновая камера; 12 – штуцер для подсоединения к газовой системе; 13 – многоштырьковые электрические гермовводы; 14 – стержень, к которому подвешена титановая камера; 15 – один из вводов/выводов для жидкого азота

Поиск темной материи во Вселенной

Одной из фундаментальных проблем современной астрофизики является дефицит гравитирующей массы в наблюдаемой Вселенной. Этот дефицит приходится компенсировать введением гипотетической темной материи.

тетического «темного» вещества с общей массой, в несколько раз превосходящей массу наблюдаемого барионного вещества. Локальная плотность холодного темного вещества может составлять от 0,4 до 0,7 ГэВ/(с²см³), при этом природа этого вещества остается неизвестной. Одно из популярных предположений заключается в том, что темное вещество составляют нерелятивистские слабо-взаимодействующие массивные частицы (weakly interacting massive particles – WIMPs – вимпы), масса которых согласно Суперсимметричной модели может лежать в диапазоне между 10 и 104 ГэВ/с², а сечения взаимодействий с обычным барионным веществом может быть очень низким, вплоть до 10–48 см². Если предположение о существовании таких частиц окажется справедливым, то нашу Галактику следует рассматривать погруженной в облако малоподвижных вимпов, а нашу планету движущейся сквозь это облако со скоростью 230 км/сек. Прямым доказательством существования темной материи в форме суперсимметричных вимпов послужило бы обнаружение рассеяния эти частиц на ядрах обычного вещества. Сложность прямого обнаружения вимпов заключается в том, что эксперимент нужно ставить с массивными мишенями (сотни килограммов), а искать события – с энерговыделениями порядка 1 кэВ на фоне сигналов от естественной радиоактивности и космических лучей.

В 1989 году сотрудники ИТЭФ А.С. Барабаш и А.И. Болоздыня предложили использовать эмиссионный детектор с газовым усилением, заполненный 100 кг жидким при комнатной температуре изооктаном, для поиска вимпов с массой 1–10 ГэВ/с². На рис. 13 показана схема детектора из того предложения. Детектор, использующий легкое органическое вещество в качестве рабочей среды, должен обладать низкой чувствительностью к гамма квантам – основному источнику фона, а также работать при комнатной температуре без необходимости использования дорогого и массивного криостата.

С тех пор ускорительные эксперименты в ЦЕРНе исключили возможность существования суперсимметричных вимпов с массами меньше 80 ГэВ/с² и сечениями больше 10–42 см², а в ходе разработки больших детекторов на конденсированных благородных газах было найдено решение «безстеночного» эмиссионного

детектора с очень эффективным механизмом подавления фонов. Это выдвинуло методику эмиссионных детекторов на конденсированных благородных газах на первое место среди современных технологий поиска холодного темного вещества в форме вимпов.

XENON

Первый истинно «безстеночный» детектор XENON10 был построен коллаборацией XENON для поиска холодного темного вещества в форме вимпов. Схема устройства детектора представлена на рис. 14. Детектор содержал 17 кг жидкого ксенона, вложенного в цилиндрический рефлектор из тефлона, игравшего роль светособирающей структуры и изолятора, поддерживавшего дрейфовые кольца для формирования однородного дрейфового поля в объеме диаметром и высотой около 20 см. Для съема сигналов использовались две матрицы фотоумножителей с квадратными входными окнами $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ из кварца и металлическими корпусами (Hamamatsu R8520-AL): одна из них содержала 48 ФЭУ и располагалась в газе, а вторая содержала 32 (41 после последней модификации) ФЭУ и располагалась в жидкости под сетчатым катодом. Детектор был помещен в вакуумный криостат общими размерами $\varnothing 70 \times 100 \text{ см}^2$ и при проведении эксперимента в итальянской подземной лаборатории Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) окружался пассивной защитой из полиэтилена толщиной 30 см (2,2 тонны) и свинца толщиной 23 см (27 тонн)

Детектор XENON10 экспонировался в LNGS в 2006–2008 годах. Типичное событие с энергосвечением 5 кэВ показано на рис. 15. В верхней части рисунка показаны схемы активации фотоумножителей верхней и нижней матриц при регистрации сцинтилляционного (S1) и электролюминесцентного (S2) сигналов. При приложенном дрейфовом поле 0,72 кВ/см S1 сигнал имеет интенсивность 2,2 фотоэлектрона/кэВеe. Сигнал S2 – 450 фотоэлектрона/кэВеe (phe/keVee) в поле около 7,5 кВ/см, что в пересчете на один дрейфующий электрон дает ~20 фотоэлектронов на верхнюю матрицу ФЭУ. Для события в центре детектора эффективность светосбора фотонов от сигнала S1 на нижнюю матрицу ФЭУ 80 %, а на верхнюю – 20 % из-за отражения от поверхности жидкости.

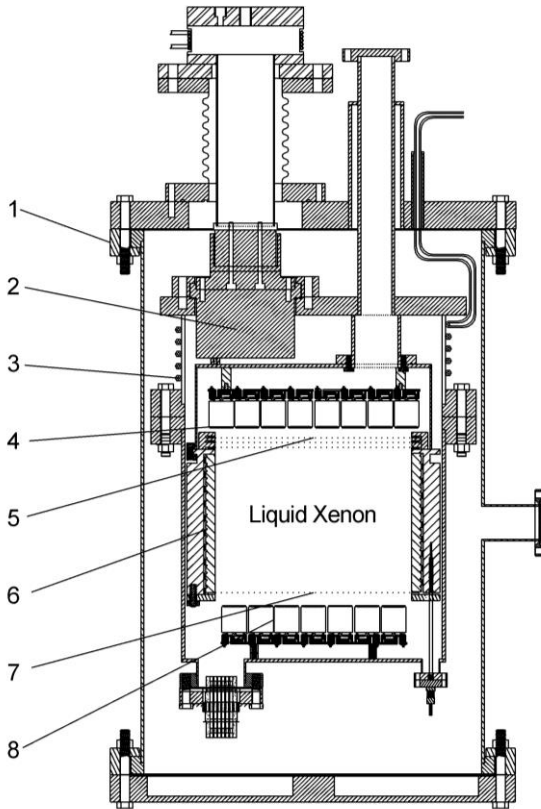


Рис. 14. Схема устройства жидкоксенонового эмиссионного детектора *XENON10*: 1 – вакуумный криостат; 2 – медная головка криокулера; 3 – теплообменник для газообразного ксенона; 4 – верхняя матрица из 48 фотоумножителей; 5 – сетки; 6 – дрейфовые кольца внутри тефлонового отражателя; 7 – сетчатый катод; 8 – нижняя матрица из 32 фотоумножителей

Благодаря непрерывной циркуляции газа через горячий металлический геттер время жизни электронов (S_2 сигнал) постепенно улучшалось, достигнув через несколько недель 2 мс или 4 м пути дрейфа до захвата.

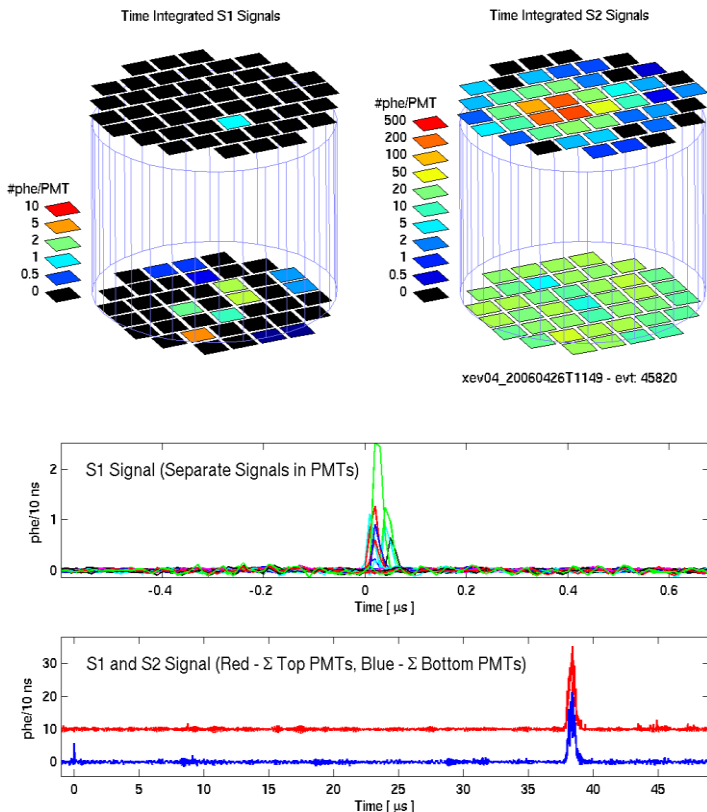


Рис. 15. Типичное событие с энергосвободением 5 кэВ и распределения фотоэлектронов по верхней и нижней матрице фотоумножителей детектора XENON10 для сцинтилляционного (S1) и электролюминесцентного (S2) сигналов. Данные коллаборации XENON

Эмиссионный детектор *XENON10* позволил установить лучший предел на спин-независимые взаимодействия в 2007 году и спин-зависимые взаимодействия с изотопами ^{129}Xe и ^{131}Xe в 2008 году. На основе ненаблюдения сигналов от вимпов в 5,4 кг чувствительном ядре детектора было исключено формирование темного вещества в значительной части параметрического пространства «сечение-масса», включая нейтрино, а также тяжелых

Майорановских нейтрино с массами в диапазоне от $10 \text{ ГэВ}/c^2$ до $2 \text{ ТэВ}/c^2$.

Скорость счета фоновых одно-кластерных событий в чувствительном ядре массой $5,4 \text{ кг}$ составляла в среднем $0,6 \text{ события}/\text{кэВee}/\text{кг}/\text{день}$ *. Из-за относительно небольшого размера XENON10 подавление фонов, благодаря эффекту самоэкранировки было не очень эффективным, поэтому пришлось использовать довольно мощную пассивную защиту. Тем не менее, опыт работ с XENON10 ясно показал, что трехмерная позиционная чувствительность и выбор событий на удалении от стенок весьма перспективный путь повышения чувствительности низкофонового эксперимента.

В следующем детекторе XENON100, установленном в лаборатории Гран Сассо в 2008 году, масса ксенона было увеличена до 170 кг (65 кг чувствительное ядро). В этом детекторе активный объем диаметром 30 см и высотой 30 см , окруженный отражающими пластинами тефлона, просматривается 242 фотоумножителя R8520-06-A1. При $6000 \text{ кг}\cdot\text{день}$ экспозиции XENON100 должен достигнуть чувствительности к спин-независимым вимп-нуклон взаимодействиям по сечению $2 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$.

Предполагается улучшить качество детектора XENON100, заменив фотоумножители на гибридные фотоприемники QUPID, криостат из нержавеющей стали на криостат из безкислородной меди, увеличить дрейф от 30 до 60 см и использовать активную защиту от космических мюонов. Мюонный поток в месте установки детектоар на глубине 3100 метров водного эквивалента в лаборатории GSNL составляет $22 \text{ м}^{-2} \text{ день}^{-1}$. Нейтроны, генерируемые в скальных породах космическими мюонами, создают главный фон по ядрам отдачи, неотличимым от вимпов, который в 100-кг мишени составляет $2,7 \pm 0,7$ отсчета в год. Добавка 20 см внешней пассивной полиэтиленовой защиты уменьшит пото космогенных нейтронов ещё в 10 раз. Усовершенствованная версия детектора XENON100 заработает в 2012 году.

*Единица кэВee используется для энергии фоновых электронов, кэВg – эквивалентная энергия для ядер отдачи.

ZEPLIN

Коллаборация UK Dark Matter Collaboration разработала серию жидкоксенонных детекторов для поиска холодного темного вещества в форме массивных слабозаимодействующих частиц. Первый в этой серии детектор ZEPLIN-I с чувствительной (fiducial) массой 3,1 кг использовал только сцинтилляцию. Следующее поколение детекторов ZEPLIN было основано уже на эмиссионной методике и использовало как сцинтилляционный, так и эмиссионный сигналы для регистрации частиц. Детекторы ZEPLIN-II (30 кг ксенона) и ZEPLIN-III (6 кг ксенона) использовались в реальных низкофоновых экспериментах по поиску холодного темного вещества в форме вимпов (WIMP), чтобы дать ограничение на сечение взаимодействия с обычным веществом $< 10^{-7}$.

В детекторе ZEPLIN-II 30 кг жидкого ксенона находились в дрейфовом объеме, ограниченном коническим отражателем из тефлона, который просматривали 7 фотоумножителей ETL D742QKFLB с кварцевыми окнами диаметром 13 см, расположенными в газе над сетчатым анодом внутри детектора. Детектор ZEPLIN-III отличался отсутствием тефлонового отражателя, сетчатых и дрейфовых электродов с целью убрать из чувствительного объема потенциальные источники загрязнения; за это было заплачено использованием более мелкого рабочего объема ($\varnothing 40 \times 3,5$ см) и небольшой массы рабочего вещества. Для улучшения светосбора при регистрации сцинтилляции матрица фотоумножителей (31 штука) располагалась в жидкости, а анод был выполнен из фольги с отражающим покрытием. Детектор ZEPLIN-III работал с высокими дрейфовыми полями (8 кВ/см) с целью уменьшить «квенчинг»-эффект и позволить регистрировать слабые ионизационные сигналы от ядер отдачи. Детектор ZEPLIN-III позволил поставить лучший предел на спин-зависимые взаимодействия вимпов с атомами ксенона.

LUX

Самый чувствительный в данный момент эксперимент по поиску вимпов ставит коллаборация LUX (Liquid Underground Xenon) с мишенью из жидкого ксенона массой 360 кг, скорость событий в

котором ограничена величиной 1 событие/100 кг/месяц. Схематический рисунок детектора представлен на рис. 16, а общий вид установки в подземной лаборатории – на рис. 17. Детектор состоит из двух вложенных друг в друга цилиндров из низкофонового титана. Внутренний сосуд окружен медным экраном и охлаждается до температуры 165–190 К с помощью жидкоазотного термосифона.

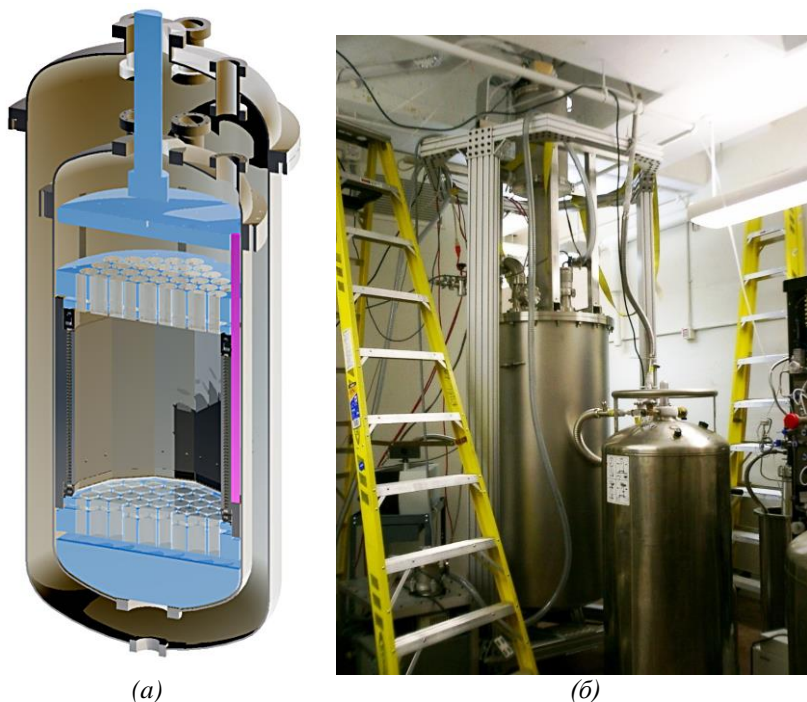


Рис.16. Схема устройства детектора LUX с титановым криостатом (а) и прототип детектора на испытаниях в университете CWRU в 2008-2009 годах (б)

Детектор LUX использует две матрицы, каждая из 60 цилиндрических низкофоновых фотоумножителей Hamamatsu R8778 диаметром 56 мм с металлическими корпусами. Верхняя матрица в основном будет использоваться для изображения в двумерном пространстве вспышки электролюминесценции (S2) с точностью

порядка 1 см. Нижняя матрица расположена в жидком ксеноне под сетчатым катодом и наиболее чувствительна к сцинтилляционным сигналам. Фотоумножители типа Hamamatsu R8778 специально разработаны для работы при температуре около 170 К и при давлениях до 5 атм и испытаны при этих условиях коллаборацией XMASS. Кварцевое окно ФЭУ и материал фотокатода выбраны так, чтобы обеспечить квантовую эффективность фотокатода порядка 30% на длине волны 175 нм, эффективность сбора фотоэлектронов на первый диод 90% и, как комбинацию этих двух факторов, общую квантовую эффективность прибора около 27 %.

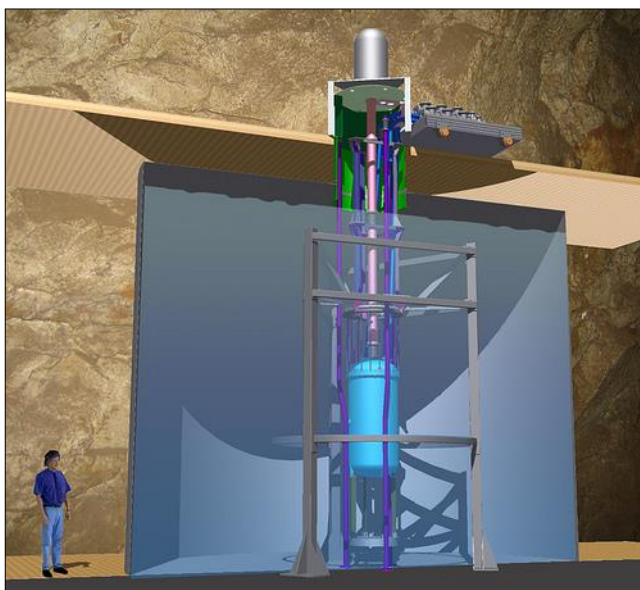


Рис. 17. Общий вид детектора LUX с водяной защитой, установленного в пещере Дэвиса шахты Homestake на глубине 4,5 км водного эквивалента. Коллаборация LUX

Эксперимент LUX ставит целью зарегистрировать или исключить возможность существования вимпов со спин-независимым сечением рассеяния на нуклоне $7 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$, что эквивалентно скорости счета событий 0,5 события/100кг/месяц в чувствительном ядре детектора массой 100 кг при общей массе жидкого ксенона

300 кг. Фон эксперимента в основном будет связан со взаимодействиями гамма квантов, которые дают электроны отдачи, и нейтронами, которые дают ядра отдачи. Цель эксперимента – достичь скорости счета фонов $< 8 \cdot 10^{-4}$ события/кэВеe/кг/день при пороговой энергии в пределах чувствительного ядра.

Для достижения поставленной цели по уровню фонов детектор LUX будет установлен в подземной в шахте Homestake на глубине 7200 метров водного эквивалента в недавно созданной подземной лаборатории DUSEL (Deep underground science and engineering laboratory) и использовать чистую воду в качестве пассивной защиты (рис. 17). Расчеты методом Монте-Карло показали, что 2,5-метровый слой воды понижает поток нейтронов с энергией > 100 кэВ более, чем в 100 раз. Это означает, что при минимальной толщине воды 2,5 м в любом направлении активность окружающих пород по гамма квантам и нейтронам будет подавлена до уровня радиоактивности внутренних компонент детектора.

Наиболее радиоактивным источником гамма-квантов среди внутренних элементов детектора являются фотоумножители. Но наиболее серьезным источником внутреннего фона, вероятно, будет примесь радиоактивного изотопа ^{85}Kr (687 кэВ максимальная энергия бета-спектра, 10,76 лет период полураспада), относительная концентрация которого в естественной смеси изотопов криптона составляет $1,3 \cdot 10^{-12}$ (1,3 ppt). Используя эту систему эксперимент LUX способен понизить концентрацию криптона в ксеноне ниже уровня 5 ppt.

Другая опасность исходит от примеси радиоактивного благородного газа Rn, который может испускаться различными материалами внутри детектора и, как было показано в нескольких экспериментах, распадаться в объеме жидкости. Чтобы достичь поставленной цели по фону электронов отдачи, требуется достичь уровня активности по радону 16 мБк. В рабочем объеме детектора XENON10 скорость α -распада составляла 5 мБк. В детекторе ZEPLINII скорость α -распада составляла 1 Бк, но вскоре было установлено, что источником радона является геттер, который в то время использовали для очистки ксенона.

Наибольшую опасность для эксперимента представляет фон от нейтронов, которые генерируются в горной породе космическими мюонами высоких энергий. Нейтроны, рассеиваясь в рабочем ве-

ществе детектора, производят ядра отдачи – фон, неотличимый от полезного сигнала. Однако, в отличие от вимпов, нейтроны могут рассеиваться несколько раз в массивном детекторе. Если детектор способен обнаруживать несколько ионизационных кластеров, возникших одновременно, то можно существенно подавить фон от нейтронов. В эксперименте LUX водяная защита в первую очередь рассчитана на то, чтобы эффективно рассеивать внешние нейтроны. В дальнейшем планируется окружить детектор жидким сцинтиллятором в качестве дополнительной активной защиты против нейтронов.

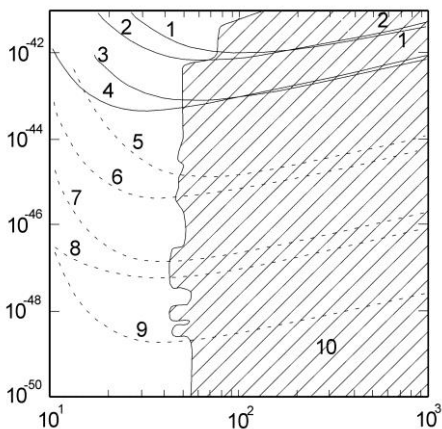


Рис. 18. Сечение упругого рассеяния для спин-независимых взаимодействий вимпов в зависимости от их массы, включая экспериментальные данные, полученные с помощью детекторов WARP 2.3L (1), ZEPLIN-II (2), ZEPLIN-III (3) и XENON-10 (4), а также ожидаемые результаты с детекторов следующих поколений LUX 300 кг (5); LUX 3 тонны (7), LUX 20 тонн (9) и XENON-100 (6) и XENON 1 тонна (8) в сравнении с теоретическими предсказаниями, заключенными внутри заштрихованной области. Рисунок перерисован с графика, автоматически генерируемого в интернете на веб-сайте <http://dendera.berkeley.edu/plotter/entryform.html>

Следующее поколение детекторов вимпов

Несмотря на относительно недавнее признание эмиссионных детекторов как перспективного инструмента в области неускорительной физики, эта методика уже отличилась несколькими мировыми рекордами. В 2007 году после 136 кг·день экспозиции де-

тектора XENON10 в подземной лаборатории Гран Сассо был получен лучший предел на вимп-нуклон спин-независимое сечение, оставивший позади долгое время лучший эксперимент на криогенных германиевых и кремниевых детекторах CDMS. В начале 2009 года лучшее ограничение на спин-зависимое рассеяние вимп-нуклон установлено с помощью эмиссионного детектора ZEPLIN-III. В настоящее время (2015 год) лучший предел на существование темной материи в форме вимпов установлен в эксперименте LUX (см. следующую статью этого сборника).

В жидкокислородных детекторах с массой 10 тонн (новый эксперимент LZ) и выше подавление фона от радиоактивности окружающих материалов уже будет настолько сильным, что взаимодействия солнечных нейтрино станут основным фактором, ограничивающим чувствительность экспериментов. В этом случае ожидается, что нейтрино pp-цикла будут постоянной компонентой в диапазоне 0–50 кэВee со скоростью счета $1.2 \cdot 10^{-5}$ событий/кэВee/кг/день.

Литература

1. Bolozdynya A.I. Emission detectors. World Scientific Publishing Co., Singapore, 2010.

2. Болоздыня А.И. Позиционно-чувствительные детекторы на основе чистых благородных газов для регистрации слабоионизирующих частиц и полей ядерных излучений. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. НИЯУ МИФИ, Москва, 2010.

EXPERIMENTS ON DIRECT DARK MATTER SEARCH WITH TWO-PHASE EMISSION DETECTORS*

A. Bolozdynya

*Laboratory for Experimental Nuclear Physics,
National Research Nuclear University MEPhI*

Emission detectors, invented 45 years ago in MEPhI, found their unique application in modern experiments searching for cold dark matter in the form of weakly ionizing massive particles (WIMPs). The current best limits for the interaction cross sections of supersymmetric WIMPs having a mass of 100 GeV/c² with nucleons were measured with emission detector LUX containing 360 kg of liquid xenon as detector medium installed in Davis' cave at Homestake mine in South Dakota. Emission detectors of the next generation G2, with an active detector mass of about 10 tons, will either unambiguously detect WIMPs or rule out all current theoretical predictions for WIMP existence. Detectors of the G3 generation will be used for multiple purposes including detection of double beta neutrinoless decay and low-energy neutrinos.

Introduction

The most fundamental problem of modern astrophysics is the missing mass of the universe, which indicates its presence only via gravitational forces. According the standard model of cosmology, the total mass–energy of the known universe contains 4.9% ordinary matter, 26.8% dark matter and 68.3% dark energy Ade et al. (2014). Thus, dark matter constitutes 84.5% of the total matter in the universe with a local density of about 0.3 (GeV/c²)/cm³ Read (2014). However, the nature of dark matter remains unknown, providing a central problem for cosmology for more than two decades. One possible explanation of the invisible mass is that it consists of nonbaryonic *weakly interacting massive particles* (WIMPs) expected in the Supersymmetry model. The model predicts that masses of such particles are scaled in the range from 10 to 10⁴ GeV/c² and that they can interact with baryonic matter via the weak nuclear force and gravity, or possibly other interactions with cross-sections no higher than the weak scale Kamionkowski (1997). One

* *Отправлено в Physics Procedia Elsevier.*

popular approach for observing WIMPs is to search for direct WIMP-nucleus scattering. A problem is that this approach requires a search for energy depositions in the sub-keV energy range in targets with mass of at least hundreds kilograms and provides an efficient rejection of background from natural radioactivity and cosmic rays. In this paper, we review the two-phase emission detector technology that can satisfy the challenging requirements of the advanced instrumentation to observe extremely rare interactions of very weakly ionizing astroparticles.

Emission method of particle detection

The emission method of particle detection was invented 45 years ago at MEPhI's department of experimental nuclear physics by Dolgoshein et al. (1970). The method allowed the detection of weakly ionizing particles in massive condensed dielectrics as reviewed by Bolozdynya (2010). A band diagram of a diode emission detector is shown in Fig. 1.

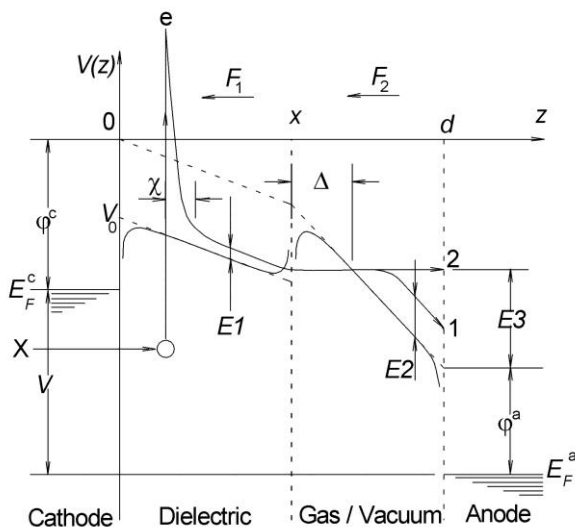


Fig. 1. Band diagram of diode emission ionization chamber with non-polar dielectrics working medium of thickness x and between-electrode gap d biased with voltage V detecting X ionizing particle

Quasi-free electrons generated by a detected particle X lose their original energy by generating secondary ionizations and excitations in the con-

densified medium (at relaxation length χ), drift to the interface surface, penetrate the surface potential barrier Δ and escape into the rarefied phase (gas or vacuum). In a vacuum, electrons can be accelerated by the electric field F_2 before reaching the anode. The energy acquired from the electric field E_3 can result in secondary ionizations at the anode and thus amplify the electron signal. In a gas, drifting electrons can acquire energy E_2 that can be sufficient to excite the gas and generate electroluminescence or result in avalanche multiplication of the electrons. Both processes can be used to amplify the electron signal. Additional $E_2 + \varphi^a$ energy gain is possible if superconductive anodes connected to transition-edge sensors (TES) are used to collect ionization electrons as shown in Bolozdynya (2006).

As soon as the advantages of detection of weakly ionizing particles by the emission method were recognized, an attempt to image tracks of anomalous low-ionizing particles generated by high energy particles was undertaken using a streamer emission chamber constructed at MEPhI and exposed to the beam of 3.7 GeV/c pions at the ITEP proton synchrotron Bolozdynya et al. (1980). In 1989 an idea was published to use an emission detector based on 100 liters of room temperature liquid iso-octane to detect 1-10 GeV/c² WIMPs Barabash and Bolozdynya (1989). However, the best performance for WIMP detection was likely through the use of “wall-less” emission detector technology with 3D digital selection of point-like interactions occurred inside massive detection medium Bolozdynya et al. (1995) as shown in Fig. 2.

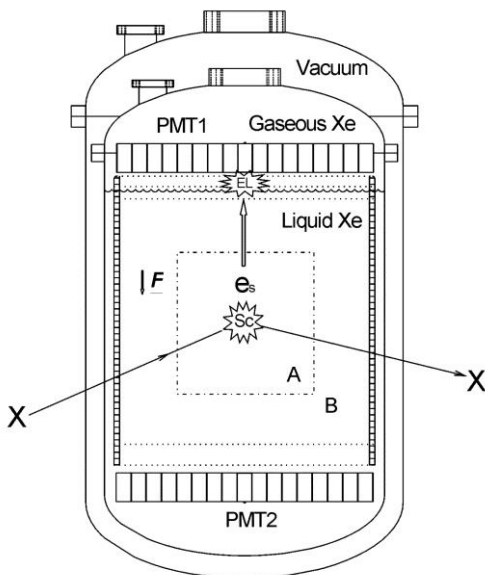
1) Radiation interacts with the condensed target medium, exciting and ionizing atoms; this process generates a prompt signal that manifests itself in the form of scintillation in noble liquids and solids, phonons in crystals, and rotons in superfluid helium. This signal serves as a trigger.

2) Under influence of the applied electric field ionization electrons drift to the surface of the condensed medium and then escape into the rarefied gas or vacuum region (or superconductive collector, for cryogenic crystal targets) where generate a second, amplified signal. An array of sensors is used to measure the two-dimensional distribution of the secondary particles and to determine the coordinates of the original event on the plane of the sensor array. Since the second signal is delayed from the first one, the third coordinate of the original interaction is also uniquely determined in the time-projection mode.

3) From the three-dimensional position reconstruction, a fiducial volume A can be defined. Then, events originating in the vicinity to the detector walls can be eliminated as being potentially associated with radioactive background radiated from the surrounding materials. By making the detector sufficiently large and choosing a target medium with a high stopping power for nuclear radiation, the fiducial volume is effectively shielded by the outer detector medium layer B . The layer B can be used as active shielding to reject events in the fiducial volume A correlated with detected interactions in the layer B and an outside active shielding if needed (not shown in Fig. 2). That allows rejection of events associated with multiple scattering background particles, for example, neutrons.

4) Analysis of redistribution of energy deposited by detected particles between ionization (EL signal in Fig.2), photon- and phonon excitations (Sc signal in Fig.2) improves the efficiency of background suppression.

Fig. 2. Principal of operation for a liquid xenon “wall-less” emission detector detecting hypothetic weakly interacting particle X : Sc – scintillation flash generated at the point of primary interaction between X and Xe atoms; EL – electroluminescence flash of gaseous Xe excited by electrons extracted from liquid Xe by electric field F and drifting through the gas at high electric fields (>1 kV/cm/bar); $PMT1$ and $PMT2$ – arrays of photo-detectors detecting Sc and EL signals; A – the fiducial volume where events considered to be useful occurred; B – the shielding layer of LXe. The active volume of the detector is surrounded with highly reflective cylindrical Teflon reflector embodied with drift electrode structure providing uniform field F .



The above listed features, along with the availability of super-pure noble gases in large amounts, make condensed noble gases the most attractive media for emission detectors of rare events. It is important to point out that there are other detector technologies that can be used to construct ‘wall-less’ detectors. For example, bulk scintillators viewed by a photo-detector array totally surrounding the ‘crystal-ball’ have been considered as ‘wall-less’ detectors for such experiments as XMASS, CLEAN. However, emission detectors based on pure noble gases require fewer readout channels and allow identification of interactions since the first signal is proportional to the excitation of the condensed medium; the second is proportional to the ionization.

The first really wall-less emission detector was constructed by XENON collaboration in 2005-2006 Aprile et al. (2006). The first successful detector XENON-10 contained 13.5 kg of liquid xenon (LXe) in a 15 cm diameter and 15 cm deep sensitive volume. Due to the relatively small size of XENON-10, the background reduction due to active self-shielding was quite modest. The most background was suppressed by passive gamma and neutron shielding and the detector’s three-dimensional position sensitivity. The passive shield has 30 cm of polyethylene (2.2 tons), and 23 cm of Pb (27 tons). The electron-recoil (ER) background in an inner fiducial volume (FV) of 5.4 kg LXe was ~ 0.6 evt/keVee/kg/day* for single scatter events with valid S1 (prompt light) and S2 (proportional light) signals. XENON-10 clearly demonstrated that, by selecting an inner FV, one can effectively eliminate events with partial charge collection when it occurs near the edge of the Xe active volume. After cuts were applied to remove anomalous events, the energy window of interest was analyzed for the 58.6 live-days of WIMP-search data at the Gran Sasso Underground Lab. At the 90% CL, the upper limit for the WIMP-nucleon cross-section was determined to be $8.8 \cdot 10^{-44}$ cm² at a WIMP mass of 100 GeV and $4.5 \cdot 10^{-44}$ cm² at 30 GeV.

New results for spin-dependent WIMP-nucleon interactions with ¹²⁹Xe and ¹³¹Xe were reported in 2008 Angle et al. (2008) after 58.6 live days of operation. Based on the non-observation of a WIMP signal in a fiducial volume containing 5.4 kg of liquid xenon, previously unexplored regions in the theoretically allowed parameter space for neutralinos were excluded. Also excluded was a heavy Majorana neutrino with a mass in the range of ~ 10 GeV/c² – 2 TeV/c² as a dark matter

candidate under standard assumptions for its density and distribution in the galactic halo

In 2007, the best limits for WIMP–nucleon cross-sections were reported from a 136 kg·d exposure of the XENON-10 LXe emission detector

At the beginning of 2009, the best limit for the spin-dependent WIMP–nucleon cross-sections was reported from the first run of the ZEPLIN-III LXe emission detector by Lebedenko et al. (2009).

Much greater sensitivity has been achieved with XENON-100 detector, currently running at Gran Sasso. This member of the XENON detector family contains 170 kg of xenon with 65 kg in the FV and 105 kg in the active shield. With a 6000 kg·d exposure, the experiment is expected to reach a sensitivity for spin-independent WIMP-nucleon interactions down to $2 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ cross-section at a WIMP mass of 100 GeV/ c^2 by the end of 2009 Aprile and Baudis (2009); and the upgraded XENON-100, with a low-background copper vessel, better krypton separation, and improved passive and adding active shielding has improved this sensitivity by an order of magnitude Aprile (2012).

The Large Underground Xenon (LUX) collaboration is running a 360 kg active mass, two-phase LXe emission detector for a deep underground experiment provided the best current limit with an event rate better than $\sim 1 \text{ event}/100 \text{ kg}/\text{month}$ that corresponds to a spin-independent WIMP-nucleon cross-section of $7.6 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$ at a WIMP mass 33 GeV/ c^2 Akerib et al. (2014). Detector LZ of the second generation (G2) will be constructed at the same Davis' cage of the Homestake mine by joint collaboration of former LUX and ZEPLIN experiments. The LZ detector will use 8 ton LXe active mass and can reach sensitivity below 10^{-47} cm^2 for spin-independent cross-sections. The sensitivity of some direct WIMP search experiments using two-phase emission detectors in the last decade are compared in table 1.

With the increasing detector mass and sensitivity of dark matter experiments, neutrino interactions will soon become an irreducible source of background for WIMP search experiments, at which point neutrinos can be considered as special objects of interest. Multi-ton active mass WIMP detectors of the next G3 generation shall become, even with naturally occurring isotope abundances, sensitive to double-beta decay and solar neutrinos, making them useful for multi-task experiments. A

possibility to use isotope enriched targets for axion detection is still open as shown by Vergados et al. (2015).

Table 1

Direct dark matter search with two-phase emission detectors

Project	Detector mass, Total/ Feducial, kg	Achieved sensitivity, $10^{-44} \text{cm}^2 @ \text{GeV}/c^2$	Location, Years on duty	Status	References
XEN-ON-10	25/5 LXe	8.8 @ 100; 5.5 @ 30	GS, 2006-07	Completed	Aprile et al. (2006)
ZEPLIN II	31/8 LXe	66 @ 55	BM, 2006-07	Completed	Lebedenko et al. (2008)
XEN-ON-100	170/105 LXe	0.2 @ 100	GS, 2008-now	Active	Aprile et al. (2009)
LUX	360/100 LXe	0.07 @ 100	H, 2013-now	Active	Akerib et al. (2014)
DarkSide-50 PandaX-I	46 LAr 37 LXe	6.1 @ 100 3.7 @ 49	GS, 2013-2014 J, 2014	Completed Completed	Agnes et al. (2015) Xiao et al. (2014)
PandaX-II	500/300 LXe		J, 2015	u/c	
XEN-ON1T LZ	2200/1100L Xe 7000/6000 LXe		GS, 2016 H, 2018	u/c u/c	Aprile et al. (2012) Cho (2014)

Notes: (BM) Boulby mine (England); (GS) Gran Sasso Underground Laboratory (Italy); (H) Homestake DUSEL (USA); (J) Jinping (China); (u/c) under construction.

Conclusion

At the beginning of the 21st century, highly sensitive two-phase emission detectors have driven down the limits for cold dark matter scattering cross-sections. Emission detector technology has become the basis for the second generation of the cold dark matter experiments searching for WIMPs with up to 10 tons targets. Emission detectors are

also being considered for the detection of rare events such as neutrino coherent scattering off heavy nuclei Akimov et al. (2013) and proposed to detect positron neutrinoless double-beta decays by Bolozdynya et al. (1997). All these exciting opportunities look achievable, especially because of unique combination of detection properties of emission detectors such as

- extremely effective suppression of the natural radioactive background due to three-dimensional imaging capability with electronic readout and effective self-shielding;
- availability in huge masses (tens or even hundreds tonnes) in order to provide a reasonable counting rate for events with extremely low cross-sections;
- rejection of background and identification of particles due to multi-mode readout in excitation and ionization channels of energy depositions;
- possibility to use massive isotopically enriched targets.

Acknowledgements

I thank my colleagues from the Laboratory for Experimental Nuclear Physics of NRNU MEPhI, COHERENT and LZ collaborations for privilege working in one team and extend my special thanks to Drs. Robert Austin and Pavel Brusov for reading and commenting on earlier versions of the manuscript.

References

1. Ade P.A.R., Aghanim N., Armitage-Caplan, C. et al. // Planck 2013 results, *Astronomy and Astrophysics* 2013 V. 1303, 5062.
2. Agnes P., Alexander T., Alton A. et al., 2015. First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Physics Letters* 2015 B. 743, 456-466.
3. Akerib D.S. et al. (LUX collaboration) // First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *Physical Review Letters* 014 V.112, 091303.
4. Akimov D.Yu., Alexandrov I.S., Aleshin V.I. et al. // Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector. *Journal of Instrumentation* 2013 V. 8 (10), P10023.
5. Angle J., Aprile E., Arneodo F. et al. // First results from XENON-10 dark matter experiment at the Gran Sasso National Laboratory. *Physical Review Letters* 2008 V. 100, 1-5.
6. Aprile E., Bolotnikov A.E., Bolozdynya A.I. and Doke T. // *Noble Gas Detectors*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2006.

7. Aprile E. and Baudis L. // Status and sensitivity projections for the XENON-100 dark matter experiment. E-print arXiv:0902.4253v1, 24 Feb 2009.
8. Aprile E. (XENON1T collaboration) // The XENON1T Dark Matter Search Experiment. E-print arXiv:1206.6288, 27 July 2012.
9. Barabash A.S., Bolozdynya A.I. // How to detect the dark matter of the galaxy if it is made up of weakly interacting neutral particles with masses 1-10 GeV/c². JETP Letters 1989, V. 49, 356-359.
10. Bolozdynya A., Egorov V., Rodionov B., Miroshnichenko V. // Emission detector. IEEE Transactions on Nuclear Sciences 1995 V. 42, 565-569.
11. Bolozdynya A., Egorov V., Koutchenkov A. et al. // An electroluminescence emission detector to search for double-beta positron decays of ¹³⁴Xe and ⁷⁸Kr. IEEE Transactions on Nuclear Science 1997 V. 44, 1046-1051.
12. Bolozdynya A.I., Egorov O.K., Miroshnichenko V.P., Rodionov B.U., Shuvalova E.N. // A new possibility to search for low-ionizing particles. In "Elementary particles and Cosmic Rays (in Russian), i.5, Atomizdat, Moscow, pp.65-72, 1980".
13. Bolozdynya A. // Two-phase electron emission detectors. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulators, 2006 V. 13, 616-623.
14. Bolozdynya A. // Emission Detectors. World Scientific, Singapore, 2010.
15. Cho A. // Two big dark matter experiments gain U.S. support. Science Magazine, July 16, 2014.
16. Dolgoshein B.A., Lebedenko V.N., Rodionov, B.U. // New method of registration of ionizing particle tracks in condensed matter. JETP Letters, 1970 V. 11, 351-353.
17. Kamionkowski M. // WIMP and Axion Dark Matter, 1997 ICTP Summer School on High Energy Physics and Cosmology, Trieste, Italy, June 2-July 4, 1997; arXiv:hep-ph/9710467.
18. Lebedenko V.N., Araujo H.M., Barnes, E.J. et al. // Limits on the Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Sections from the First Science Run of the ZEPLIN-III Experiment. Physical Review Letters, 2009 V. 103, 151302.
19. Read, J.I. // The local dark matter density, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2014, V. 41, 063101.
20. Vergados, J.D., Avignone, F.T., Pirinen, P. et al. // . Theoretical direct WIMP detection rates for transitions to nuclear excited states. E-print arXiv: 1504.02803v1, 10 Apr 2015.
21. Xiao, M.J., Xiao, X., Zhao, L. et al. // First dark matter search results from the PandaX-I experiment. Science China Physics, Mechanics and Astronomy V. 57, 2024-2030.

OBSERVATION OF LIGHT EMISSION FROM HAMAMATSU R11410-20 PHOTOMULTIPLIER TUBES*

D.Yu. Akimov^{a,b}, A.I. Bolozdynya^a, Yu.V. Efremenko^{a,c}, V.A. Kaplin^a,
A.V. Khromov^a, Yu.A. Melikyan^a, V.V. Sosnovtsev^a

^a*The Laboratory for Experimental Nuclear Physics of the National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute),*

^b*SSC RF Institute for Theoretical and Experimental Physics of National Research Centre "Kurchatov Institute"*

^c*University of Tennessee*

We have shown that high voltage biased Hamamatsu R11410-20 photomultipliers with a dark count rate above 10 kHz emit single photons. The effect has been observed in a few units at room temperature and temperatures reduced down to -60 degrees Celsius. The effect should be taken into account in experiments aimed on search for rare events with small energy depositions in massive liquid xenon detectors.

Keywords: Photomultiplier; Dark count rate; Liquid xenon detector; Rare events; Single photon emission.

The Hamamatsu R11410 photomultiplier tube (PMT) is a perspective VUV light photodetector specially designed for low-background experiments based on a liquid xenon detector technology [1–4]. The Hamamatsu R11410-20 PMT body is made of cobalt free Kovar metal that allows the operation of the PMT in the Earth's magnetic field without additional magnetic shielding. The low radioactive PMT is equipped with 76 mm diameter synthetic silica window and 64 mm diameter bialkali photocathode with quantum efficiency of about 30% at 175 nm. The typical bias voltage is ~ 1500V, with a maximum value of 1750V.

Thirty four R11410-20 PMTs were purchased and then characterized in the Laboratory for Experimental Nuclear Physics of NRNU MEPhI to be installed into the RED100 neutrino detector [5]. The majority of PMTs demonstrated dark count rate between 0.5 and 8 kHz at room temperature at the same gain of $8 \cdot 10^6$. Two PMTs from this set have shown the abnormally high and unstable dark count rate: 20 kHz and 60 kHz (KB0054 and KB0018 serial numbers, respectively).

* *Отправлено в Nuclear Instruments and Methods.*

In this study, we have checked a hypothesis that abnormally high dark rate may be associated with light emission from the PMT dynode system. The experimental setup included two PMT units situated “face-to-face” inside a light-tight box. There was an optical insulation between PMT windows that could be installed or removed. The box could be cooled down with a rate of 0.2 K/min. The PMTs could be biased independently.

At room temperature, the dark count rates have been measured for the previously selected noisy KB0054 PMT and for the good one (KB0019 serial number; dark count rate <1 kHz). The KB0054 PMT bias voltage U_{54} was variable between 1200 V and 1750 V with 50 V steps. The KB0019 PMT bias voltage was maintained constant at 1600V. Before testing, the both PMTs were biased and stored in darkness for at least 2 hours. The dark count rate was measured with a threshold of 1/3 of a photoelectron in dependence on applied U_{54} voltage. The measured dependencies of the optically coupled PMTs on U_{54} are shown in Fig.1. As one can see, the count rate of the KB0019 PMT is proportional to that of the KB0054 PMT at $U_{54} > 1350V$. To check the assumption that the effect is associated with light emission from the KB0054 PMT, the second set of measurements was performed with optically decoupled KB0019 and KB0054 PMTs as shown in Fig. 2.

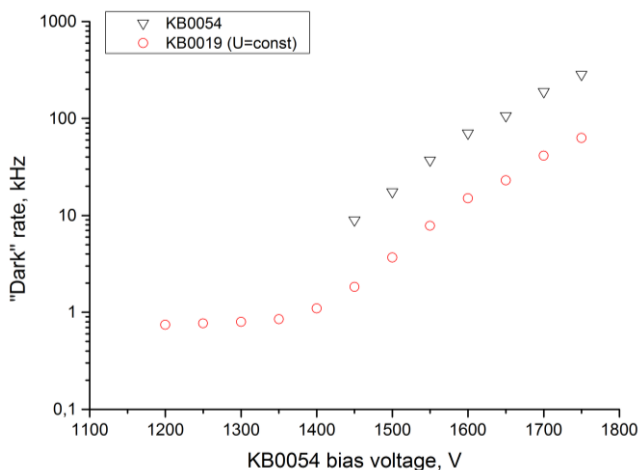


Fig. 1. Dark count rates of optically coupled KB0019 and KB0054 PMTs versus U_{54} voltage

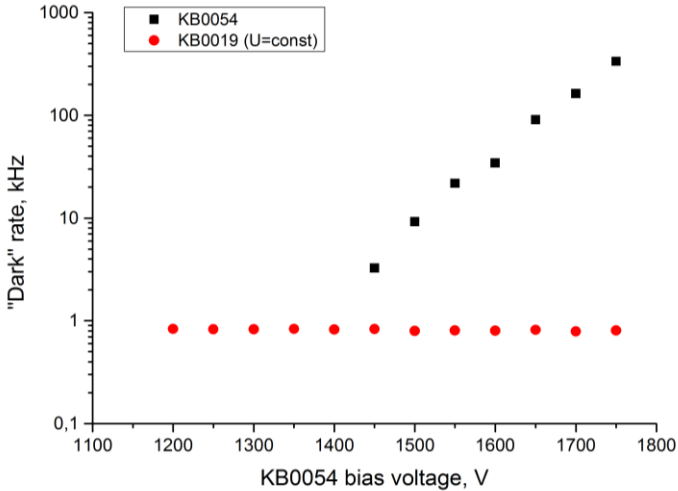


Fig. 2. Dark count rates of optically decoupled KB0019 and KB0054 PMTs versus U_{54} voltage

The dramatic difference in behavior of dependencies for the KB0019 PMT in Fig.1 and Fig.2 may serve as evidence of light emission from the noisy KB0054 PMT. It is important to note that the amplitude spectrum of the dark counts from the KB0054 PMT behaves as a typical single photoelectron spectrum. No time coincidence between dark pulses detected from optically coupled KB0019 and KB0054 PMTs has been observed. This also indicates that the light emission is associated with random emission of single photons.

The next test was performed with optically coupled KB0021 and KB0019 PMTs being cooled down to -60°C . The both PMTs were characterized with low dark count rate (< 1 kHz) at room temperature but they behaved differently at low temperatures. In Fig.3 the following dependencies are presented:

- dark count rate of the KB0021 PMT versus temperature when the KB0019 PMT is turned off (squares);
- dark count rate of the KB0021 PMT versus temperature when the KB0019 PMT is turned on (circles);
- dark count rate of the KB0019 PMT versus temperature when the KB0021 PMT is turned off (triangles picked up);

- dark count rate of the KB0019 PMT versus temperature when the KB0021 PMT is turned on (triangles picked down).

As seen in Fig.3, after cooling the KB0019 PMT to -45°C and below, its dark count rate raised up dramatically regardless of the KB0021 PMT operational status. At the same time, the dark count rate of the KB0021 PMT remained small ($<100\text{ Hz}$) at low temperatures while the KB0019 PMT was off, and rose up significantly when the KB0019 PMT was turned on.

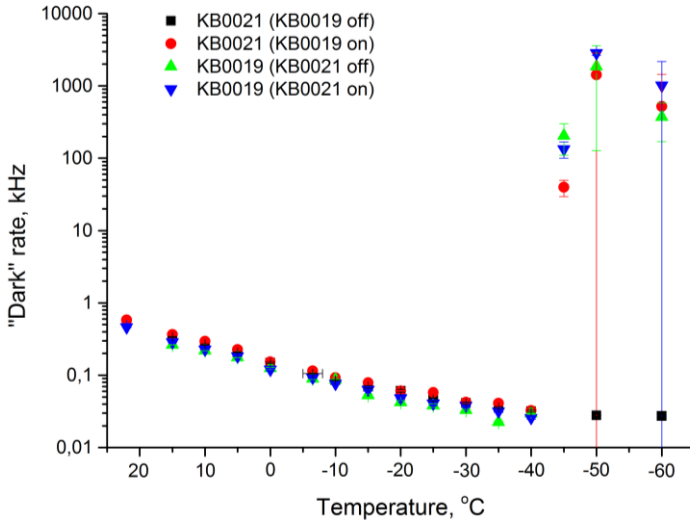


Fig. 3. The dark rate versus temperature for KB0019 and KB0021 PMTs

Finally, we have cross-checked the results of the two sets of experiments described above and have measured the dark count rate of the KB0054 PMT optically coupled to the KB0021 PMT versus U_{54} at -60°C (Fig. 4). The result is consistent with the result shown in Fig.1.

The acquired data prove our suggestion that the high frequency dark count rate observed for Hamamatsu R11410-20 PMTs at room temperature and at temperatures below -45°C is associated with the single photon emission from the PMT internal structure. Note this kind of light emission was also reported for the Hamamatsu R11065-10 PMT [6].

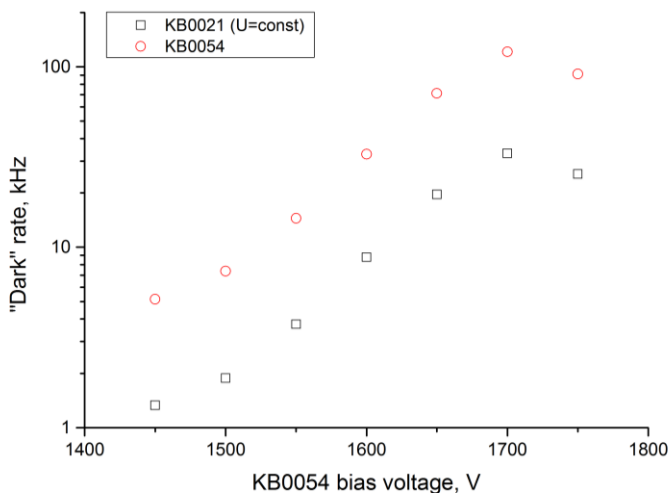


Fig. 4. Dark count rates of optically coupled KB0021 and KB0054 PMTs versus U_{54} measured at -60°C

We believe that the photon emission effect can be observed with different level of intensity in any high-voltage biased PMT. The effect may depend on construction materials, temperature and design of a PMT. The effect cannot essentially affect registration of multi-photon signals with several PMTs operated in the coincidence mode because of random character of the single photon emission. However, detection of weak scintillation signals with a large number of PMTs viewing the same detection volume (such as in the LZ detector [7]) could be affected by this effect. For this type of the detector setup PMTs should be pre-selected on relatively low (< 1 kHz) dark count rate in the temperature range of operation.

Acknowledgment

This study was supported by the RF Government under the contract of the NRNU MEPhI with the Ministry of Education and Science of №11.G34.31.0049 from October 19, 2011.

References

1. Baudis L. et al. // Performance of the Hamamatsu R11410 photomultiplier tube in cryogenic xenon environments. *JINST* 2013. V. 8. P04026.
2. Lung K. et al. // Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments. *Nucl. Instrum. Meth. A* 2012. V. 696. P 32-39.
3. Lyashenko A. et al. // Measurement of the absolute Quantum Efficiency of Hamamatsu model R11410-10 photomultiplier tubes at low temperatures down to liquid xenon boiling point. *JINST* 2014. V. 9 P11021.
4. The PandaX collaboration. // First dark matter search results from the PandaX-I experiment. *Sci.China Phys.Mech.Astron.* 2014. V. 57. P. 1476-1494.
5. Akimov D.Yu. et al. // Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector. *JINST* 2013. V. 8. P10023.
6. Yuji Hotta (Hamamatsu Photonics K.K.). Latest developments in PMTs for low temperature operation. Talk at the DM2014 conference on February 28, 2014.
7. The LZ Dark Matter Experiment. <http://lz.lbl.gov/> (2015.24.03).

ТЕРМОСТАТИРОВАНИЕ ЖИДКО-КСЕНОНОВОГО ЭМИССИОННОГО ДЕТЕКТОРА РЭД-100*

А.И. Болоздыня*, Ю.В. Ефременко***, В.В. Сосновцев*, И.А. Толстухин*,
А.В. Шакиров*, Р.Р. Шафигуллин*, А.В. Хромов*

* *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия*

** *Университет штата Теннесси, США*

Приведены результаты испытания системы термостатирования жидко-ксенонового двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100 для постановки опыта по обнаружению эффекта когерентного рассеяния нейтрино на ядрах ксенона. Основой системы являются термосифоны (замкнутые двухфазные тепловые трубы), заполненные азотом и использующие в качестве холодильника кипящий при атмосферном давлении жидкий азот. Система обеспечивает поддержание температуры рабочего вещества детектора РЭД-100 при температуре 167 К с точностью лучше 1 К.

Введение

Эмиссионный детектор на жидком ксеноне РЭД-100 создаётся усилиями коллаборации Российские эмиссионные детекторы (РЭД) с целью обнаружения и исследования эффекта когерентного рассеяния нейтрино на тяжёлых ядрах [1, 2]. Эмиссионные детекторы обладают рекордной чувствительностью к ионизации (вплоть до единичных электронов) [3–4] и в настоящее время широко используются в экспериментах по поиску холодной темной материи в форме массивных слабоионизирующих частиц [5–7]. Устройство детектора РЭД-100, содержащего 240 кг жидкого ксенона в качестве рабочего вещества, описано в статье [8].

В данной работе рассматриваются результаты термостатирования криостата детектора РЭД-100.

Система термостатирования

Для криостатирования детектора РЭД-100 используется система из четырёх двухфазных замкнутых термосифонов [8], в которых перенос тепла от детектора к свободнокипящему жидкому азоту

* *Отправлено в Приборы и техника эксперимента.*

осуществляется с помощью двухфазного теплоносителя за счёт воздействия гравитационных сил. В качестве теплоносителя в термосифонах используется азот, в газообразном состоянии подаваемый в замкнутую тепловую трубу, верхний конец которой охлаждается в ванне кипящего при атмосферном давлении жидкого азота, а нижний конец

установлен в теплообменнике, закрепленном на охлаждаемом объекте, например, на тепловом экране, окружающем детектор или на теплообменниках внутри охлаждаемой камеры (рис. 1).

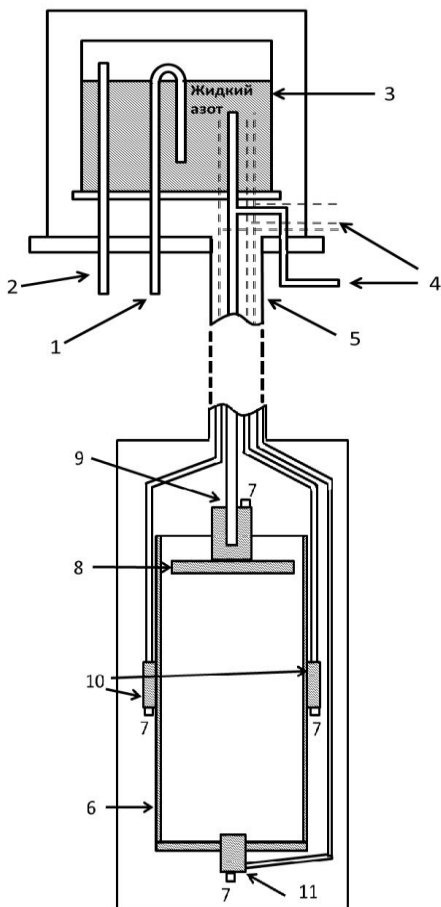


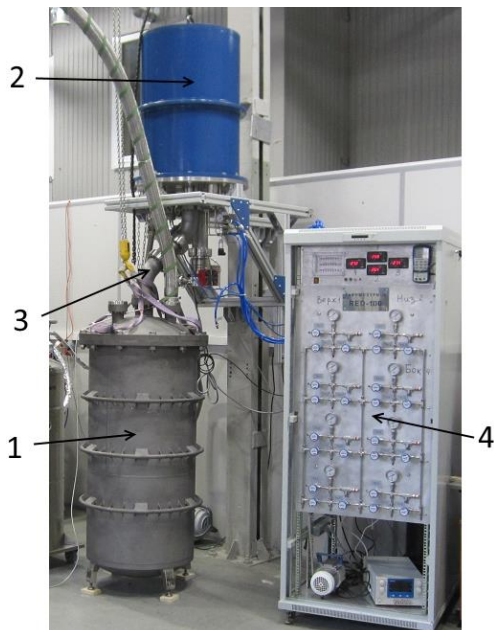
Рис. 1. Принципиальная схема системы термостатирования детектора РЭД-100: 1 – патрубок подачи жидкого азота в резервуар для жидкого азота, 2 – вентиляционный патрубок, 3 – резервуар для жидкого азота, 4 – патрубок для подачи газообразного азота в термосифон, 5 – вакуумированный металлорук-ав, 6 – тепловой экран, окружающий холодную камеру, 7 – платиновые терморезисторы, 8 – верхний теплообменник, 9 – верхний теплообменник, 10 – боковые термосифоны, 11 – нижний теплообменник

В качестве тепловых труб в этой установке используются медные трубки диаметром 12 мм с толщиной стенки 0,5 мм. В качестве теплообменников используются массивные медные элементы (от 1

до 10 кг массой), находящиеся в тепловом контакте с тепловым экраном, окружающим холодную камеру или с холодильниками внутри камеры, которые предназначены для конденсации ксенона и управления градиентом температуры внутри холодной камеры. Медные трубки впаяны в теплообменники с помощью серебряного припоя. Все элементы термосифонов, теплообменников и тепловой экран окружены вакуумной супер-изоляцией для снижения радиационной тепловой нагрузки от внешней (теплой) камеры криостата, находящейся при комнатной температуре. Объем между холодной и теплой камерами откачивается с помощью турбомолекулярного насоса.

Общий вид установки показан на рис. 2.

Рис. 2. Общий вид установки: 1 – криостат, 2 – резервуар для жидкого азота, 3 –металлорукав с термосифонами, 4 – станция контроля и управления многоканальной термосифонной системой



Термостатирование холодной камеры осуществляется динамическим методом путём изменения количества азота в термосифонах. Термосифон практически не переносит тепловую энергию, если давление азота внутри замкнутой тепловой трубы снижается ниже атмосферного давления. Если давление подаваемого в тепловую трубу газообразного азота превышает атмосферное давление, в верхней его части, установленной в жидком азоте, конденсируется жидкость. Жидкий азот под действием гравитации по-

ступает в нижнюю часть тепловой трубы, где испаряясь, отбирает тепловую энергию у теплообменника. Образовавшийся при этом газ устремляется в верхнюю часть тепловой трубы и процесс повторяется. Скорость передачи тепла в такой гравитационно-активируемой системе превышает скорость передачи тепла с помощью медного теплопровода такого же диаметра по крайней мере на 2 порядка. Заданная температура холодной камеры устанавливается за счёт регулирования баланса между потоком тепла, отводимого через термосифон, и потоком тепла, поступающего из окружающей среды.

Для исключения возникновения конвективных потоков в жидком ксеноне при работе детектора внутри холодного сосуда криостата задаётся градиент температур по высоте детектора так, чтобы жидкий ксенон внизу был на 1 К холоднее жидкого ксенона вверху рабочего объёма. Для этого в верхнем и нижнем фланцах внутреннего холодного сосуда криостата установлены специальные теплообменники (9 и 11 на Рис.1) для термосифонов, задающих градиент температур по высоте рабочего объёма. Эти же теплообменники используются для конденсации ксенона из газообразного состояния при заполнении детектора жидкостью. Теплообменники (10, Рис. 1), установленные на медном экране, окружающем холодную камеру, предназначены для съёма тепла, поступающего радиационным образом из окружающей среды через стенки внешнего тёплого сосуда криостата.

Динамическое термостатирование осуществляется с помощью четырехканальной электронной системы управления термосифоном, состав и функциональная схема которой были описаны ранее [8]. Управление термосифоном, а именно, вывод установки на рабочую температуру с последующей стабилизацией при заданной температуре T_0 выполняется независимо для каждого канала. Алгоритм работы автоматической системы термостабилизации одного канала выглядит следующим образом:

- 1) включение термосифона: клапан подачи газообразного азота от внешнего источника газа (через редуктор от баллона высокого давления) в тепловую трубу открывается на время Δt_1 ;

- 2) через некоторое время температура теплообменника достигнет значения $T_0 - \Delta T$;

3) чтобы снизить темп охлаждения на время Δt_2 открывается клапан сброса азота в атмосферу;

4) из-за притока внешнего тепла температура теплообменника начинает расти и достигает значения $T_0 + \Delta T$;

5) клапан подачи газообразного азота вновь открывается на время Δt_1 и цикл охлаждения повторяется. Параметры Δt_{1i} , Δt_{2i} ($i = 1, 2, 3, 4$) как калибровочные константы, подбираются опытным путем для каждого термосифона индивидуально с учётом его мощности и необходимости минимизации потерь газообразного азота.

Термостабилизация криостата

На рис. 3 представлена зависимость температуры холодной камеры в двух точках. Плато при температуре 223 К достигнуто путем подбора оптимальных значений калибровочных констант Δt_{1i} и Δt_{2i} . На Рис.4 более детально представлена температурная диаграмма работы автоматической системы динамической термостабилизации в районе плато при заданной температуре 167 К. Видно, что отклонения температуры от заданной величины не превышают 1 К.

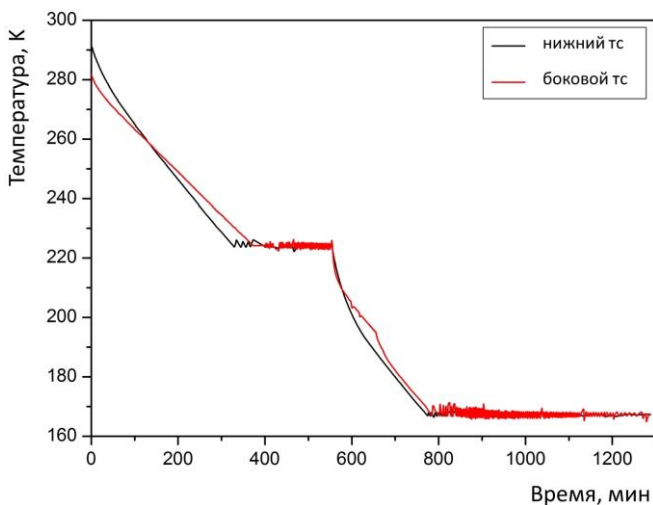


Рис. 3. Зависимость температуры холодной камеры от времени охлаждения в точках установки нижнего теплообменника (1) и теплообменника на тепловом экране (2) при двух заданных температурах

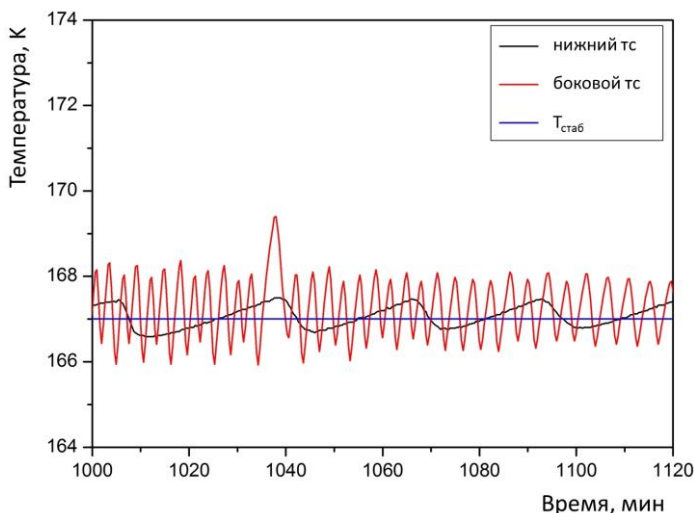


Рис. 4. Зависимость температуры холодной камеры криостата от времени охлаждения в точках установки нижнего теплообменника (1) и теплообменника на тепловом экране (2) в районе плато при 167 К с большим разрешением по температуре

Заключение

Таким образом, продемонстрирована способность криогенной системы на основе замкнутых двухфазных термосифонов со свободно-кипящим жидким азотом в качестве холодильника поддерживать температуру холодной камеры криостата массой 150 кг с точностью не хуже 1 К при температуре, необходимой для заполнения криостата жидким ксеноном.

Работа проведена при поддержке государственного контракта НИЯУ МИФИ и Министерства образования РФ № 11.G34.31.0049 от 19 октября 2011 г. в рамках гранта правительства Российской Федерации по постановлению №220.

Литература

1. Akimov D.Yu. et al. // Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector. JINST 2013. V. 8. P. P10023.

2. Акимов Д.Ю. et al. // О возможности исследования нейтрино на ускорительном источнике типа Spallation Neutron Source. Монография. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. 88 с.

3. Акимов Д.Ю. et al. // Измерение одноэлектронных шумов в эмиссионном детекторе на жидком ксеноне. Приборы и техника эксперимента. 2012. № 4. С. 7-11.

4. Буренков А.А. et al. // Регистрация одиночного электрона ионизации в электролюминесцентных детекторах на основе ксенона. Ядерная физика. 2009. V. 72. P. 693-701., Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 653-661.

5. Akerib D. S. et al. // The LUX Prototype Detector : Heat exchanger development. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2013. V. 709. P. 29-36, doi:10.1016/j.nima.2013.01.036

6. Angle J. et al. // First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory. Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. 021303, doi:10.1103/PhysRevLett.100.021303

7. Aprile E. and Baudis L. // Status and Sensitivity Projections for the XENON100 Dark Matter Experiment. E-print: arXiv:0902.4253, 24 Feb 2009.

8. Ananiev V.V. et al. // Thermal Stabilization System for the RED-100 Liquid-Xenon Emission Detector. Instruments and Experimental Techniques. 2015. V. 58. № 3. P. 581-586.

THE TWO-PHASE CLOSED BELLOWS FLEX HOSE CRYOGENIC THERMOSYPHON*

A.I. Bolozdynya¹, Yu.V. Efremenko^{1,2}, V.A. Khromov¹, R.R. Shafigullin¹,
A.V. Shakirov¹, V.V. Sosnovtsev¹, I.A. Tolstukhin¹

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute),
31 Kashirskoe Shosse, Moscow, 115409, Russia

² University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, United State of America

The heat transfer characteristics of a two-phase closed cryogenic thermosyphon made of stainless steel bellow hose filled with nitrogen fluid have been investigated. The thermosyphon consists of 12 mm inside diameter and 2 m long stainless steel bellow flex hose enclosed in a vacuum jacket and uses a free-boiling liquid nitrogen pool as a cooling machine. The system is very flexible and can provide heat transfer rate up to 60 W in the temperature range of 80-100 K.

Keywords: Cryogenic bellow flex hose thermosyphon; Thermal conductivity; Thermal resistance; Nitrogen fluid; Heat transfer .

Nomenclature: A – cross section, mm²; L – Total length of the thermosyphon, m; L_H – Length of the heat absorbing section operating at T temperature; L_C – Length of the cooling section operating at T_C temperature; HTL – Heat Transfer Limit, W; T – Temperature, K; FR – Filling Ratio, %; W – Power, W; R – Total thermal resistance, K/W/

Introduction

In our recent publication [1] we have shown that a two-phase closed tubular thermosyphon made of 1/2" copper tube is a high performance heat transfer device that can be used to transfer a heat at rate up to 100 W. The thermosyphon or gravity-assisted heat pipe consists of three basic sections: a cooling section (condenser) located above a heating section (evaporator) and a passive adiabatic section connecting the two active sections [2]. In continuation of our previous research the adiabatic section made of copper pipe we have investigated a possibility to use a standard high-vacuum stainless steel bellow hose with 1/2" inside diameter as an adiabatic section of the tubular thermosyphon with the same cooling and heating sections as reported in [1]. Such kind of a construction is much more flexible than that of the device with a copper tube used

* Отправлено в International Journal of Heat and Mass Transfer.

as the adiabatic section and can be used for cooling and thermo stabilization of very movable devices.

Experimental apparatus

An experimental setup consists of a test stand, a liquid nitrogen reservoir and a working fluid charging system as shown in Fig. 1. The test stand includes a steel ingot of 4 kg mass with a heater, thermo resistor and cold head (evaporator) of the thermosyphon installed on it. The adiabatic section of the thermosyphon is made of braided stainless steel bellow hose of 12 mm inside diameter and 22 mm outside diameter and $L_A = 2$ m length wrapped in several layers of vacuum super-insulation and enclosed inside a vacuumed bellow hose of 68 mm inside diameter. The evaporator is performed as a channel of 11 mm diameter and $L_H = 7$ cm length inside a copper pad of $8 \times 8 \times 2$ cm³ dimensions bolted to the cold head. The condenser is a stainless steel closed pipe of the 11 mm inside diameter and $L_C = 30$ cm length installed inside liquid nitrogen pool. The liquid nitrogen boiling at atmospheric pressure is working as a heat sink for the condenser section of the thermosyphon. The vacuum jacket surrounding the reservoir and the thermosyphon has being pumped out with a turbo-molecular pump.

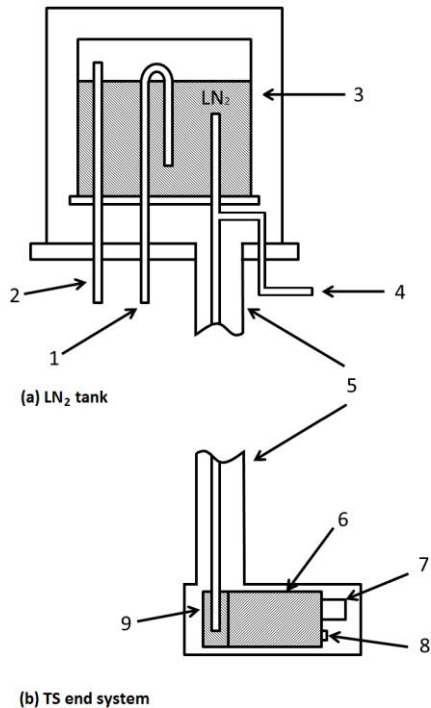


Fig. 1. Schematic drawing of the experimental setup: 1 – liquid nitrogen inlet; 2 – ventilation outlet; 3, 5 – vacuum jacket; 4 – nitrogen fluid supply from charging system; 6 – cold head; 7 – heater; 8 – thermo resistor; 9 – evaporator; 10 – bellow flexible hose adiabatic section

The cryogenic thermosyphon is connected to the working fluid charging system by a stainless steel pipe of $\frac{1}{4}$ " diameter. The charging system is equipped with handle and electronically operated valves and gauges and pressure/vacuum sensors. Working nitrogen gas is stored in a standard high pressure cylinder.

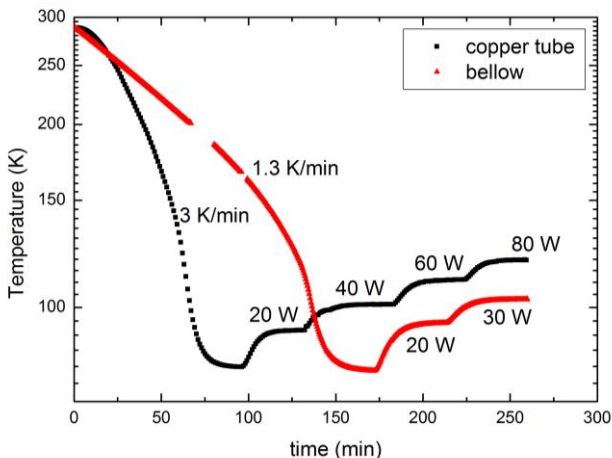


Fig. 2. Temperature of the cold head versus cooling time for thermosyphon with adiabatic section made of a bellow hose (triangles) and a copper pipe (squares) at different electric heater power applied as indicated above the curves in Watts.

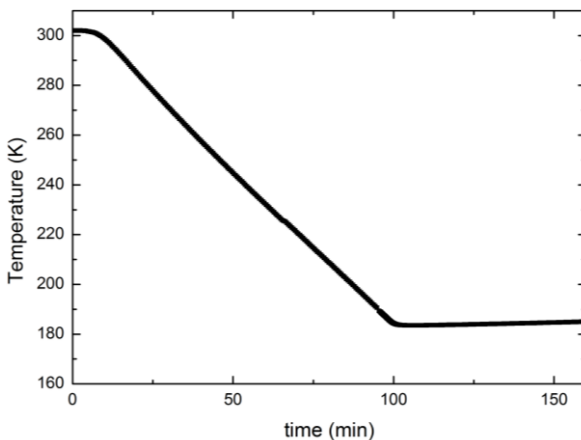


Fig. 3. Temperature dependence of the cold head versus time for the bellow hose thermosyphon at $FR = 25\%$ ($t < 100$ min) and $FR = 0$ ($t > 100$ min)

The thermosyphon begins effectively cool down the cold head at the filling ratio $FR > 20\%$ that is at least 5 times more than that required for the thermosyphon based on the copper tube of about the same inner diameter [1]. This effect is associated with waved inside surface of the adiabatic section. The internal relief of the bellow hose needs to be filled for operations in a stable mode. We found that the increasing of the nitrogen filling ratio does not significantly affect characteristics of the thermosyphon.

Results

Fig.2 shows the temperature of the cold head under different heat load conditions. At the beginning of the test, the thermosyphon is vacuumed at room temperature. The cooling power is applied to the cold head via the evaporator as soon as the thermosyphon was charged with nitrogen fluid. The rate of cooling 1.3 K/min has been observed for the bellow hose thermosyphon when the nitrogen filling ratio $FR = 25\%$ has been applied. When the lowest temperature 80 K is achieved, the additional electric power is applied with the electrical heater (15 Ohm, 200 W resistor) installed on the cold head. The temperature rises with the increase of the heat load. The steady states are observed at 20, 40, 60, and 80 W for the copper tube thermosyphon and at 20 and 30 W for the bellow hose thermosyphon. The heat transfer limit is achieved when the next step in increasing heat load leads to catastrophic boiling of the fluid and abruptly growing temperature of the cold head. The heat load limit for the bellow hose thermosyphon is up to 60 W.

In order to operate the cold head at temperatures exceeding the cooling temperature of the nitrogen (74.8 K) we have used dynamic mode in which the amount of fluid in the thermosyphon is changed with the filling system. In Fig.3 there is shown an example of stabilization of the cold head temperature at 181–182 K when the pressure of nitrogen was released down to the normal atmospheric pressure. The positive slop of 0.03 K/min has been observed after the pressure stabilized at normal value. The slop of the curve at $t > 100$ min is a result of heating the cold head due to imperfections of the vacuum superinsulation.

Conclusion

The heat transfer characteristics of the bellow flex hose cryogenic thermosyphon filled with N_2 working fluid are studied. The thermal

conductivity and the heat transfer limit are measured. The heat transfer limit is found to be about 60 W at the filling ratio 25%.

The studied design of the thermosyphon has an advantage against pipe-based systems due to very high flexibility that is important for arrangement of movable devices for example in fundamental Physics research [3].

Acknowledgments

This research is supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation under the Contract of No. 11.G34.31.0049 from October 19, 2011.

References

1. Bolozdynya A.I., Dmitrenko V.V., Efremenko Yu.V., Khromov A.V., Shafigullin R.R., Shakirov A.V., Sosnovtsev V.V., Tolstukhin I.A., Uteshev Z.M., Vlasik K.F. The two-phase closed tubular cryogenic thermosyphon, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2015, V. 80 pp.159–162.
2. Lock G.S.H. *The Tubular Thermosyphon. Variation on a theme*, Oxford University Press, 1992.
3. Akimov D.Yu., Alexandrov I.S., Aleshin V.I. et al. Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase xenon emission detector, *Journal of Instrumentation* 2013 V. 8 P. 10023.

ПОРТАТИВНЫЕ ГАММА-ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИНТРАОПЕРАЦИОННОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ. ОБЗОР*

А.К. Бердникова, А.И. Болоздыня, В.А. Канцеров
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

Портативные гамма-зонды нашли широкое применение в радиохирургической диагностике в ядерной медицине. Обзор посвящен описанию и сравнению коммерческих моделей гамма-зондов, наиболее широко представленных на мировом рынке медицинских изделий.

Введение

В последнее время значительное развитие получила клиническая диагностика заболеваний человека с помощью введения в его организм радиоизотопа в индикаторных количествах. Наиболее распространённая радиохирургическая [1].

Сигнальным считается первый лимфоузел, куда попадают опухольевые клетки из зоны лимфооттока. При отсутствии метастаз в сигнальном лимфоузле вероятность процедура – локализация сигнальных лимфатических узлов (СЛУ) с помощью меченых радиоактивными изотопами коллоидов поражения остальных (аксиллярных) лимфоузлов пренебрежимо мала. Концепцию СЛУ предложил д-р Р. Кабанас в 1977 году [2]. Он показал, что существует лимфатический центр, по которому проходит первый поток лимфы из определенного тканевого отдела, и который первым поражается метастазами.

В первой половине 90-х годов биопсия сигнальных лимфоузлов (БСЛУ) была предложена как минимально инвазивный (проникающий в организм) и наиболее чувствительный метод исследования для определения состояния сигнальных лимфоузлов (нодального статуса) у больных раком молочной железы (РМЖ). В 1993г. д-р Крэг с соавторами впервые использовали для этих целей радиоактивный изотоп [3]. В дальнейшем было введено сочетанное использование красителя и радиоактивного изотопа, которое получило широкое применение. Ряд исследователей, сравнивая со-

* Отправлено в Приборы и техника эксперимента.

стояние СЛУ с операционным препаратом после подмышечной лимфодиссекции показали, что оно четко отражает состояние остальных лимфоузлов, и биопсия сигнальных лимфоузлов быстро была принята в практику.

В 2009 году БСЛУ была принята как стандартный метод исследования при первичном операбельном инвазивном РМЖ с клинически непораженными подмышечными лимфоузлами (cN0) [4].

Существуют два способа идентификации СЛУ. При контрастновизуальном методе рядом с опухолью вводится специальная краска – 1% раствор синего изосульфана. Происходит окрашивание лимфатических узлов, и СЛУ наглядно проявляются во время операции.

При изотоп-ассоциированном методе за день до операции подкожно перитуморально вводится радиоизотопный препарат. При лимфосцинтиграфии место на коже с наибольшей гамма-активностью маркируется как проекция СЛУ. Во время операции используется ручной гамма-детектор для облегчения обнаружения и удаления СЛУ. Многочисленные исследования показали, что вышеперечисленные методы взаимодополняемы, и при их сочетанном применении значительно повышается показатель идентификации СЛУ. Результаты нескольких такого рода исследований приведены в табл. 1.

Таблица 1
БСЛУ у пациентов с операбельным раком молочной железы [5]

Авторы	Способ идентификации	Вероятность идентификации сигнальных лимфоузлов, %	Вероятность совпадения состояния сигнальных и аксиллярных лимфоузлов, %
Meijer et al, 1996	^{99m}Tc	93,3(28/30)	100(28/28)
Albertini et al, 1996	^{99m}Tc + окраска	92(57/62)	100(57/57)
Albertini et al, 1995	^{99m}Tc + окраска или одна окраска	95(20/21)	100(20/20)

Statman et al, 1996	Окраска	93(93/100)	100(93/93)
Guiliano et al, 1994	Окраска	65,5(114/174)	95,6(109/114)
Beitsch et al, 1994	Окраска	66,3(128/193)	95,3(122/128)

^{99m}Tc – инъекция коллоида меченных технецием-99m частиц человеческого сывороточного альбумина, использование скintiграфии и/или гамма-детектора;

Окраска – инъекция специальной краски (синий изосульфан).

В сравнении с подмышечной лимфодиссекцией (ПЛД) основным преимуществом БСЛУ является более низкая частота осложнений после этой манипуляции (см. табл. 2), второе важное преимущество – низкая стоимость. Это вмешательство требует меньше операционного времени и может использоваться в амбулаторных условиях.

Таблица 2

Сравнение послеоперационных осложнений БСЛУ и ПЛД [6]

Послеоперационные осложнения	БСЛУ	ПЛД
Боли	28,6%	46,8%
Нарушение чувствительности	24,9%	81,2%
Ограничение подвижности	6,4%	20,7%
Лимфедема	3,5%	14,3%

Биопсия сигнальных лимфатических узлов при первично-локализованной меланоме кожи технически достаточно проста [7]. Накануне операции с помощью гамма камеры выполняется предоперационная лимфосцинтиграфия с использованием ^{99m}Tc, который подкожно вводится вокруг опухоли, для идентификации регионарного лимфоколлектора и приблизительного местонахождения сигнальных лимфатических узлов внутри него. Коллоид изотопа фагоцитируется макрофагами внутри лимфатического узла. Это удерживает его в дренирующем узле и предотвращает его дальнейший пассаж по лимфатическим путям.

Лимфосцинтиграфия проводится через 2 после введения изотопа. Динамическая лимфосцинтиграфия помогает отличить истинные сигнальные лимфатические узлы, в которые происходит непосредственный дренаж лимфы от первичной опухоли, от «несигнальных» лимфатических узлов, которые могут находиться рядом. Кроме того, лимфосцинтиграфия позволяет выявить больных, у которых отток лимфы происходит в 2 лимфоколлектора.

Местонахождение СЛУ отмечается радиологом на коже пациента маркером. Следует отметить, что вследствие релаксации больного во время операции и его положения на операционном столе расположение СЛУ может не совсем точно совпадать с меткой на коже. Поэтому хирург заинтересован в том, чтобы уточнить локализацию узлов в операционной с помощью портативного гамма-детектора.

Во время операции в первую очередь широко иссекается опухоль, а затем выполняется биопсия сигнальных лимфатических узлов. После удаления СЛУ операционное поле обязательно должно быть исследовано еще раз гамма-детектором.

Гамма-зонды для биопсии сигнальных лимфоузлов

Особым типом ручных диагностических приборов, применяемых в радионуклидной диагностике, являются компактные гамма-зонды, или гамма-пробники (gamma-probe), предназначенные для локального определения областей накопления радиофармпрепарата в организме.

В 1942 году Маринелли и Голдшмидт использовали ручной счетчик Гейгера-Мюллера для того, чтобы сравнить поглощение радионуклида фосфора-32, применяемого в ядерной медицине для лечения злокачественных новообразований различных локализаций и различных кожных заболеваний [8], и затем Лоу-Биир с сотрудниками использовали похожую технологию для того, чтобы отличить злокачественное поражение молочной железы от доброкачественного [9]. Первое интраоперационное использование гамма-пробника проводилось на пациенте с опухолью мозга. Поскольку у счетчика Гейгера-Мюллера низкая эффективность регистрации гамма-квантов, был разработан гамма-зонд на основе сцинтилляционного детектора. Впервые такой прибор со сцинтиллятором CsI(Tl) для обнаружения изотопа I-131 при исследо-

вании шеи на наличие карциномы щитовидной железы был использован Харрисом [10]. В 70-х годах были разработаны первые гамма-зонды на основе полупроводниковых детекторов.

Схематичное изображение интраоперационного гамма-зонда представлено на рис. 1. Детектор гамма-квантов расположен позади коллиматора, на расстоянии d от входного окна детектора. Целью коллимации является снижение вклада излучения в направлении боковых сторон детектора (шум), который препятствует точной локализации области гиперфиксации радиофармпрепарата (полезный сигнал).

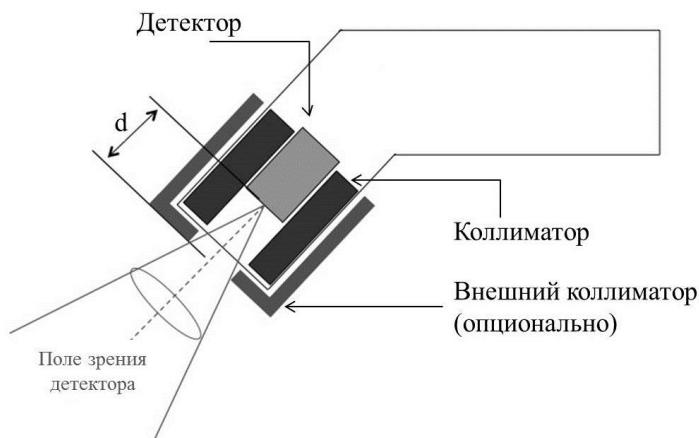


Рис. 1. Схематичное изображение гамма-зонда

В настоящее время на западном рынке представлены коммерчески доступные интраоперационные зонды для регистрации гамма-излучения [11 – 16]. Основой любого коммерчески доступного зонда является или сцинтилляционный, или полупроводниковый детектор. Более высокая плотность и $Z_{\text{эфф}}$ сцинтилляционных кристаллов обеспечивают более высокую вероятность фотоэлектрического поглощения в материале детектора. Так как вероятность фотоэффекта пропорциональна $Z_{\text{эфф}}^5$, даже небольшая разница этой величины для материала детектора значительно влияет на его чувствительность, т.е. отношение скорости счета детектора к активности источника на фиксированном расстоянии. Геометрия детектора и его конструктивные особенности также определяют тех-

нические характеристики гамма-пробника. С этой точки зрения сцинтилляционные детекторы оказываются предпочтительнее, кроме того современные технологии их производства позволяют изготавливать кристаллы хорошего качества и необходимых размеров по разумной цене. Основным недостатком сцинтилляционных гамма-пробников является нестабильность энергетической калибровки, поэтому энергетическую калибровку детектора вынужден проводить пользователь. Калибровка обычно выполняется вручную, с использованием известного источника; автоматическая калибровка предусмотрена только у моделей производителя C-Track Automatic.

Сигнал на выходе полупроводниковых детекторов сформирован на основе количества носителей зарядов, образованных в обедненной зоне кристалла при взаимодействии гамма-кванта с веществом детектора, и амплитуда сигнала слабо зависит от величины приложенного напряжения смещения, что обеспечивает стабильность положения фотопика.

Энергетическое окно дискриминации определяет количество зарегистрированных событий, отображаемое на дисплее. Зачатую выбор окна дискриминации предоставляется пользователю. Энергетическая дискриминация позволяет исключить вклад рассеянных гамма-квантов, которые попадают в окно коллиматора после одного или более Комптоновских взаимодействий. Такие гамма-кванты вылетают из мест накопления источника вне области интереса (например, места введения РФП), теряя часть энергии при каждом акте рассеяния на электронах биологической ткани. Такие события должны быть исключены из рассмотрения, так как они не несут информации относительно искомого места накопления РФП, и мешают его правильной локализации.

Коммерчески доступные гамма-зонды

Среди современных медицинских сцинтилляционных гамма-зондов наиболее распространенными в мировой практике являются приборы типа C-Track Automatic компании Care Wise (США). Внешний вид гамма-зонда представлен на рис. 2. Детектор выполнен на основе сцинтилляционного кристалла CsI(Tl), энергетический диапазон регистрируемого гамма-излучения составляет 27–400 кэВ. Система включает в себя два сменных коллиматора,

рассчитанных на небольшие энергии гамма-квантов (Тс-99m), а также более «тяжелый» коллиматор для защиты от излучения In-111. Кроме того, присутствует дополнительный лапароскопический щуп длиной 46,6 см. Прибор поставляется вместе с калибровочным квазиточечным источником Со-57 активностью 200 кБк для рутинных проверок работы прибора и ручной калибровки энергетического окна дискриминации. Калибровка осуществляется путем пошагового увеличения рабочего напряжения детектора до достижения максимальной скорости счета.



Рис. 2. Внешний вид гамма-зонда C-Trak Automatic [11]

Europrobe, гамма-зонд производителя Eurorad (Франция), использует сцинтилляционный кристалл CsI(Tl)–со съемным внешним коллиматором для улучшения пространственных характеристик (рис. 3).

Небольшой дисплей на блоке управления прибором позволяет отображать амплитудный спектр источника. Детектор предназначен для регистрации гамма-квантов с



Рис. 3. Внешний вид гамма-зонда Europrobe [12]

энергией 110 кэВ – 1 МэВ. Система также включает в себя дополнительный зонд на основе полупроводникового кристалла CZT, работающий в диапазоне энергий 20–170 кэВ, что позволяет использовать его для поиска СЛУ с технецием-99м.



Рис. 4. Внешний вид гамма-зондов Node Seeker [13]

Node Seeker распространяется в Европе компанией GE Healthcare (производитель Intra Medical Imaging, США). Гамма-зонды выпускаются в трех конфигурациях: с прямым и изогнутым щупом, а также с узким наконечником с диаметром 6 мм (рис. 4). Все зонды выполнены на основе сцинтилляционного кристалла LYSO, который соединен световодом со встроенным фотоэлектронным умножителем.

Gammafinder, выпускаемый немецкой компанией World of Medicine, является беспроводным гамма-зондом на основе сцинтиллятора CsI(Tl). Прибор отличается от вышеперечисленных моделей отсутствием отдельного блока управления и индикации результата, выбор настроек осуществляется при помощи кнопок, расположенных на корпусе зонда (рис. 5). Простота дизайна ограничивает функциональные возможности прибора, отсутствует доступ к амплитудному спектру и порогам дискриминации, временной интервал обновления данных не варьируется. Скорость счета детектора отображается на цифровом дисплее, который находится на торце зонда. Технические характеристики зонда не представ-

лены, однако, Gammafinder является единственным прибором своего класса, который прошел медицинские испытания в России в Санкт-Петербургском НИИ онкологии им. проф. Н. Н. Петрова и рекомендован к использованию в онкологической практике.

Среди полупроводниковых гамма-зондов наиболее широкое распространение получил Navigator компании Dilon Diagnostics (США). Внешний вид гамма-зонда представлен на рис. 6. В систему поиска СЛУ входят несколько зондов на основе кристалла CZT: стандартные щупы с прямым или изогнутым наконечником, лапароскопические щупы длиной 31 см. В таблицах представлены технические характеристики стандартного зонда без дополнительного внешнего коллиматора.



Рис. 5. Внешний вид гамма-зонда Gammafinder [14]



Рис. 6. Внешний вид гамма-зонда Navigator [15]

Компания Devicor Medical Products (США) производит набор гамма-зондов на основе кристалла CZT - Neoprobe, которые совместимы с универсальным блоком управления и обработки ин-

формации; детекторы работают в энергетическом диапазоне 27–364 кэВ. Линейка зондов Neoprobe BlueTip представлена универсальным стерилизованным одноразовым корпусом с тремя многоразовыми сменными наконечниками: диаметра 19 мм, без внутреннего коллиматора; диаметра 12 мм, с внутренней коллимацией; 12 мм, без внутреннего коллиматора (рис. 7).



Рис. 7. Внешний вид гамма-зондов Neoprobe BlueTip [16]

Основные технические характеристики гамма-зондов

Гамма-зонды, предназначенные для работы в условиях операционной, имеют отличающиеся от большинства ядерно-медицинских аппаратов условия эксплуатации. Гамма-зонды должны стабильно работать в диапазоне температур от комнатной до температуры тела, в то время как детекторы для визуализации предназначены для работы в помещении с контролируемой температурой и влажностью. Ручные зонды быстро перемещаются в пространстве в различных положениях, а для остальных детекторов допускаются только медленные движения в фиксированных направлениях. Зонды могут оказаться в контакте с биологическими жидкостями, а соединения на конце стерильных защитных чехлов не всегда влагостойкие. Подобные условия окружающей среды повышают вероятность отказа гамма-пробников. Для проверки надежности работы системы детектор должен быть протестирован с гамма-источником небольшой активности перед использованием. В связи с необходимостью разработки стандартной методики проверки контроля качества гамма-зондов были созданы два протокола: Итальянский протокол и протокол Национальной ассоциации производителей электрооборудования США (NEMA).

Итальянский протокол

Первый протокол контроля качества медицинских гамма-зондов был утвержден в марте 2001 года Итальянской ассоциацией медицинских физиков (AIFM) и Итальянской группой по изучению радиохирургии и иммуносцинтиграфии (GISCRIS) [17]. Основной задачей разработки Итальянского протокола была разработка стандартных воспроизводимых тестов, которые в большинстве основаны на измерениях с использованием источника $Co-57$ (или $Tc-99m$) в непосредственном контакте с чувствительной частью гамма-зонда. Испытания в рассеивающей среде сведены к измерениям чувствительности, координатного и углового разрешения, и выполняются с использованием четырех пластин из полиметилметакрилата толщиной 1 см.

Другой целью протокола является сравнение технических характеристик коммерческих моделей гамма-зондов в одинаковых стандартизированных условиях измерений. В Итальянском протоколе выбор ширины энергетического окна дискриминации имеет важное значение: чем шире окно дискриминации, тем лучше чувствительность прибора и хуже угловое разрешение, так как увеличен вклад рассеянного излучения. Так как энергетические спектры различаются по форме для детекторов разного типа, ширина окна должна быть выбрана таким образом, чтобы сравнение чувствительности гамма-зондов было корректным.

Энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов обычно бывает лучше, чем сцинтилляционных, поэтому сравнение их параметров в одинаковом окне дискриминации привело бы к занижению характеристик зондов на сцинтилляционном кристалле, поэтому «стандартное окно» в Итальянском протоколе определено в пределах двойной полной ширины на полувысоте относительно среднего значения пика полного поглощения. Для асимметричных пиков стандартное окно лежит в пределах двойной большей полуширины на полувысоте.

Координатное разрешение (R_s) измеряется в соответствии с экспериментальной установкой, изображенной на Рис. 8, на четырех глубинах в 10, 20, 30 и 40 мм в тканеэквивалентном поглотителе РММА. R_s определяется как удвоенное расстояние $X_{1/2}$, на котором скорость счета уменьшается в два раза по сравнению с максимальной.

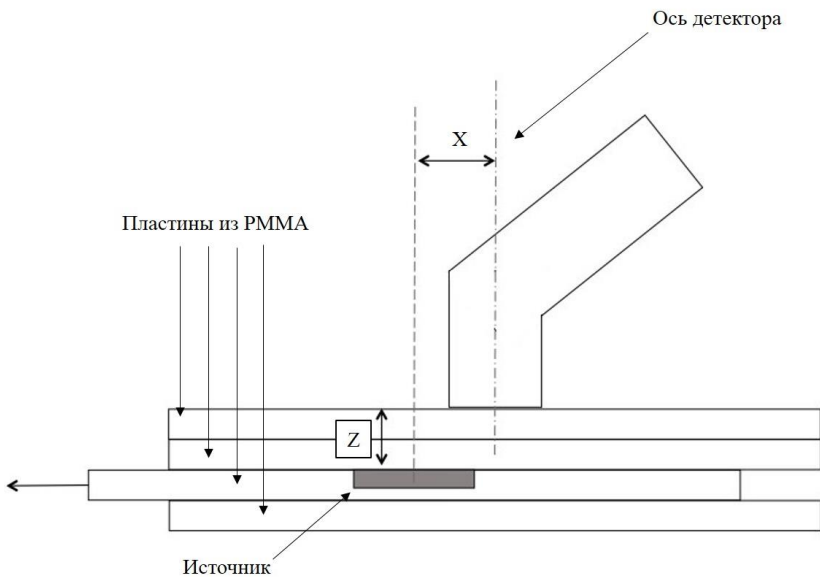


Рис. 8. Схема измерения координатного разрешения

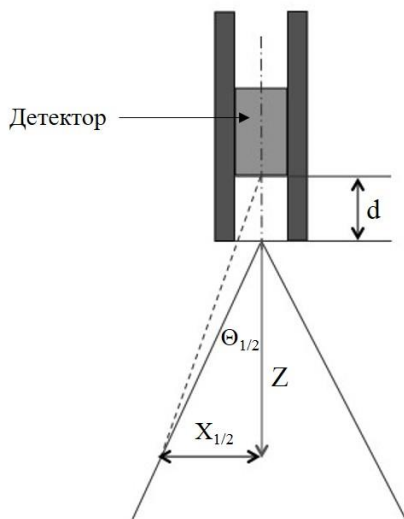


Рис. 9. Геометрия детектора

R_s растет с увеличением глубины, так как поле зрения детектора представляет собой конус с вершиной у торца кристалла и углом, ограниченным боковыми стенками коллиматора. Оценкой разрешения, не зависящей от глубины, является угловое разрешение R_A , которое определяется как два половинных угла раскрытия конуса:

$$R_A = 2 \arctg (X_{1/2}/Z). \quad (1)$$

Как показано на рис. 9, формула (1) является приближенной в плане оценки расстояния Z между гамма-зондом и источником, так как в действительности расстояние между кристаллом и источником составляет $(Z + d)$. Неточность такой оценки уменьшается с увеличением Z , поэтому рекомендовано проводить измерение углового разрешения на глубине 40 мм. Кроме того, изменение R_A с глубиной обусловлено увеличением вклада рассеянного излучения.

Протокол NEMA NU-3 2004

Действующим протоколом Национальной ассоциации производителей электрооборудования на данный момент является NEMA NU-3 2004 [18]. Он включает в себя больший набор измерений, чем Итальянский протокол, и в целом является более точным, однако и более трудоемким для выполнения. В нем более тщательно исследуется влияние рассеянного излучения: Например, чувствительность измеряется на расстояниях 30 мм и 50 мм между источником и детектором, как в воздухе, так и в рассеивающей среде. Представлены два дополнительных теста: чувствительность к рассеянному излучению и объемная чувствительность к распределенному в среде источнику. В качестве рассеивающей среды используется водный фантом размерами не менее $20 \times 20 \times 15$ см³. Недостатком протокола NEMA является отсутствие регламентирования энергетического окна дискриминации, что затрудняет сравнение гамма-зондов разных моделей, однако, технические характеристики гамма-зондов, приведенные в большинстве публикаций, измерены в соответствии с протоколом NEMA.

Наиболее важными результатами измерений, утвержденных протоколом NEMA NU-3 2004, являются:

- *Чувствительность в воздухе*

При измерении чувствительности в воздухе источник располагается на оси, проходящей через центр детектора, и фиксируется на

расстоянии 3 см, а затем 5 см между источником и детектором. Любая рассеивающая поверхность должна находиться на расстоянии минимум 5 см от оси детектор-источник. Для каждого положения источника статистика должна составлять минимум 10^4 отсчетов. Результат измерения чувствительности в воздухе представляется как скорость счета гамма-зонда на единицу активности источника.

- *Чувствительность в рассеивающей среде*

Источник располагается внутри водного фантома на глубине 3 см или 5 см. Гамма-зонд фиксируется таким образом, чтобы торец щупа касался поверхности воды, и ось детектора совпадала с осью источника. Для каждого положения источника статистика должна составлять минимум 10^4 отсчетов. Результат измерения чувствительности в воздухе представляется как скорость счета гамма-зонда на единицу активности источника.

- *Чувствительность к рассеянному излучению*

Схема измерения чувствительности к рассеянному излучению представлена на рис. 10.

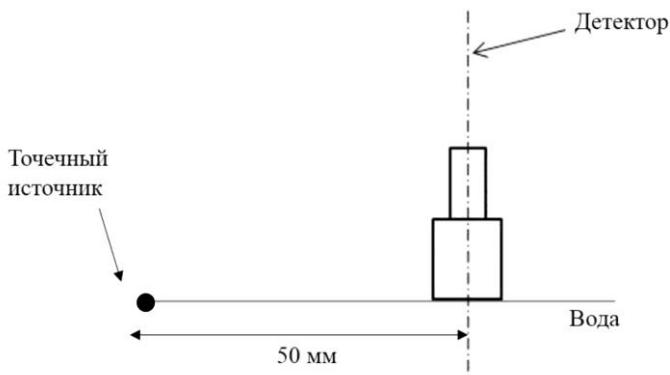


Рис. 10. Схема измерения чувствительности к рассеянному излучению

Детектор фиксируется над водным фантомом таким образом, чтобы торец щупа касался поверхности воды. Источник гамма-квантов располагается на расстоянии 5 см от чувствительной части детектора, перпендикулярно оси детектора, на уровне поверхности воды непосредственно за стенкой водного фантома.

Статистика составляет не менее 10^4 отсчетов. Полученный результат сравнивается с результатом измерений в аналогичной геометрии в отсутствие рассеивающей среды; в случае, если полученная величина составляет более 10% от измеряемой чувствительности в воде, окончательный результат корректируют на эту величину.

- *Координатное разрешение*

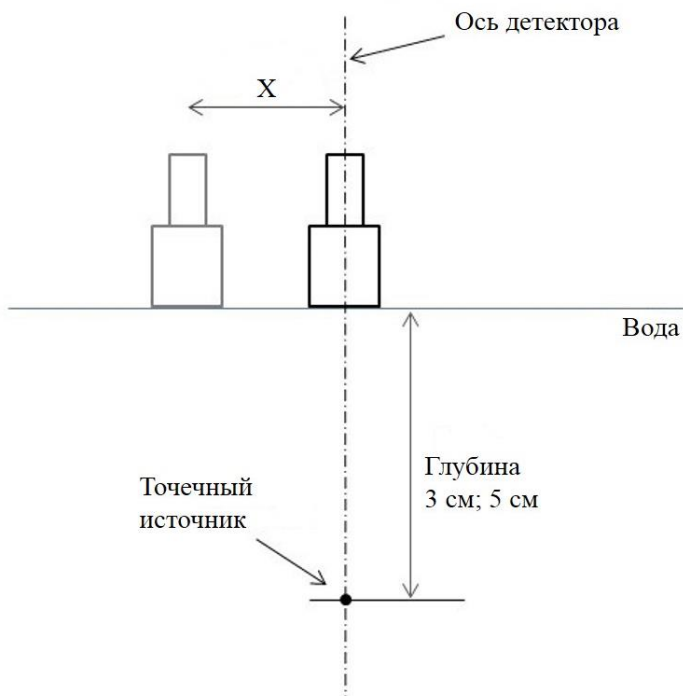


Рис. 11. Схема измерения координатного разрешения

Для измерения координатного разрешения источник располагается на оси, проходящей через центр детектора, и фиксируется на расстоянии 3 см, а затем 5 см между источником и детектором. В случае измерения разрешения в рассеивающей среде источник находится внутри водного фантома, а детектор касается поверхности воды (рис. 11).

Источник должен быть закреплен на передвижной подставке, обеспечивающей его перемещение в горизонтальной плоскости на расстояние $X = \pm 50$ мм от оси детектора с точностью не менее 0,5 мм. Статистика в пике полученного распределения должна составлять не менее 5×10^3 отсчетов. Шаг перемещения источника должен быть подобран так, чтобы внутри ширины на полувысоте распределения находилось не менее 10 точек. Результатом измерения координатного разрешения является полная ширина на половине высоты координатного распределения скорости счета гамма-зонда.

- *Угловое разрешение*

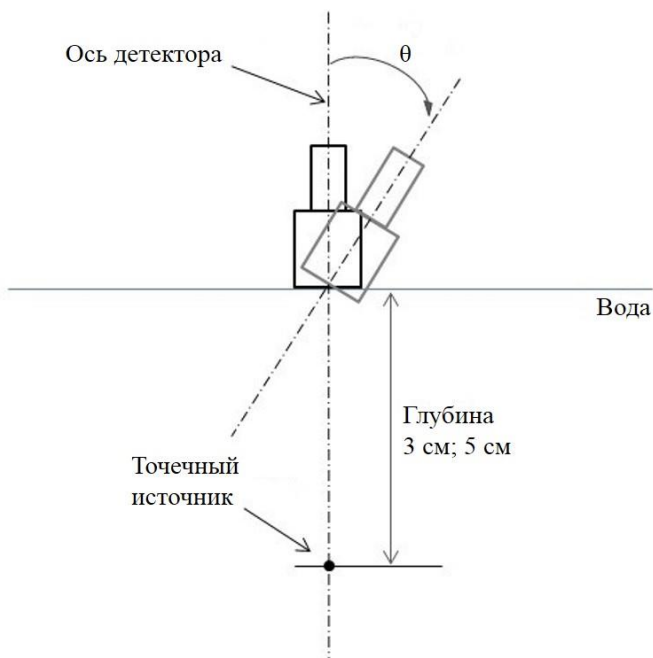


Рис. 12. Схема измерения углового разрешения

Для измерения углового разрешения источник располагается на оси, проходящей через центр детектора, и фиксируется на расстоянии 3 см, а затем 5 см между источником и детектором. В случае

измерения углового разрешения в рассеивающей среде источник находится внутри водного фантома, а детектор касается поверхности воды (рис. 12).

Гамма-зонд должен быть зафиксирован таким образом, чтобы был обеспечен наклон детектора на угол $\theta = \pm 80^\circ$ относительно вертикальной оси, с шагом не менее 5° . Шаг наклона детектора должен быть подобран так, чтобы внутри ширины на полувысоте распределения находилось не менее 10 точек; статистика составляет минимум 5×10^3 отсчетов в пике распределения. Угловое разрешение определяется как полная ширина на половине высоты углового распределения скорости счета гамма-зонда.

Сравнение технических характеристик коммерческих гамма-зондов

Технические характеристики коммерчески доступных гамма-зондов, представленных в параграфе «Коммерчески доступные гамма-зонды», приводятся в ряде исследований [19-21]. Все параметры, за исключением энергетического разрешения, измерены в соответствии с протоколом NEMA NU-3 2004.

Энергетическое разрешение

Энергетическое разрешение гамма-зондов приведено на линии 122 кэВ источника Co-57 (Таблица 3). Так как не все модели имеют возможность измерения энергетического спектра, энергетическое разрешение приведено для четырех производителей: Care Wise (C-track Automatic), EURORAD (Europrobe CsI, Europrobe CdTe), Dilon diagnostics (Neoprobe), Devicor Medical Products (Navigator).

Таблица 3

Энергетическое разрешение коммерческих гамма-зондов

Модель	Детектор	Энергетическое разрешение, %
C-track Automatic	CsI	21,2
Europrobe CsI	CsI	29,8
Europrobe CdTe	CdTe	9,5
Neoprobe	CdZnTe	6,9
Navigator	CdTe	14,5

Чувствительность

На рис. 13 представлены результаты сравнения чувствительности гамма-зондов в воздухе и в рассеивающей среде, на расстоянии 3 см между источником и детектором.

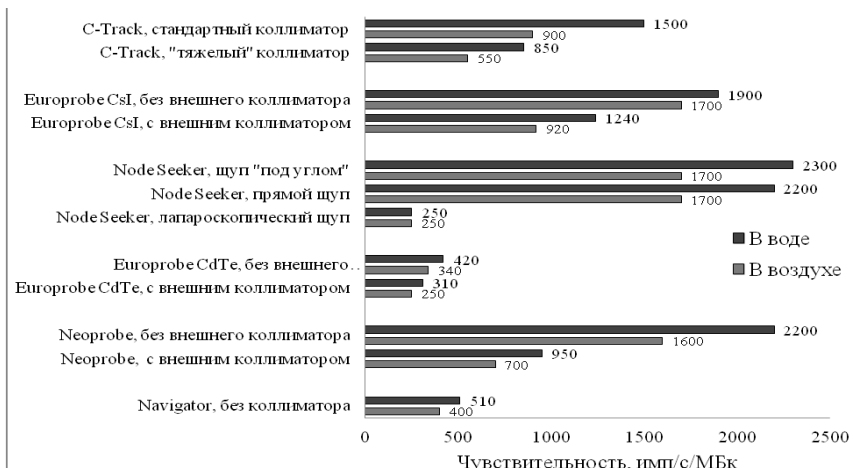


Рис. 13. Чувствительность коммерческих гамма-зондов

Пространственное и угловое разрешение

Результаты сравнения координатного и углового разрешения на расстоянии 3 см между источником и детектором в воде представлены на рис. 14, 15 соответственно.

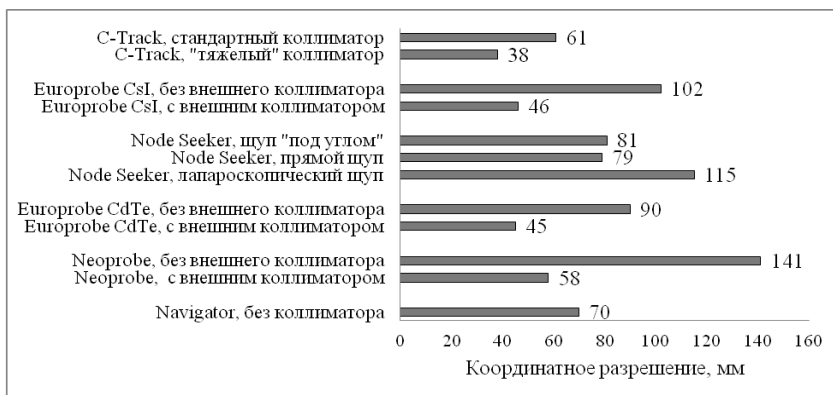


Рис. 14. Координатное разрешение коммерческих гамма-зондов

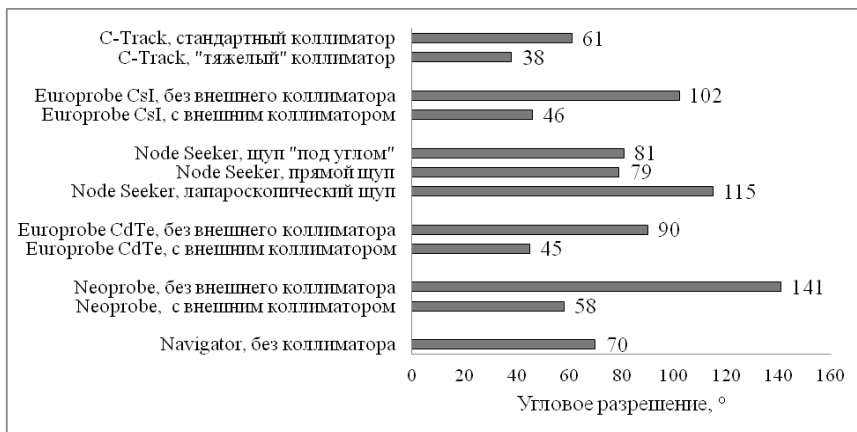


Рис. 15. Угловое разрешение коммерческих гамма-зондов

Заключение

Анализ характеристик гамма зондов показывает, что условно их можно разделить на три группы. К первой из них относятся модели с повышенной чувствительностью, в которых не используется внешняя коллимация, но пространственные характеристики ухудшены. Ко второй группе можно отнести гамма-зонды с более строгой коллимацией, такие зонды демонстрируют хорошее пространственное разрешение, но в то же время практически в два раза уступают в чувствительности представителям первой группы. К третьей группе относятся гамма-зонды, имеющие узкий щуп, которые могут быть использованы в минимально инвазивных хирургических процедурах или в ситуациях, когда лимфатический узел труднодоступен. Однако, зонды такого типа не обладают ни высокой чувствительностью, ни выдающимися пространственными характеристиками.

Для сравнения коммерческих гамма-зондов был предложен критерий «добротности» Q , основанный на двух наиболее важных параметрах приборов данного класса: чувствительностью S и угловым разрешением R_a [20]. Компромисс между этими двумя характеристиками есть добротность Q , которая определяется как отношение S к телесному углу $\Delta\Omega/2\pi$, образованному вращением угла θ . Несмотря на то, что добротность является полезным параметром

системы, наибольшее значение при выборе гамма-зонда в конечном итоге имеют тип хирургического вмешательства и предпочтения хирурга.

Литература

1. Mariani G. et al: Radioguided surgery. A comprehensive team approach. 2008 Springer Science+Business Media, LLC.
2. Cabanas R.M.: An approach for the treatment of penile carcinoma. *Cancer*. 39:456-466, 1977.
3. Krag DN, Weaver DL, Alex JC, et al. Lyman GH, Giuliano AE, Somerfield MR, et al. American Society of Clinical Oncology guideline recommendations for sentinel lymph node biopsy in early-stage breast cancer. *J Clin Oncol* 2005; 23:7703.
4. Surgical resection and radiolocalization of the sentinel lymph node in breast cancer using a gamma probe. *Surg Oncol* 2:335-340, 1993.
5. Jö rger I M., Senn H.-J., Thü rlimann B.: St. Gallen 2009 recommendations on the treatment of early breast cancer: consensus and controversy. *Magazine of European Medical Oncology*, 2009.
6. Семиглазов В.Ф., Канаев С.В. и др. Биопсия сигнальных ("сторожевых") лимфатических узлов: модное увлечение или столбовая дорога органосохраняющего лечения рака молочной железы? Материалы V Российской онкологической конференции, 2001.
7. Swenson KK, Nissen MJ, Ceronsky C, et al. Comparison of side effects between sentinel lymph node and axillary lymph node dissection for breast cancer. *Ann Surg Oncol*. 9:745–753, 2002.
8. Marinelli LD, Goldschmidt B: The concentration of ^{32}P in some superficial tissues of living patients. *Radiology* 39:454-463, 1942.
9. Low-Beer BVA, Bell HG, McCorkle HJ, Stone RS: Measurement of radioactive phosphorus in breast tumors in situ; a possible diagnostic procedure. *Radiology* 47:492-493, 1946.
10. Harris CC, Bigelow RR, Francis JE, Kelley GG, Bell PR: A CsI(Tl)-crystal surgical scintillation probe. *Nucleonics* 14:102-108, 1956.
11. <http://www.carewise.com/c-trak-systems.php>
12. <http://em-instruments.com/>
13. <http://www.gammaprobe.com/products/node-seeker/>
14. <http://www.gammafinder.ru/>
15. <http://www.dilon.com/surgical-products/navigator-gamma-probes/>
16. <http://www.mammotome.com/neoprobe.aspx>
17. Sonda intraoperatorie per chirurgia radioguidata. Protocollo per il controllo di qualita. Italian Association of Medical Physics – AIFM, Italian Group for Radioguided Surgery and ImmunoScintigraphy - GISCRIS, eds. 2001.

18. NEMA NU3 Performance measurements and quality control guidelines for non-imaging intraoperative gamma probes. 2004.
19. Kopp J, Wengenmair H, Vogt H, Heidenreich P. Intraoperative gamma probes: performances of commercially available systems – a comparison. *Eur J Nucl Med.* 26(suppl):S59, 1999.
20. Chiesa C, Toscano F, Mariani M, Bombardieri E. Intraoperative gamma probes: systematic inter-comparison of 14 commercial devices under identical experimental conditions – introduction of a simple physical figure of merit. *Eur J Nucl Med.* 28(suppl):1110, 2001.
21. Zamburlini, M., Keymeulen, K., Bemelmans, M. et al, Comparison of sentinel gamma probes for ^{99m}Tc breast cancer surgery based on NEMA NU3-2004 standard. *Nucl Med Commun.* 30:854–861, 2009.

GEANT4/GATE МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПТОНОВСКОЙ AR-XE ГАММА-КАМЕРЫ ДЛЯ МЕДИЦИНСКОЙ РАДИОНУКЛИДНОЙ ДИАГНОСТИКИ*

В.Н. Беляев, А.К. Бердникова, А.И. Болоздыня, Л.Ю. Дубов,
Ю.В. Штоцкий, В.С. Цхай

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В работе приведены результаты моделирования цилиндрической газовой комптоновской аргон–ксеноновой гамма-камеры большого размера. Показано, что эффективность регистрации совпадений гамма-камеры составляет 1–3 %. При реконструкции 3D изображений методом максимального правдоподобия пространственное разрешение составило ~ 20 мм. Оптимизация конструкции гамма-камеры и усовершенствование методов реконструкции изображений позволят при приемлемом пространственном разрешении в 10-100 раз уменьшить дозовую нагрузку на пациента при радионуклидной диагностике.

Ключевые слова: комптоновская камера; рассеивающий детектор, электронная коллимация, ОФЭКТ.

In the report computer simulation of cylindrical Compton scattering Ar-Xe gamma camera are described. Detection efficiency of modeled Ar-Xe camera is 1-3%, spatial resolution ~ 40 mm (simple cone back-projection) and ~ 20 mm (maximum likelihood method). Compton scattering cylindrical Ar-Xe camera make it possible to image of radiotracers with higher detection efficiency (10-100 times) than collimated Anger's camera.

Keywords: Compton camera, scatter detector, electronic collimation, SPECT

Введение

Радиоизотопная медицинская интроскопия позволяет неинвазивно исследовать внутренние органы и биохимические процессы, происходящие в тканях и органах пациента [1]. В настоящее время для визуализации распределения РФП в исследуемом объекте широко применяется метод однофотонной эмиссионной томографии (ОФЭКТ), в котором используются гамма-камеры типа Ангера [2, 3], имеющие пространственное разрешение ~ 10 мм. Однако низкая светосила этих гамма-камер, использующих механические коллиматоры, не позволяет существенно снизить радиационные дозы, получаемые пациентом в ходе обследований.

* Отправлено в Журнал теоретической физики.

В ряде работ [4–6] рассмотрены детекторы с электронной коллимацией излучения на основе эффекта Комптона, обладающие высокой светосилой и приемлемым пространственным разрешением ~ 10 мм. В данной работе с помощью моделирования в среде Geant4/Gate [7] были оптимизированы параметры цилиндрической газовой комптоновской аргон – ксеноновой гамма-камеры большого размера, выработаны требования к отбору событий и рассмотрены алгоритмы реконструкции комптоновских 3D изображений.

Комптоновская гамма-камера

Принцип определения положения источника с помощью эффекта Комптона заключается в использовании связи между углом рассеяния Θ и энергией рассеянного гамма-кванта E_1 , имевшего первоначальную энергию E (1):

$$E_1 = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} [1 - \cos(\Theta)]}. \quad (1)$$

Зная энергию электрона отдачи E_e при комптоновском рассеянии гамма-кванта ($E_e = E - E_1$) можно определить угол рассеяния Θ (2):

$$\cos(\Theta) = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E - E_e} - \frac{1}{E} \right). \quad (2)$$

Комптоновская гамма-камера состоит из двух позиционно-чувствительных детекторов (см. рис. 1): ближайший к источнику – рассеивающий детектор (РД), а дальний – поглощающий детектор (ПД). Влетающий гамма-квант рассеивается на электроны в РД, передавая ему часть своей первоначальной энергии, а затем поглощается во втором детекторе – ПД. Для определения угла рассеяния Θ необходимо определить энергию электрона отдачи E_e в РД. Комптоновская гамма-камера определяет направление прилёта гамма-кванта с точностью до конуса событий, половинный угол раствора конуса определяется углом рассеяния Θ . Осью конуса событий является прямая линия, соединяющая точки взаимодействия в РД (x_1, y_1, z_1) и ПД (x_2, y_2, z_2), а вершиной – точка взаимодействия (комптоновского рассеяния) в РД.

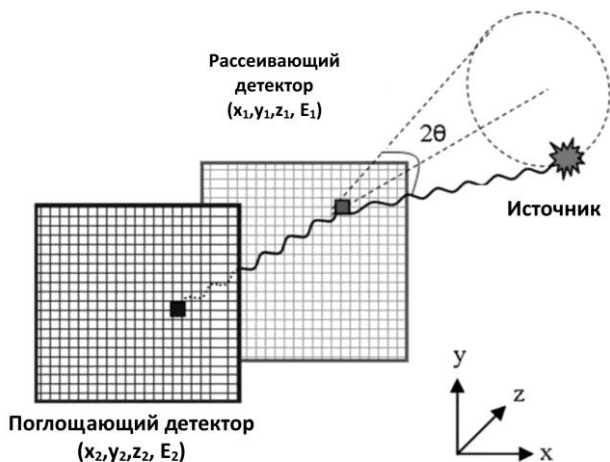


Рис. 1. Принцип работы комптоновской гамма-камеры

Неточность в определении угла комптоновского рассеяния $\Delta\Theta$ определяется: конечным энергетическим разрешением ΔE рассеивающего детектора (Δ_1), погрешностью в определении координат событий (Δ_2) и импульсным распределением атомных электронов, на которых происходит комптоновское рассеяние (Δ_3).

Неопределённость Δ_1 зависит от ΔE и угла рассеяния Θ :

$$\Delta_1 = \frac{\Delta E \cdot m_e c^2}{(E - E_e)^2 \cdot \sin \Theta}. \quad (3)$$

Для углов рассеяния $\Theta \sim 45^\circ$ при $E = 140$ кэВ и $\Delta E = 1$ кэВ величина $\Delta_1 \sim 2.5^\circ$.

Неопределённость Δ_2 зависит от точности определения координат событий комптоновского рассеяния Δr_k и фотоэффекта $\Delta r_{фэ}$, а также от расстояния r между точками взаимодействия:

$$\Delta_2 \approx \frac{\sqrt{\Delta r_k^2 + \Delta r_{фэ}^2}}{r}. \quad (4)$$

При точности определения координат ~ 3 мм и $r \sim 300$ мм величина Δ_2 составит $\sim 1^\circ$.

Неопределённость Δ_3 зависит от атомного номера рабочего вещества РД и для элементов с $Z \sim 10$ составляет величину $3-5^\circ$ в диапазоне углов рассеяния до $\sim 90^\circ$.

Общая неопределённость $\Delta\Theta$ составляет:

$$\Delta\Theta = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \Delta_3^2}. \quad (5)$$

Отметим, что неопределённость $\Delta\Theta = 4^\circ$ приводит на расстоянии 10 см к неопределённости координаты в ~ 7 мм.

Выбор оптимальных параметров газовых детекторов

Общие требования к детекторам комптоновской гамма-камеры

Рассеивающий детектор (РД), определяющий координаты комптоновского взаимодействия и энергию комптоновского электрона, должен обладать высоким энергетическим разрешением и преобладающей вероятностью комптоновского рассеяния η_K гамма-квантов. Фотоэффект и многократное комптоновское рассеяние в РД должны быть минимальны. Детектор полного поглощения (ПД), определяющий координаты и энергию фотоэлектрического поглощения, должен иметь высокую вероятность фотоэффекта $\eta_{ФЭ}$ гамма-квантов, рассеянных в РД. Вклады однократного и многократного комптоновского рассеяния (с последующим фотоэффектом) в ПД должны быть минимальны. Произведение величин η_K и $\eta_{ФЭ}$ определяют общую вероятность регистрации полезного события $\eta_{КГК}$ комптоновской гамма-камеры.

Комптоновская гамма-камера предназначена для целей медицинской визуализации с использованием изотопа Технеций-99m, испускающим гамма-кванты с энергией 141 кэВ. Объект диагностики размещается внутри гамма-камеры, поэтому она должна иметь значительные размеры (~ 1 м). Оптимальной геометрией комптоновской гамма-камеры, отвечающей поставленной задаче, является коаксиальная система вложенных цилиндров – газовых детекторов. Целью моделирования являлась оптимизация параметров газовых детекторов РД и ПД комптоновской гамма-камеры для получения максимально высокой эффективности регистрации полезных событий.

Выбор параметров газовых детекторов

Выбор и оптимизация параметров газовых детекторов осуществлялась моделированием методом Монте-Карло в среде программирования Gate, окончательная обработка результатов моде-

лирования – в среде MathLab. Мононаправленное гамма-излучение (140 кэВ) попадало в центр поверхности газового детектора (параллелепипед толщиной 10 см и поперечным размером 20×20 см). Статистика разыгрываемых событий составляла не менее 10^6 .

В Табл. 1 приведены полученные значения полной эффективности регистрации ε_{Π} и относительные вероятности η различных типов взаимодействий при давлениях 10-40 атм для неона, аргона и ксенона. В неоне и аргоне преобладает однократное комптоновское рассеяние ($\eta_{\text{К}} > 75\%$), а в ксеноне – фотоэффект ($\eta_{\text{ФЭ}} > 90\%$). Поскольку эффективность регистрации в Ar в ~ 2 раза выше, чем в Ne, то рабочим газом РД был выбран аргон. Рабочим газом ПД был выбран ксенон. Необходимая эффективность регистрации может достигаться за счёт повышения давления газа в детекторе и/или увеличения его толщины.

Таблица 1

Эффективность регистрации гамма-квантов (140 кэВ) и вклады различных взаимодействий для Ne, Ar и Xe при разных давлениях газа (толщина детектора 10 см)

Давление газа P, атм.	Эффективность регистрации ε_{Π} , %	Относительный вклад (вероятность) взаимодействия		
		Фотоэффект $\eta_{\text{ФЭ}}$, %	Комптон-эффект $\eta_{\text{К}}$, %	Многokратный комптон $\eta_{\text{МК}}$, %
Неон (Ne)				
10	1,15	1,5	95,3	3,2
20	2,23	1,8	94,7	3,5
40	4,49	1,7	93,9	4,4
Аргон (Ar)				
10	2,45	13,2	82,5	4,3
20	4,84	14,1	81,3	4,6
40	9,36	15,8	78,7	5,5
Ксенон (Xe)				
10	34,57	91,5	7,5	1,0
20	57,24	94,7	4,7	0,6
40	81,56	97,1	2,5	0,4

Для выбора оптимальной толщины Ag-РД и давления газа было проведено моделирование эффективности рассеяния ε_K гамма-квантов с энергией 140 кэВ при изменении толщины R от 5 см до 50 см при давлениях 10, 15 и 20 атм. На рис. 2 представлены полученные результаты в виде диаграмм соотношений между эффективностью рассеяния ε_K , равной произведению полной эффективности регистрации ε_{Π} на вероятность однократных комптоновских рассеяний η_K ($\varepsilon_K = \varepsilon_{\Pi} \cdot \eta_K$) и комптоновского отношения κ_K , равного отношению вероятности однократных комптоновских рассеяний η_K к вероятности многократных комптоновских рассеяний $\eta_{МК}$:

$$\kappa_K = \eta_K / \eta_{МК}. \quad (6)$$

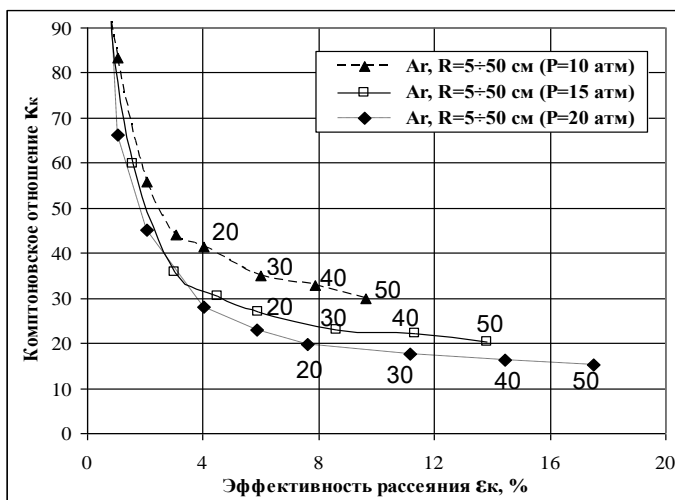


Рис. 2. Диаграммы соотношений эффективности рассеяния ε_K и комптоновского отношения κ_K в Ag ($E_\gamma = 140$ кэВ)

Из рис. 2 видно, что эффективность рассеяния $\varepsilon_K \sim 10\%$ обеспечивается при толщине детектора $R = 50$ см (10 атм), $R = 35$ см (15 атм) или $R = 25$ см (20 атм). Комптоновское отношение κ_K при увеличении давления уменьшается с ~ 30 до ~ 20 , т.е. увеличивается относительный вклад многократного комптоновского рассеяния. Это может в дальнейшем ухудшить качество конечного изображения. При низком давлении (10 атм) большая толщина детек-

тора приведёт к существенному увеличению каналов регистрации координат событий. Исходя из полученных результатов оптимальным вариантом Аг-РД будет газовая камера толщиной $R \approx 35$ см с давлением аргона $P = 15$ атм, которая обеспечит необходимую эффективность регистрации $\epsilon_K \sim 10\%$ при комптоновском отношении $\kappa_K \sim 22$.

Для выбора оптимальной толщины Хе-ПД и давления газа было аналогичное моделирование эффективности фотопоглощения $\epsilon_{\text{ф}\Delta 1}$ гамма-квантов с энергией 140 кэВ при изменении толщины R от 5 см до 50 см при давлениях 10, 15 и 20 атм. На рис. 3 представлены полученные результаты в виде диаграмм соотношений между эффективностью фотопоглощения без предварительного комптоновского взаимодействия $\epsilon_{\text{ф}\Delta 1}$ ($\epsilon_{\text{ф}\Delta 1} = n_{\text{ф}\Delta 1} / N$, где N – число гамма-квантов, попавших в детектор) и отношением фотоэффектов $\kappa_{\text{ф}\Delta}$, равным отношению числа событий с фотоэффектом без предварительного комптоновского рассеяния ($n_{\text{ф}\Delta 1}$) к числу событий с фотоэффектом после предварительных одно- ($n_{1\text{к}+\text{ф}\Delta}$), двух- ($n_{2\text{к}+\text{ф}\Delta}$) и более ($n_{>2\text{к}+\text{ф}\Delta}$) комптоновских взаимодействий:

$$\kappa_{\text{ф}\Delta} = n_{\text{ф}\Delta 1} / (n_{1\text{к}+\text{ф}\Delta} + n_{2\text{к}+\text{ф}\Delta} + n_{>2\text{к}+\text{ф}\Delta}) \quad (7)$$

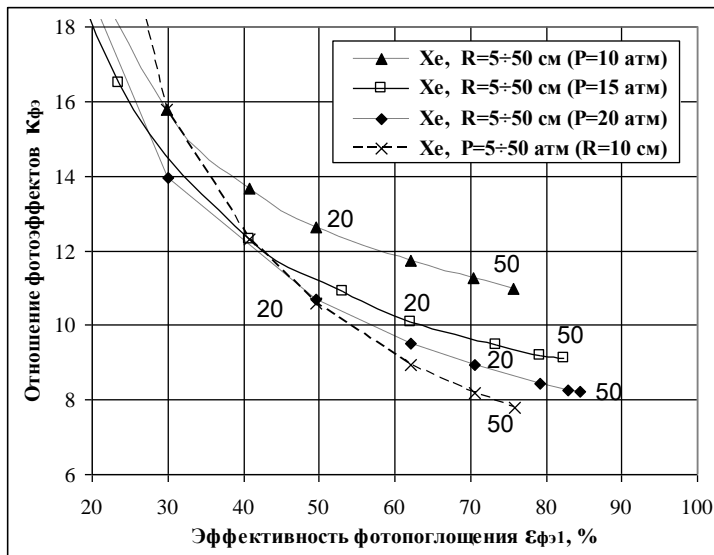


Рис. 3. Диаграммы соотношений эффективности регистрации $\epsilon_{\text{ф}\Delta 1}$ и отношения фотоэффектов $\kappa_{\text{ф}\Delta}$ в Хе

Из рис. 3 видно, что эффективность фотопоглощения $\varepsilon_{\text{ф}\beta 1} \sim 75\%$ обеспечивается при толщине детектора $R = 50$ см (10 атм), $R = 30$ см (15 атм) или $R = 20$ см (20 атм). Отношение фотоэффектов $\kappa_{\text{ф}}$ при увеличении давления уменьшается с ~ 11 до ~ 9 , т.е. увеличивается относительный вклад событий с фотоэффектом с предварительным комптоновским рассеянием. Это может в дальнейшем ухудшить качество конечного изображения. Давление 50 атм при $R = 10$ см также обеспечивает $\varepsilon_{\text{ф}\beta 1} = 75\%$, но при этом значение $\kappa_{\text{ф}}$ уменьшается до ~ 8 . При низком давлении (10 атм) большая толщина ксенонового детектора приведёт к существенному увеличению каналов регистрации координат событий. Исходя из полученных результатов оптимальным вариантом Хе-ПД будет газовая камера толщиной $R \approx 30$ см с давлением ксенона $P \approx 15$ атм, которая обеспечит эффективность фотопоглощения $\varepsilon_{\text{ф}\beta 1} \approx 72\%$ при отношении фотоэффектов $\kappa_{\text{ф}} \approx 9,5$.

Оценка точности определения координат взаимодействия

Для оценки предельного пространственного разрешения было получено среднее отклонение центра тяжести энергетических потерь ΔR_e электронов от точки испускания. Модель состояла из детектора размером 30×30 см и толщиной 2 см (для Ne и Ar) и 4 см (для Xe). Источник электронов – изотропный, расположен в центре детектора. Энергия электронов для Ne и Ar составляла 50 кэВ (максимальная энергия электрона при комптоновском рассеянии гамма-кванта с энергией 140 кэВ), для Xe – 110 кэВ (энергия фотоэлектрона при фотопоглощении гамма-кванта с энергией 140 кэВ).

Результаты моделирования представлены в Табл. 2 и на рис. 4. Для аргона при давлении $P = 15$ атм среднее отклонение $\Delta R_e \sim 0,9$ мм при среднеквадратичном отклонении $\sim 0,3$ мм, что является верхней оценкой в точности определения координаты однократного комптоновского взаимодействия. Для ксенона при $P = 15$ атм $\Delta R_e \sim 0,9$ мм при среднеквадратичном отклонении $\sim 0,4$ мм. Однако при фотоэффекте в Хе возникает также характеристическое излучение с энергией ~ 30 кэВ, что приведёт к дополнительной погрешности в определении координаты точки фотоэффекта.

Таблица 2

Среднее отклонение центра тяжести энергетических потерь ΔR (мм) электронов от точки испускания в зависимости от давления газа

P, атм	ΔR_{e^-} , мм ($E_e=50$ кэВ)		ΔR_{e^-} , мм ($E_e=110$ кэВ)	ΔR_{γ} , мм ($E_{\text{хар}}=30$ кэВ)	$\Delta R_{e^{+\gamma}}$, мм ($E_{e^-}+E_{\text{хар.}} = 140$ кэВ)
	Ne	Ar	Xe		
10	2,6	1,3	1,4	8,8	3,0
15	1,7	0,87	0,92	7,9	2,4
20	1,3	0,65	0,70	7,1	2,1

Для оценки вклада характеристического излучения было получено среднее отклонение координаты взаимодействия характеристического излучения ΔR_{γ} от точки испускания. Модель состояла из Xe детектора сечением 30×30 см и толщиной 10 см. Источник моноэнергетических γ -квантов с энергией 30 кэВ – изотропный, расположен в центре детектора. Результаты моделирования представлены в предпоследней колонке табл. 2 и на рис. 5.

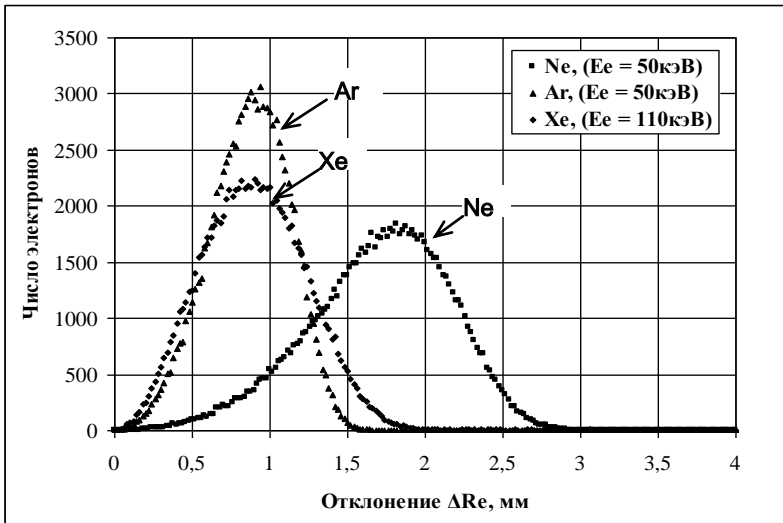


Рис. 4. Распределение отклонений центров тяжести энергетических потерь электронов ΔR_e от точки испускания для Ne, Ar ($E_e = 50$ кэВ) и Xe ($E_e = 110$ кэВ) при давлении 15 атм

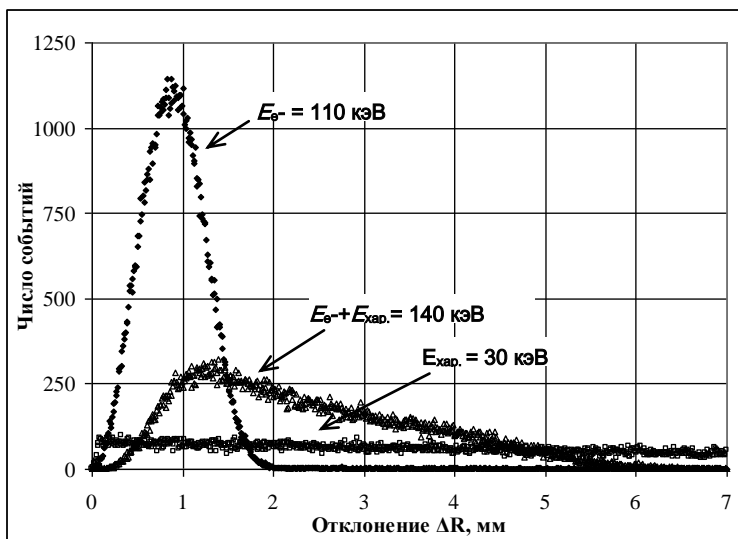


Рис. 5. Распределение отклонений центров тяжести энергетических потерь для электронов ($E_e = 110$ кэВ) ΔR_e , для характеристического излучения ($E_{хар.} = 30$ кэВ) ΔR_γ и для суммарного энерговыделения при фотоэффекте ($E_e + E_{хар.} = 140$ кэВ) $\Delta R_{e+\gamma}$ в Хе (давление 15 атм)

Среднее отклонение координаты взаимодействия характеристического излучения ΔR_γ для Хе составило ~ 8 мм. Распределение отклонений координат «суммарного» взаимодействия $\Delta R_{e+\gamma}$ (110 кэВ + 30 кэВ) рассчитывалось по центру тяжести:

$$\Delta R_{e+\gamma} = \frac{r_e \cdot E_e + r_\gamma \cdot E_\gamma}{E_e + E_\gamma}, \quad (8)$$

где r_e – координата центра тяжести энергетических потерь ΔR_e электрона; E_e – энергия электрона (110 кэВ); r_γ – координата центра тяжести энергетических потерь характеристического излучения; E_γ – энергия характеристического излучения (30 кэВ).

Полученные результаты представлены в последней колонке Табл. 2, из которой следует, что для Хе среднее отклонение координаты «суммарного» взаимодействия $\Delta R_{e+\gamma}$ (фотоэффекта) составляет $\sim 2,4$ мм, а ширина распределения на половине высоты ~ 3 мм.

При наличии электроники, позволяющей выделять и анализировать координаты и энергию каждого события при многократных взаимодействиях, предельная точность определения координат в Хе-ПД составит ~ 1 мм, а в Аг-РД появится возможность эффективно выделять события однократного и многократного комптоновского рассеяния.

Алгоритм отбора событий в газовой комптоновской гамма-камере

Математическая модель гамма-камеры

Для оценки вклада различных типов совпадений и выработки алгоритма отбора совпадений было проведено моделирование в среде Gate/Geant4 работы комптоновской гамма-камеры в цилиндрической геометрии. Математическая модель камеры представляет собой два концентрических цилиндра - Аг-РД и Хе-ПД (рис. 6).

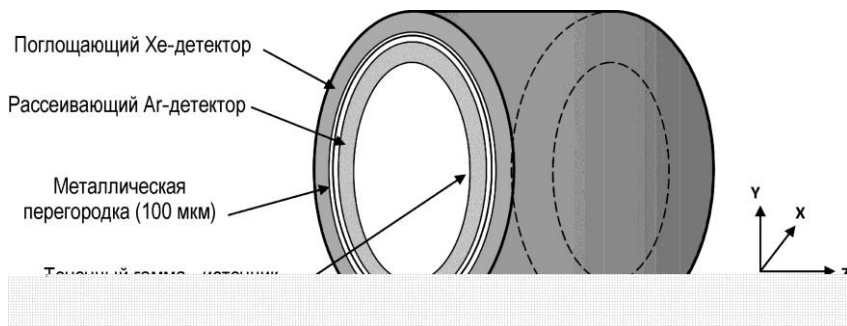


Рис. 6. Модель цилиндрической Аг-Хе комптоновской гамма-камеры

Давление газа в обоих детекторах 15 атм. Внутренний диаметр РД – 400 мм, внешний – 1100 мм. Внутренний диаметр ПД – 1100 мм, внешний – 1700 мм. Между детекторами расположена тонкая (1 мм) металлическая перегородка. Длина детекторов 500 мм. В центре гамма-камеры расположен точечный радиоактивный моноэнергетический изотропный гамма-источник 140 кэВ. Всего было разыграно 10^6 событий.

Эффективность регистрации совпадений составила $\sim 3\%$ при отборе по суммарной выделенной энергии ($E_{РД} + E_{ПД}$) > 100 кэВ и $\sim 0,5\%$ при энергетическом отборе в Аг-РД $E_{РД} = 10 \div 29$ кэВ, в

Хе-ПД $E_{\text{ПД}} > 70$ кэВ и суммарной выделенной энергии > 100 кэВ. При выбранном энергетическом окне Аг-РД отсекаются события, связанные с малоугловым комптоновским рассеянием, а также вызванные характеристическим излучением (~ 30 кэВ) ксенона. Таким образом, диапазон регистрируемых углов рассеяния составляет $45^\circ - 90^\circ$.

При этом необходимо учесть, что $\sim 20\%$ всех испущенных гамма-квантов вылетало через торцы гамма-камеры без взаимодействия.

Классификация и критерии отбора совпадений

Для получения изображения распределения источников гамма-квантов в исследуемом объекте, в первую очередь необходимо отобрать события, несущие в себе полезную информацию. Отбор совпадений должен проводиться по следующим критериям:

а) по очередности событий – первое событие (однократное комптоновское рассеяние должно произойти в первом рассеивающем детекторе РД, а второе (фотоэффект) – во втором поглощающем детекторе ПД;

б) по величине энергии (зависящей от угла рассеивания), выделившейся в первом детекторе РД – отсекаются те углы рассеивания, при которых попадание в детектор ПД заведомо невозможно;

в) по суммарной энергии, выделенной в обоих детекторах, равной энергии гамма-кванта, испущенного источником.

Все наблюдаемые совпадения в Аг-Хе гамма-камере были разделены на восемь типов (см. Табл. 3). Совпадения типа «0» без комптоновского рассеяния возникают при фотоэффекте первичных гамма-квантов в Хе-ПД и последующей регистрации характеристического излучения (~ 30 кэВ) в Аг-РД детекторе. Эти совпадения не несут полезной информации и являются фоновыми. Совпадения типа «1» – «полезные» совпадения, обусловленные комптоновским рассеянием первичных гамма-квантов в Аг-РД и последующим фотоэффектом рассеянного излучения в Хе-ПД. Совпадения типа «2-7», возникающие при многократном комптоновском рассеянии первичных гамма-квантов в РД и ПД, искажают полезную информацию.

Таблица 3

Классификация различных типов совпадений
(«К» – комптоновское рассеяние, «ФЭ» – фотоэффект)

Тип совп.	Полезность	1-ое событие		2-ое событие	
		РД	ПД	РД	ПД
0	фоновые (шум)	ФЭ – регистрация фото/ e^- (110 кэВ) и характеристического γ -кванта (30 кэВ) разными детекторами			
1	полезные	один К			ФЭ
2	искажение		один К	ФЭ	
3	условно полезные	один К			один К
4	искажение	два К			ФЭ
			один К		один К+ФЭ
5	искажение		два К	ФЭ	
			один К	один К+ФЭ	
6	искажение		один К	один К	
7	искажение	больше двух К			

На рис. 7 приведен относительный вклад различных типов совпадений при различных условиях энергетического отбора событий в детекторах. Из приведённых данных следует, что при введении энергетического отбора в детекторах ($10 \text{ кэВ} < E_{\text{РД}} < 29 \text{ кэВ}$, $E_{\text{ПД}} > 70 \text{ кэВ}$) вклад «полезных» совпадений типа «1» увеличивается с 67,2 % до 87,9 %, вклад совпадений типа «0» уменьшается с 15,8 % до 0,2 %, вклад совпадений типа «4» практически не изменяется ($\sim 12 \%$), вклад остальных типов совпадений не превышает 0,5 %.

Реконструкция пространственного распределения точечных источников

В настоящее время рассматриваются несколько различных алгоритмов реконструкции изображений для комптоновской гамма-камеры, такие, как метод максимального правдоподобия MLEM, ART, метод фильтрованных обратных проекций и др. [8, 9].

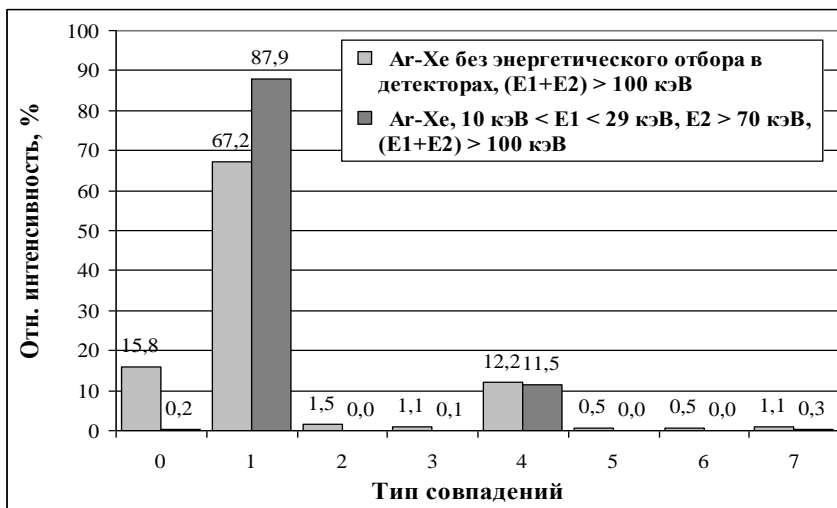


Рис. 7. Относительный вклад различных типов совпадений в Ar-Xe гамма-камере без энергетического отбора в детекторах и с отбором 10 кэВ < E_{рд} < 29 кэВ, E_{пд} > 70 кэВ, E_{рд} + E_{пд} > 100 кэВ (классификацию типов см. в табл. 3)

В основном используются итерационные методы, поскольку реализация алгоритмов прямой реконструкции существенно сложнее аналогичных алгоритмов, используемых в традиционной компьютерной томографии. Выбор алгоритма реконструкции изображения во многом определяется конструкцией комптоновской гамма-камеры и окончательно будет сделан на заключительном этапе моделирования.

В статье [10] авторы рассмотрели два метода реконструкции изображения. Первый метод, метод ESM (ellipse stacking method), заключался в разбиении исследуемой области на параллельные плоскости и нахождении пересечений конусов с этими плоскостями. Во втором методе – методе RTM (ray tracing method) производилось разбиение конусов на несколько лучей. Авторами сделан вывод о том, что качество изображений, полученных обоими методами, примерно одинаково, но метод RTM менее требователен к производительности вычислительной машины.

Для оценки функции пространственного рассеяния точечных источников и зависимости качества изображения от геометрии

гамма-камеры в среде MatLab были написаны программы реконструкции изображений на основе простейшего метода обратных конусных проекций (ESM) и итерационного метода максимального правдоподобия (maximum likelihood estimation method – MLEM).

Использовался следующий алгоритм MLEM [11]:

- любое зарегистрированное полезное событие j при обратном проецировании представляет собой конус события с половинным углом раскрыва, равным углу комптоновского рассеяния θ , пересекающий определённое количество (набор) пикселей $I(j)$ (вокселей в 3D) восстанавливаемого изображения;

- поскольку событие j состоялось, то источник этого события обязательно должен находиться в одном из пикселей набора $I(j)$, однако распределение плотности вероятности по поверхности конуса будет падать пропорционально величине $1/R$ (R – радиус поперечного сечения конуса события), поскольку вероятности нахождения источника для любых поперечных сечений одинаковы, а длина окружности увеличивается пропорционально радиусу сечения R ;

- учитывая, что $R = L \sin \theta$ (L – расстояние от точки рассеяния до конкретного i -го пикселя), каждому i -пикселу из набора $I(j)$ можно приписать вероятность k_{ij} (ненормированную) нахождения источника в i -ом пикселе, пропорциональную $(L_i \sin \theta_j)^{-1}$, т.е. составить системную матрицу для события j ;

- учёт уже имеющейся информации о возможном распределении источника осуществляется перемножением величины предполагаемой вероятности λ_i на элемент k_{ij} системной матрицы для события j , т.е. (λ_i, k_{ij}) ; отметим, что при простом обратном проецировании («нулевая» итерация) информации о возможном распределении источников нет и поэтому для всех пиксел изображения $\lambda_i = 1$;

- сумма величины (λ_i, k_{ij}) по всему набору пиксел $I(j)$, которые пересекаются конусом события j даёт полную вероятность события

j , а выражение $\frac{k_{ij} \lambda_i}{\sum_{i \in I(j)} k_{ij} \lambda_i}$ определяет нормированную на 1 вероят-

ность нахождения источника в i -ом пикселе для события j .

На рис. 8 приведены реконструированные изображения двух точечных гамма-источников (140 кэВ), расположенных симметрично от оси Z на расстоянии 40 мм.

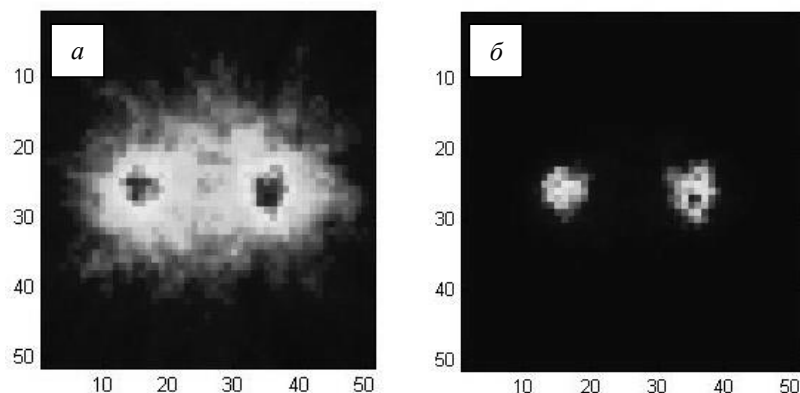


Рис. 8. Реконструированные изображения в плоскости OXY двух точечных изотропных источников, расположенных на расстоянии ± 40 мм от оси Z; а) метод простых обратных конусных проекций; б) метод максимального правдоподобия MLEM (после 7 итераций)

При реконструкции методом простых обратных конусных проекций пространственное разрешение составило ~ 40 мм. Последующее использование итерационного алгоритма MLEM позволило улучшить пространственное разрешение до ~ 20 мм. Выбор наиболее эффективного алгоритма реконструкции изображения во многом определяется конструкцией комптоновской гамма-камеры и окончательно будет сделан на заключительном этапе моделирования.

Заключение

В работе рассмотрены основные принципы работы комптоновской гамма-камеры для целей радионуклидной диагностики. Показано, что исходя из больших размеров объекта диагностики и, соответственно, комптоновского детектора наиболее приемлемой является конструкция гамма-камеры, состоящей из двух цилиндрических газовых детекторов. В результате проведенного моделирования были определены рабочие параметры аргонового рас-

сеивающего детектора (Ar-РД) и ксенонового поглощающего детектора (Xe-ПД) и получены следующие результаты:

- Ar-РД толщиной 350 мм (15 атм) обеспечит эффективность рассеивания излучения (140 кэВ) ~ 10 %, пространственное разрешение ~ 1 мм;

- Xe-ПД толщиной 300 мм (15 атм) обеспечит эффективность фотопоглощения рассеянного излучения ~ 70%, пространственное разрешение составит ~ 3 мм;

- при энергетическом отборе совпадающих событий в детекторах эффективность регистрации совпадений составила ~ 0,5–1 %;

- FWHM функции рассеяния координаты точечного изотропного источника (пространственное разрешение), полученная реконструкцией с помощью простейшего метода обратных проекций составила ~ 40 мм, а при реконструкции с помощью итерационного метода максимального правдоподобия (MLEM) ~ 20 мм.

Поскольку металлические стенки детекторов должны выдерживать давление ~ 15 атм, их толщина должна быть значительной (~ 3–5 мм), что приведёт к существенному уменьшению числа совпадений (~ 50 %) и дополнительному увеличению FWHM функции рассеяния точки.

Если в качестве рассеивающего аргонового детектора использовать полупроводниковые детекторы CdZnTe, то эффективность регистрации комптоновской гамма-камеры может быть существенно увеличена.

Список литературы

1. «Физика визуализации изображений в медицине», т.1-2, / под. Ред. С. Узбба, пер. С англ., М.: Мир, 1991.

2. H. Anger, U.S. Patent 3,011,057, November 1961.

3. Rogers, W.L. and Ackermann, R.J. SPECT Instrumentation, Am. J. Physiol Imaging 7 3/4, p. 105-120, 1992.

4. A. Takada, K. Hattori, H. Kubo et al., “Development of an advanced Compton camera with gaseous TPC and scintillator”, NIM, A 546, p. 258–262, 2005.

5. L.J. Harkness, P.Arce, D.S.Judson et al., “A Compton camera application for the GAMOS GEANT4-based framework”, NIM, A 671, p. 29–39, 2012.

6. Bolozdynya A. Noble Gas Detectors, in Emission Tomography: The Fundamentals of PET and SPECT. Eds. M.N.Wernick and J.N.Aarsvold. New York: Academic Press., p. 359-382, 2004.

7. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 506 (2003) 250.

8. T. Hebert, R. Leahy, M. Singh, “Three-dimensional maximum-likelihood reconstruction for an electronically collimated single-photon-emission imaging system”, Opt. Soc. Amer., v. 7, N 7, p. 1305-1313, 1990.

9. R. Basko, G.L. Zeng, G.T. Gullberg, “Application of spherical harmonics to image reconstruction for the Compton camera”, Phys. Med. Biol., v.43, N 4, p. 887-894, 1998.

10. Soo Mee Kim, Jae Sung Lee, Mi No Lee et al., “Two approaches to implementing projector-backprojector pairs for 3D reconstruction from Compton scattered data”, NIM, A 571, p. 255–258, 2007.

11. L. Mihailescu, K.M. Vetter, M.T. Burks, E.L. Hull, W.W. Craig. “SPEIR: A Ge Compton camera”, NIM A 570, p.89–100, 2007.

GAMMA LOCATOR FOR RADIONUCLIDE DIAGNOSTICS OF ONCOLOGICAL DISEASES*

A.K. Berdnikova¹, V.N. Belyaev¹, A.I. Bolozdynya¹, V.A. Kantserov¹,
V.V. Sosnovtsev¹, K.I. Zhukov², I.A. Znamenskiy¹

¹*National Research Nuclear University "MEPhI"*

²*P.N. Lebedev Physical Institute
of the Russian Academy of Sciences*

Miniature gamma probe for nuclear medicine based on a scintillation crystal LaBr₃:Ce and a silicon photomultiplier is described. Performance measurements are provided according to the NEMA NU3-2004 protocol. Sensitivity, spatial resolution and angular selectivity are measured for three different collimators.

Introduction

GAMMA locator is a handheld lightweight and compact gamma probe based on a scintillation crystal LaBr₃:Ce and silicone photomultiplier to be used for detection of gamma-radiation emitted by radionuclides such as ^{99m}Tc, ¹²⁵I, ¹¹¹In [1].

The gamma locator can be used for radioguided surgery of sentinel lymph nodes and for non-invasive scanning of the human body [2]. In the first case, a radiotracer is injected into the patient preoperatively and surgeon checks the presence of metastasis in the lymph nodes after the removal of the tumor. In the second case, gamma locator is used for preoperative localization of occult or nonpalpable lesions.

Manual scanning of the region of interest with a miniature gamma detector complements widely used radiodiagnostic studies such are planar scintigraphy and single-photon emission computed tomography. Such devices are usually called gamma probes, and a number of manufacturing companies provide commercially available devices. Commonly used gamma probes from American companies Neoprobe and Mammotome are based on a semiconductor detector CdZnTe [3], and a probe from Eurorad (France) is based on a scintillation crystal CsI and a silicon photomultiplier [4]. Configuration and design of a probe may vary depending on a particular medical procedure.

* *Отправлено в IEEE Transactions on Nuclear Science.*

In this study gamma locator performance measurements are provided according to the NEMA NU3-2004 protocol. Sensitivity, spatial resolution and angular selectivity are measured for three different collimators.

Design of the Gamma Locator

Schematic diagram and a picture of the gamma locator are shown on a fig. 1. Cylindrical scintillation crystal $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ of 5 mm diameter and 10 mm length is optically coupled to a SensL MicroFC-30035-SMT silicon photomultiplier with a sensitive area of $3 \times 3 \text{ mm}^2$. SiPM is packed together with a scintillator in a sealed duraluminum enclosure. Readout electronics are mounted on a two sided PCB. The schematic diagram shows the enclosure containing the $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ crystal and the SiPM. The SiPM output is connected to a BS (Biasing Scheme) block, which is followed by a C (Comparator) block. The output of the comparator is connected to an MCU (Microcontroller Unit), which is connected to a digital display showing '0.00'. The MCU is also connected to a +5V power supply circuit.

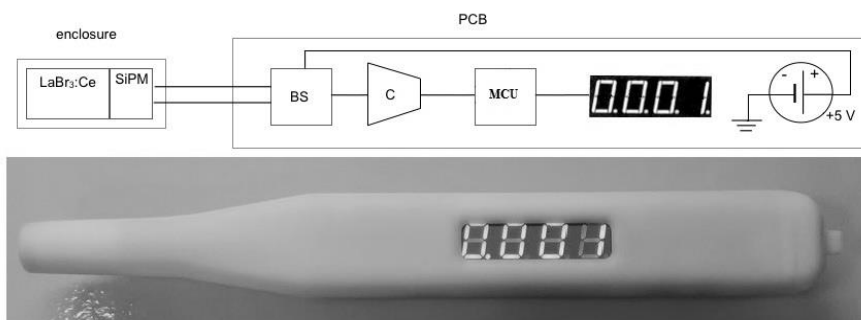


Fig. 1. Schematic diagram and a picture of the gamma locator

Electronics of the gamma locator are based on a SiPM biasing scheme (BS), comparator (C), microcontroller unit (MCU), power supply circuit. SiPM output is connected through a decoupling capacitor and an amplifier to a comparator for the discrimination of signals caused by 140 keV gamma rays from $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Battery-powered +5 V is applied to the input of the DC-DC voltage converter, whose output voltage is set from +25 V to +75 V. Adjusting of the bias voltage of the photodetector and the thresholds of the discriminator is carried out by changing the resistance of the trimmers. Indication is performed by an acoustic signal and a digital display.

Lead bullet-shaped collimators with a wall thickness of 3 mm are used to narrow a field of view of the detector (fig. 2). In the present study collimators with the aperture diameter $d = 2 \text{ mm}$, 3 mm and 4 mm were used.

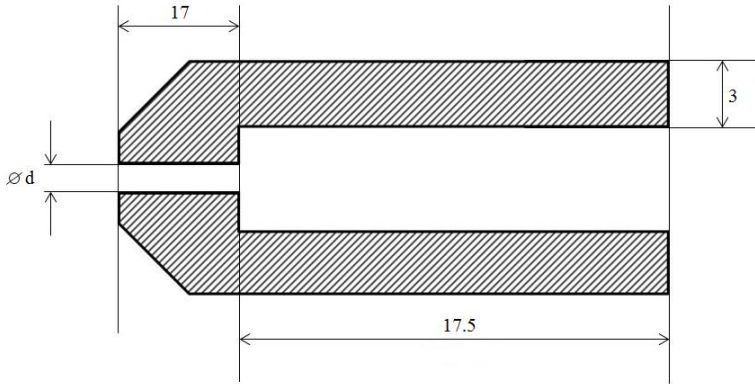


Fig. 2. Collimator design. All dimensions are given in millimeters

Performance of the Gamma Locator

Quality control tests of the gamma locator were performed according to the NEMA NU3-2004 “Performance Measurements and Quality Control Guidelines for Non-Imaging Gamma Probes” protocol [6]. The key parameters were evaluated within this study: sensitivity in air and in a scatter medium, spatial and angular resolution in a scatter medium. Each quantity was measured using a ^{57}Co “point” source. The activity used for each test was low enough to guarantee that the system was operating in its linear count rate region, which was determined experimentally as 49.1 MBq. Measurements in the scatter medium were performed using a 30 cm x 30 cm x 30 cm water tank, and the tip of the gamma locator was protected with a finger of a surgical glove.

A. Sensitivity

Sensitivity of the gamma locator was measured in the air and in the scatter medium at the distances of 30 mm and 50 mm between the tip of the probe and the point-like gamma source. While performing measurements in water the probe was positioned with its head touching the water surface. Sensitivity is reported as counts per seconds per unit of radioactivity at the specific distance. The results of sensitivity measurements in the air and in the scatter medium for gamma locator using each of three collimators with different aperture diameters are presented in the table 1.

B. Spatial resolution

Spatial resolution of the gamma probe is a minimal distance between two point gamma sources at which they can be detected separately.

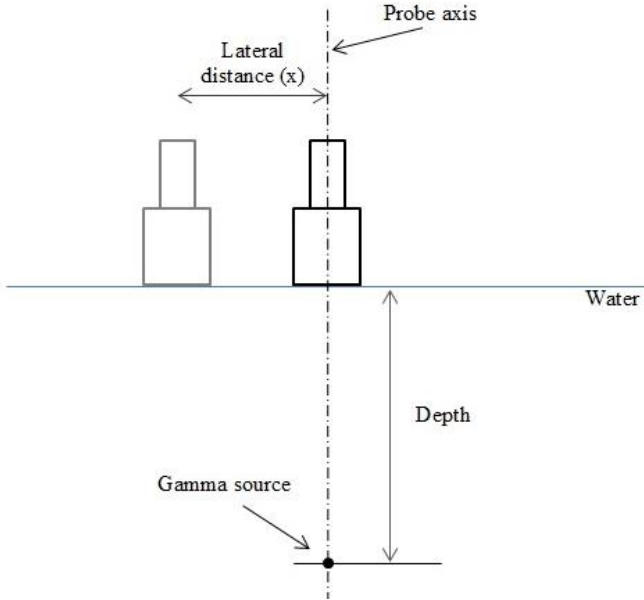


Fig. 3. Spatial resolution test configuration

Spatial resolution can be measured as a full width at the half maximum (FWHM) of a spatial distribution of sensitivity of the gamma probe obtained at increasing lateral distances (x) at the fixed depth (fig. 3). The depths between the detector and the source were set to be 30 mm and 50 mm in the air and in the water according to the NEMA guidelines. The resulting plots are analyzed to determine the FWHM spatial resolution of the probe.

The spatial resolution profiles of the Gamma Locator in the water at the 30 mm depth for collimators with 2 mm, 3 mm and 4 mm aperture diameters (Collimator 1, 2, 3) are shown in the Fig. 4.

The results of spatial resolution measurements in the air and in the water at 30 mm and 50 mm depths with each collimator are presented in the Table 1.

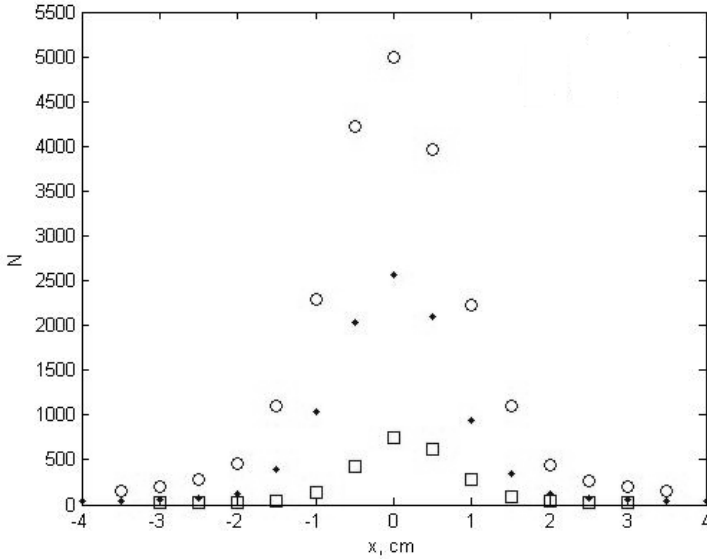


Fig. 4. Spatial resolution profiles at 30 mm depth in the water. Experimental data for collimator 1 is given with square markers, data for collimator 2 is given with point markers, data for collimator 3 is given with circle markers

C. Angular selectivity

Spatial resolution is determined by measuring FWHM of an angular distribution of sensitivity of the gamma probe obtained at various angles between the probe axis and the centerline of the gamma source at the fixed depth (Fig. 5). The depths between the detector and the source were set to be 30 mm and 50 mm in the air and in the water. The resulting plots are analyzed to determine the FWHM angular selectivity of the probe.

Results

Performance measurements of the gamma locator based on a scintillation crystal $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ and a silicon photomultiplier according to the NEMA NU3-2004 protocol were provided within this study. Sensitivity, spatial resolution and angular selectivity were measured in the air and in the scatter medium for three collimator designs. Experimental results of the parameters measurements are presented in the table 1.

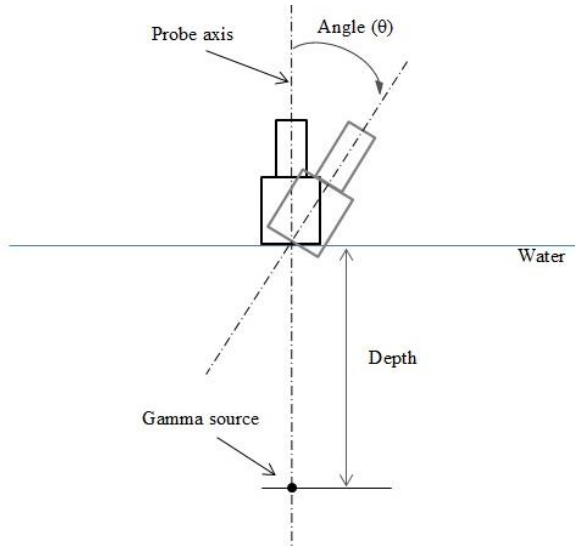


Fig. 5. Angular selectivity test configuration

The angular selectivity profiles of the gamma locator in the water at the 30 mm depth with Collimators 1, 2 and 3 are shown in the Fig. 6.

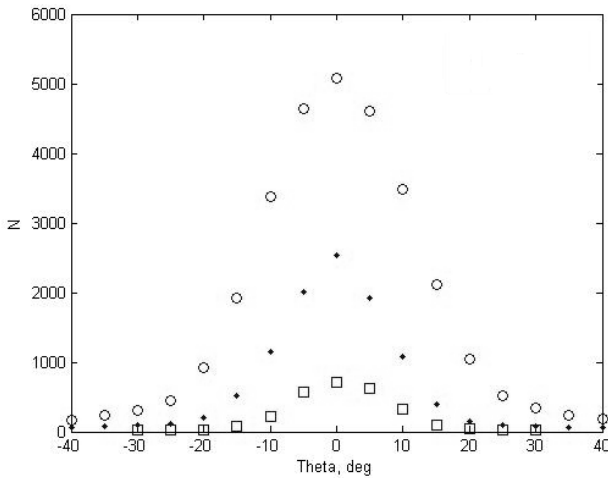


Fig. 6. Angular selectivity profiles at 30 mm depth in the water. Experimental data for collimator 1 is given with square markers, data for collimator 2 is given with point markers, data for collimator 3 is given with circle markers

Table 1

Performance Of The Gamma with Various Collimators

		Collimator design		
		Collimator 1 2 mm hole	Collimator 2 3 mm hole	Collimator 3 4 mm hole
Depth 30 mm				
Spatial resolution, mm	Air	13	16	18
	Water	15	28	20
Angular selectivity, deg	Air	14	19	17
	Water	17	19	26
Sensitivity, cps/MBq	Air	31	81	191
	Water	17	59	118
Depth 50 mm				
Spatial resolution, mm	Air	17	24	26
	Water	20	25	31
Angular selectivity, deg	Air	12	19	19
	Water	17	21	25
Sensitivity, cps/MBq	Air	17	42	94
	Water	8	26	48

The results from the Table 1 show that the technical parameters of gamma locator are not inferior to the foreign analogues and satisfy the minimum requirements for the commercially available medical gamma probes [6]. Comparison of experimental results of gamma locator performance measurements with different collimators shows that the best balance between spatial resolution and sensitivity is obtained with a collimator with a 4 mm aperture diameter. However, to choose the appropriate collimator requirements for the specific radioguided surgical procedure should be considered.

References

1. Yagnyukova A.K., Bolozdynya A.I., Kantserov V.A. et al. "A γ Probe for Radionuclide Diagnostics of Cancer", Instruments and Experimental Techniques, 2015, Vol. 58, No. 1, pp. 153–157.

2. Wernick M., Arsvold J., Emission tomography: the fundamentals of PET and SPECT. Elsevier: Academic Press, 2004.

3. Fougères P., Kazandjian A., Prat V., Simon H., Ricard M., Bede J. "Sentinel node in cancer diagnosis with surgical probes", Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2001. V. A 458. P. 34.

4. Chernov V.I., Afanasiev S., Sinilkin I.G. "Radionuclide diagnosis for detection of sentinel lymph nodes", Siberian oncological journal. 2008. № 4 (28). p. 5.

5. Performance measurements and quality control guidelines for non-imaging intraoperative gamma probes, NEMA Standards Publication NU 3-2004.

6. Wengenmair H., Kopp J. "Gamma Probes for Sentinel Lymph Node Localization: Quality Criteria, Minimal Requirements and Quality of Commercially Available Systems", Available: <http://www.klinikum-augsburg.de>

ЦИФРОВАЯ ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ДЕТЕКТОРА RED-100*

П.П. Наумов¹, Д.Ю. Акимов^{1,2}, В.А. Белов^{1,2}, А.И. Болоздыня¹,
Ю.В. Ефременко^{1,3}, В.А. Каплин¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» НИЦ «Курчатовский Институт»

³Университет Теннесси

Разработана система формирования триггера для детектора на жидком ксеноне RED-100. Триггер может вырабатываться на все типы событий, необходимых детектору для калибровки и набора данных, включая события с одним электроном ионизации. В системе реализован механизм регистрации событий, где каждому событию присваивается временная метка и тип события. Триггерная система необходима в системах поиска редких событий для отбора и сохранения только полезной информации с массива АЦП. В данной статье рассмотрены характеристики и реализация блока триггера, обеспечивающего высокую эффективность срабатывания даже на малоэнергетичные события.

Ключевые слова: цифровой триггер, триггерная система, ПЛИС, детектор на жидком ксеноне, когерентное рассеяние нейтрино

Введение

Международной научной коллаборацией COHERENT [1] при участии Межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ создается детектор RED-100, предназначенный для обнаружения и исследования эффекта упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах [2, 3]. В качестве источника нейтрино для проведения измерений рассматриваются Spallation Neutron Source Национальной лаборатории Ок-Ридж (США) и реактор Калининской АЭС (Удомля). Вследствие малости энергии нейтрино от обоих источников ожидаемая энергия ядер отдачи весьма мала (< 10 keV).

Установка представляет собой двухфазный эмиссионный детектор на жидком ксеноне [3]. Принцип работы таких детекторов иллюстрирует рис. 1. Взаимодействие частиц с рабочей средой детектора создает в ней фотоны сцинтилляции и электроны ионизации. Электроны в приложенном электрическом поле дрейфуют

* Отправлено в Ядерная физика и инжиниринг.

вверх к свободной поверхности жидкости, вытягиваются в газовую фазу, где, дрейфуя в сильном электрическом поле, генерируют электролюминесценцию газовой фазы ксенона, что используется для усиления ионизационного сигнала. Сцинтилляционный и электролюминесцентный (задержанный) сигналы используются для восстановления энергии, положения и типа взаимодействующих частиц. Детекторы такого типа нашли широкое применение в измерениях ядер отдачи малых энергий для поиска темной материи [5]. Отличительной чертой эмиссионных детекторов является значительный, до нескольких сотен фотонов на электрон ионизации, выход электролюминесценции. Это позволяет достичь очень высокой чувствительности, вплоть до регистрации одиночных электронов ионизации (SE) [4]. При столь малой энергии, статистика фотонов уменьшается настолько, что, с точки зрения формы, электролюминесцентный сигнал распадается на составляющие его сигналы одиночных фотоэлектронов (SPE), распределенные по всей длине электролюминесцентного сигнала, что в нашем случае составляет значительные 2 мкс.

В детекторе РЭД-100 световые сигналы регистрируются 38 ФЭУ, собранными по 19 штук в двух плоскостях, расположенных над и под чувствительным объемом (см. рис. 1). Сигналы с ФЭУ усиливаются быстрыми усилителями и оцифровываются модулями FlashADC. Диапазон интересующих нас энергий составляет от одного электрона ионизации до ~ 100 кэВ, что соответствует суммарному регистрируемому количеству фотонов от 10^2 до $5 \cdot 10^5$. Это накладывает повышенные требования на схему формирования триггера, как в части нижнего порога, так в отношении динамического диапазона.

Постановка задачи

Обычно триггер на сцинтилляцию и люминесценцию обеспечивается простой дискриминацией сигналов в суммарном канале после сглаживающего фильтра. В эксперименте на реакторе ожидаемый полезный сигнал имеет менее 10 SE, что требует опустить нижний порог такого триггера до уровня в несколько SE. Амплитудное разрешение однофотонных импульсов ФЭУ довольно велико ($\text{FWHM} \approx 100\%$), что, в случае аналогового суммирования сигналов, ведет к большим ошибкам в оценке количества SPE.

Эффект спонтанной эмиссии SE [4, 6] создает фон, превышающий сигнал на 2–3 порядка [2]. В чистой статистике фотонов события хорошо различаются по количеству SE [2] и такой фон легко подавить, но, при дополнительном размытии за счет низкого амплитудного разрешения SPE, он широко распространится по всему интересующему нас диапазону. Применение дискриминаторов для каждого канала, а затем аналогового суммирования значительно улучшает амплитудное разрешение, но в наших условиях может быть все еще недостаточно. Дополнительная проблема заключается в том, что сцинтилляционные сигналы могут давать такое же количество SPE что и SE, при этом имеют значительно большую энергию и должны исключаться триггером. Поэтому для полного воплощения всех требований к триггеру было предложено использовать дискриминаторы в каждом канале и цифровую схему, принимающую их сигналы, что позволит точно и надежно пересчитывать приходящие SPE. Далее мы будем рассматривать главным образом именно эту часть триггерной системы. Такой подход также позволил нам использовать более сложную логику без значительного роста количества используемых модулей.

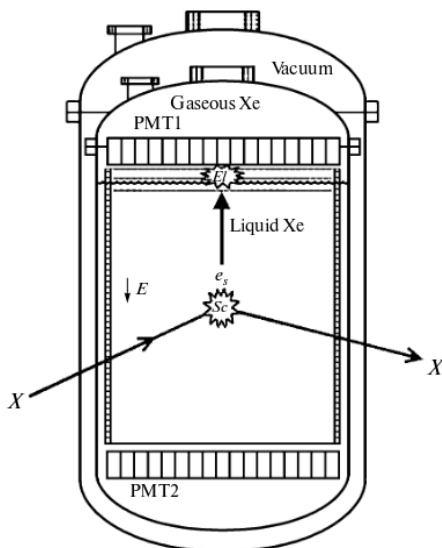


Рис. 1. Общая схема и принцип работы установки

Для реализации требуемого функционала решено использовать цифровой модуль CAEN V1495 с индивидуальной прошивкой и 3 модуля дискриминаторов CAEN V895. Использование цифровой программируемой логической интегральной схемы блока V1495 упрощает модификацию и расширяет возможности триггерной системы. Разработка программной прошивки ведется при помощи системы автоматизированного проектирования (САПР) Quartus 9.1.

Реализация триггерной системы

Сигналы с каждого ФЭУ попадают на индивидуальные дискриминаторы, настроенные на срабатывание на SPE, а затем прямо в цифровой модуль V1495. Внутреннюю организацию цифрового модуля можно разделить на три части: блоки локальных триггеров, схема совпадений, блок регистрации событий. Блоки локальных триггеров формируют сигнал срабатывания при соответствии входящих сигналов определенным условиям. Результаты подаются на управляемую схему совпадений, которая определяет, какие типы событий должны совпасть для выдачи основного триггера. Блок регистрации событий сохраняет во встроенной буферной памяти информацию о срабатывании основного триггера, такую как временная метка и тип события, а также вырабатывает выходящий триггерный сигнал, который запускает регистрацию события в массиве АЦП. По запросу, триггерная система передаёт информацию о зарегистрированных событиях из собственного буфера в систему сбора данных DAQ.

Работа блока подсчета SPE осуществляется путем суммирования количества импульсов в заданном временном окне. Полученная сумма сравнивается с нижним и верхним порогами для данного типа события. Существует два таких блока для независимого подсчета импульсов с нижних и верхних плоскостей ФЭУ. Ширина временного окна и пороги задаются системой DAQ в регистрах настройки блока. Функциональная схема основного фрагмента этого вычислительного блока показана на рис. 2. Схема тактируется основным генератором частоты 100 МГц. Сигналы с дискриминаторов (DI) поступают на параллельный сумматор, который каждые 10 нс суммирует значения всех 19 входов. Каждая такая сумма поступает на вычитатель и на FIFO, которое продвигает поступившее значение через всё количество хранимых FIFO слов. Таким обра-

зом, осуществляется задержка поступившей суммы на время, равное $10 \text{ нс} \cdot (\text{емкость FIFO})$. Значение с параллельного сумматора подается на вычитатель, где из него вычитается задержанное значение из FIFO. Входы вычитателя (параллельный сумматор и FIFO) синхронизированы, а сам вычитатель не синхронизирован, он тратит на вычитание время меньше одного такта. Сумматор с аккумулятором складывает значения, полученные с вычитателя, которые могут быть как положительными, так и отрицательными, и каждый такт записывает в аккумулятор результат, являющийся текущим значением суммы количества импульсов во временном окне.

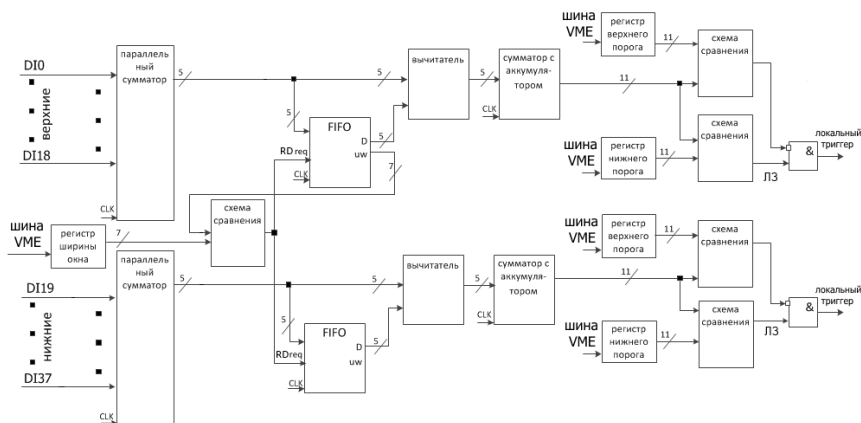


Рис. 2. Основной фрагмент вычислительного блока триггерной системы

Настройка ширины окна реализована следующим образом. В триггере предусмотрены регистры ширины окна, в которые с компьютера DAQ записываются требуемые значения. Каждый такт FIFO выдают число собственных занятых слов (uw). Данное число сравнивается с тем, которое задано в регистре ширины окна, и в случае равенства выдается сигнал на чтение FIFO ($RDreq$). Таким образом, все используемые слова в FIFO образуют состояние значений сумм, полученных на тактах внутри данного окна. Количество используемых слов становится постоянным, так как сигнал на запись включен всегда и включился сигнал на чтение.

Результаты сумматоров с аккумулятором сравниваются со значениями, заданными в регистрах порогов. В случае если результат

превысил нижний и не превысил верхний порог в течение временного окна, вырабатывается локальный триггер, поступающий на схему совпадений. Линия задержки ЛЗ обеспечивает сохранение нижнего порога на всю ширину окна, чтобы исключить возможность срабатывания триггера, когда внутри одного окна сначала превышает нижний порог, затем – нижний и верхний, затем снова только нижний. В таком случае оба сигнала будут в состоянии единицы и, поступив на элемент И с одним входом НЕ, результат будет равен нулю.

Схема совпадений (рис. 3) реализована на элементах И, ИЛИ, НЕ. Логика работы схемы следующая. В регистре включения каналов задается единица в битах каналов, которые должны быть включены, а ноль – в тех битах, которые соответствуют выключенным каналам.

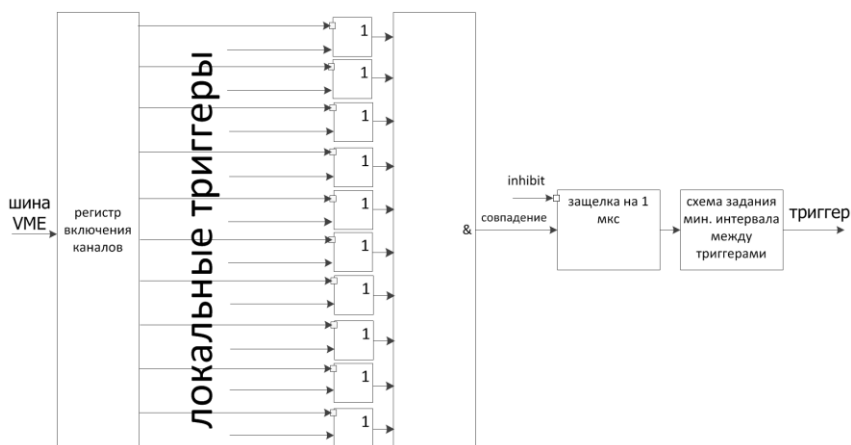


Рис. 3. Схема совпадений и схема формирования триггерного сигнала триггерной системы

Выход каждого локального триггера и выход бита соответствующего регистра подаются на схему ИЛИ с одним входом НЕ. Если канал выключен, то ноль соответствующего бита регистра инвертируется, и выход схемы ИЛИ даст единицу, независимо от значения локального триггера. На выходах элементов ИЛИ включенных каналов единица появится только в случае локальных триггеров, равных единице на соответствующих каналах. Когда все

каналы совпадают, схема И вырабатывает единицу, сигнализируя о совпадении. Данный сигнал поступает в схему защелки для формирования на выходе сигнала длительностью 1 мкс. Сформированный триггерный сигнал проходит через схему задания минимального интервала между триггерами, и если интервал не нарушен, выдается через внешний выход массиву АЦП. Выдачу триггерного сигнала можно запретить, подав сигнал на внешний вход inhibit. При этом событие все равно будет зарегистрировано.

Блок регистрации событий представляет собой схему обнаружения последнего сработавшего перед совпадением локального триггера, состоящего из двух последовательно соединенных десятиразрядных (так как количество каналов равно 10-ти) регистров, 24-х разрядный счетчик времени и FIFO для событий. Счетчик времени, ввиду его переполнения, необходимо привязывать к счетчику времени на системе DAQ. Ширина FIFO 32 разряда, глубина – 4096 слов. Разряды 31-28 зарезервированы, 27-24 – код последнего сработавшего канала перед совпадением, 23-0 – временная отметка события в микросекундах. Код формируется с помощью стандартной схемы шифратора, которая преобразует унитарный код в двоичный.

Реализована возможность не выдавать триггерный сигнал при переполнении FIFO, либо же перезаписывать старые события.

Результаты испытаний

Проверка работы блока подсчета SPE осуществлялась при помощи генератора сигналов произвольной формы, который настраивался на генерацию цугов известного количества импульсов. Максимальная рабочая частота системы составила 100 МГц, максимальная задержка выдачи триггера после возникновения события составила 10 нс, Схема, входящая в основу прошивки для ПЛИС на плате блока CAEN V1495, заняла 50 % всех ее ресурсов.

Для проверки работы системы в условиях, приближенных к реальным, была собрана упрощенная модель одного канала установки в составе ФЭУ в темном ящике, освещающего его светодиода, и дискриминатора. С генератора сигналов на светодиод подавался импульс длительностью 1 мкс и амплитудой, достаточно малой, чтобы ФЭУ регистрировало одиночные фотоэлектроны. Изменением амплитуды подаваемого сигнала осуществлялось управление

средним количеством фотоэлектронов. Порог дискриминатора был установлен на уровне 0.5 амплитуды SPE. Сигнал с дискриминатора подавался на FlashADC и записывался в файл совместно с признаком срабатывания триггера, триггер брался от первичного генератора. Формы сигналов в дальнейшем анализировались при помощи программы обработки, которая находила и подсчитывала количество импульсов в каждом событии. Затем строились гистограммы распределения количества событий по количеству импульсов в событии для тех событий, где присутствует признак срабатывания триггера, и для всех событий. Отношение гистограмм дает эффективность, приведенную на рис. 4. Легко видеть, что триггер вырабатывается строго в пределах между установленными нижним и верхним порогами (5 SPE и 16 SPE, соответственно), при этом эффективность составляет 100 %.

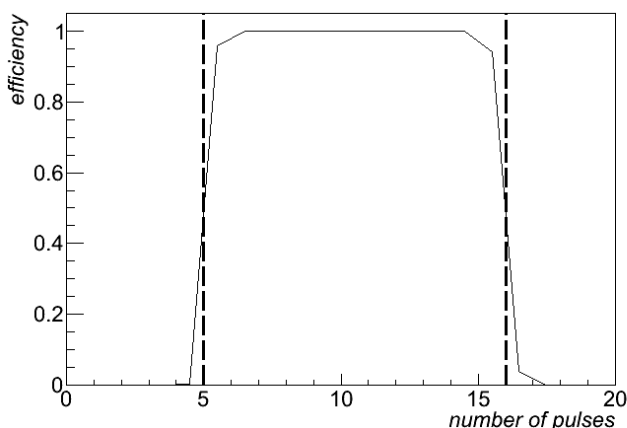


Рис. 4. Гистограмма эффективности триггера в пределах заданных порогов

Наблюдаемое небольшое размытие на границах диапазона можно объяснить небольшими особенностями учета количества импульсов в программе анализа.

Также работа триггерного модуля была проверена в нескольких наборах данных во время сеанса измерений, проведенного с помощью детектора RED-1 (прототипа детектора RED-100) в декабре 2013 г. По результатам проверки недочетов не обнаружено, модуль работает штатно.

Работа проведена при поддержке государственного контракта НИЯУ МИФИ и Министерства образования РФ № 11.G34.31.0049 от 19 октября 2011 г. в рамках гранта правительства Российской Федерации по постановлению №220.

Литература

1. Akimov D.Yu et al. // Coherent Scattering Investigations at the Spallation Neutron Source: a Snowmass White Paper, arXiv:1310.0125.
2. Akimov D.Yu. et al. // Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector. JINST 2013. V. 8. P. P10023.
3. Chepel V. and Araujo H. // Liquid noble gas detectors for low energy particle physics. JINST 2013. V. 8. P. R04001.
4. Santos E. et al. // Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering. JHEP 2011. V. 1112. P. 115.
5. Akerib D.S. et al. // First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. № 9. P. 091303.
6. Akimov D.Yu. et al. // Measurement of single-electron noise in a liquid-xenon emission detector. Instrum.Exp.Tech. 2012. V. 55 P. 423.

СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ДЕТЕКТОРА РЭД100 ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА НА УСКОРИТЕЛЕ SNS*

В.В. Ананьев², А.И. Болоздыня¹, К.Ф. Власик¹, В.В. Дмитренко¹,
Ю.В. Ефременко^{1,3}, З.М. Утешев¹, В.В. Сосновцев¹, И.А. Толстухин¹,
А.В.Шакиров¹, Р.Р.Шафигуллин¹, А.В.Хромов¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана

³Университет штата Теннесси, Ноксвилл, США

Приведено описание системы контроля эмиссионного детектора на жидком ксеноне РЭД-100, предназначенного для поиска и исследования эффекта когерентного рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах. Представлены экспериментальные результаты, полученные при тестировании термостатирования детектора. Показана возможность захлаживания детектора до рабочей температуры вблизи температуры жидкого азота с последующей термостабилизацией с точностью не хуже 1 градуса.

Создаваемый в рамках коллаборации COHERENT эмиссионный детектор на жидком ксеноне РЭД100 предназначен для поиска и исследования эффекта когерентного рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах [1, 2]. В работе [3] рассматривались вопросы охлаждения (термостатирования) прототипа детектора с помощью четырёхканального термосифона. В настоящей статье представлено общее описание системы контроля детектора РЭД100. Приводятся результаты работы системы в режиме динамического термостатирования при температуре жидкого ксенона.

Система контроля предназначена для съёма информации с электронной установки в режиме реального времени, управления её отдельными подсистемами, записи текущих данных в локальную и удалённую базы данных, визуализацию данных и обработку нестандартных ситуаций. Система, схематично представленная на рис. 1, включает в себя аппаратную и программную части. Аппаратная часть, показанная на рисунке слева, в свою очередь включает следующие подсистемы:

* Отправлено в Приборы и техника эксперимента.

- 1) система управления 4-канальным термосифоном;
- 2) система управления потоками ксенона в газовой системе детектора;
- 3) система управления высоковольтным питанием для формирования дрейфового объема детектора;
- 4) система защиты силовых элементов установки от перегрева;
- 5) система оповещения при возникновении нештатных ситуаций.

Информация с указанных подсистем принимается по сети Ethernet управляющим ПК с помощью программы “Сервер”. Данная программа в режиме реального времени решает задачи диагностики, контроля, управления и сохранения данных в базах данных, а также отображения текущих значений на экране монитора. Программа “Клиент” служит для графического отображения информации и работает независимо от управляющей программы. Визуализация данных обеих программ выполняется с помощью двух 27” мониторов, расположенных на месте оператора.

Рассмотрим подробнее состав и функциональность отдельных подсистем,

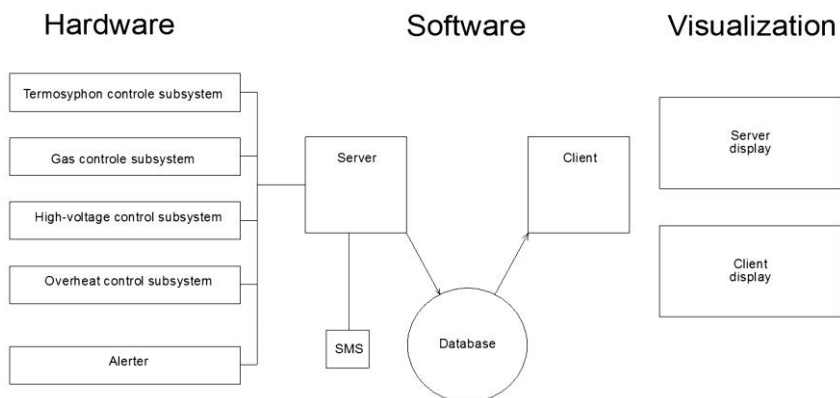


Рис. 1. Структура системы контроля детектора RED-100 (см. текст)

Функциональная схема управления четырехканальным термосифоном показана на рис. 2. Система собрана на основе модулей серии Adam-6000 фирмы Advantech, связанная с сетью Ethernet через концентратор (а). Модули обеспечивают измерение темпе-

ратуры термостатируемого объекта с помощью включённого по трёхточечной схеме платинового терморезистора РТ-100 (b) и давления азота с помощью пьезокристаллического датчика давления РТИ-S-AC15-15AQE (g). Показанные на рисунке клапаны с электронным управлением используются для впрыска (c) или сброса в атмосферу азота (d) в/из термосифона, соответственно. Предусмотрен также канал откачки азота с помощью вакуумного насоса (на рис, не показан), Подача управляющих сигналов на клапаны контролируются с помощью модуля цифрового ввода (e). Дополнительно, в состав системы через переходник (j), включён вакуумметр (h) для контроля вакуумной изоляции детектора, Система включена в стойку управления термосифоном.

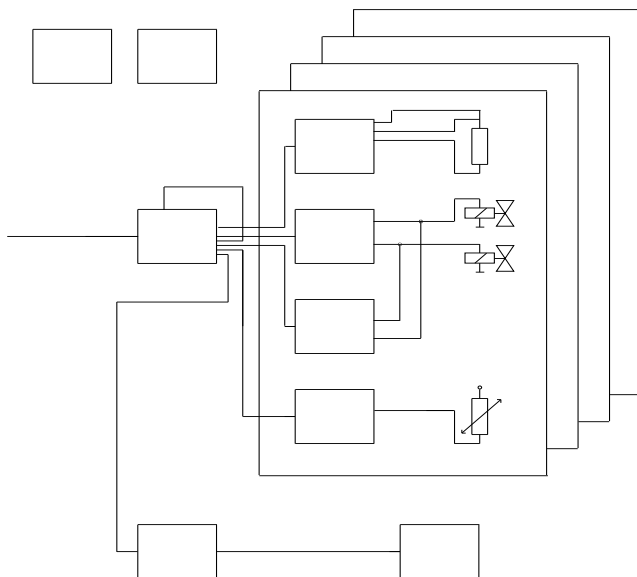


Рис. 2. Функциональная схема управления и контроля параметров четырёхканальной системы термостатирования: ЕКИ-2528 – сетевой концентратор (a), Adam-6015 – модуль аналогового ввода для терморезисторов (b), Adam-6052 – модуль дискретного ввода сигналов с управляемых клапанов (c,d), Adam-6050 – модуль цифрового ввода (e), Adam-6017 – модуль аналогового ввода сигналов с датчика давления (g), NPORT-56108DT – переходник Ethernet-RS232 (i), TPG-262 – вакуумметр (h), (j) – источники питания

Функциональная схема управления и контроля параметров газовой системы детектора RED-100 [3] представлена на рис.3. Она управляется по линиям связи RS-232 через переходник от сети Ethernet (a). Система обеспечивает регулирование по заданному закону четырьмя потоками ксенона в газовой системе детектора RED-100 с помощью четырёхканального контроллера (b) и регуляторами потока (ch.1-ch.4). Кроме того, обеспечивается измерение давления в четырёх контрольных точках газовой системы с помощью двухканальных измерителей давления (c,d), с датчиками (e).

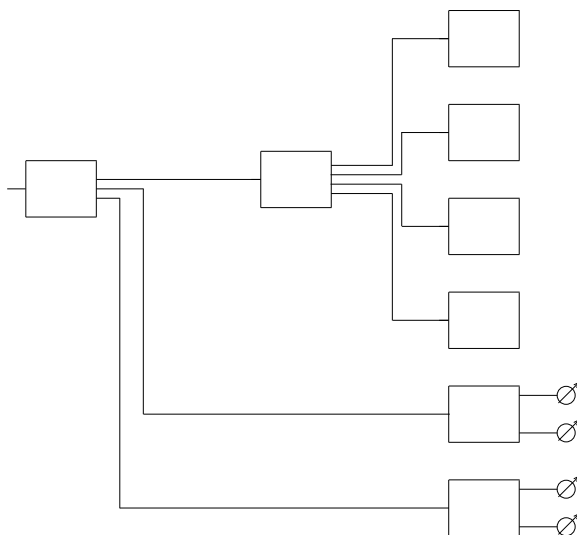


Рис. 3. Функциональная схема управления и контроля параметров газовой системы: NPORT-56108DT – переходник Ethernet-RS232 (a); MKS-647 – 4-канальный котроллер газового потока, MKS-1479 – контроллеры газового потока (ch.1-ch.4), Datum-2000 – двухканальный вакуумметр (c, d), (e) – датчики давления

Функциональная схема управления и контроля параметров высоковольтной системы для формирования дрейфового объёма детектора [3] показана на рис. 4. Она реализована непосредственно в стойке измерительной системы и включает в себя сетевой концентратор (a) (в том числе для расширения линий связи Ethernet) и два цифроаналоговых модуля (b) для управления блоками высоко-

вольтного напряжения (с). Управление осуществляется с помощью 12 разрядного ЦАП, а контроль обеспечивается, с помощью входного 16-разрядного АЦП, входящих в состав модуля Adam-6024. Цифровые выходы модуля служат для включения- выключения высокого напряжения. Система снабжена отдельным источником питания (d).

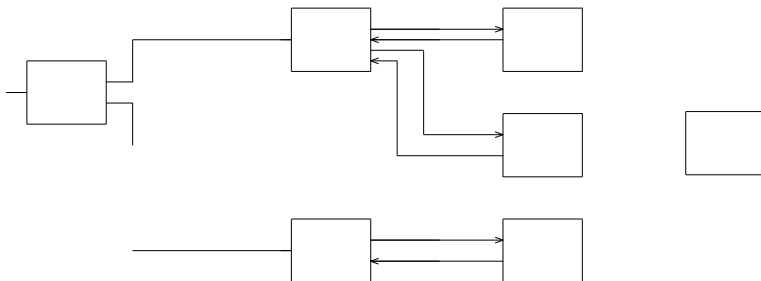


Рис. 4. Функциональная схема управления и контроля параметров высоковольтной системы детектора: Adam-2024 – аналоговый входной/выходной модуль (b), SLxxPN10 – высоковольтные источники питания с напряжением xx до 20 и 50 кВ соответственно (с), PWR-244 – источник питания (d)

Функциональная схема контроля системы от перегрева установки RED-100 представлена на рис. 5. Она предназначена для контроля от перегрева силовых элементов установки, таких как блоки питания крейтов и насосы, с помощью измерителя (b) и температурных датчиков, укрепленных на соответствующем оборудовании. Система объединена с высоковольтной системой управления, используя совместные ресурсы (сетевой концентратор, блок питания). Крейты NIM (h) имеют встроенную систему контроля от перегрева со связью по линии Ethernet.

Система оповещения при возникновении нештатных ситуаций имеет программную и аппаратную реализацию. Программная реализация сервера осуществляется с помощью встроенной колонки, а аппаратная – с помощью сирены, установленной в стойке управления термосифоном. Использование того или иного способа оповещения, включая рассылку SMS сообщений определяется программно, в зависимости от характера нештатной ситуации.

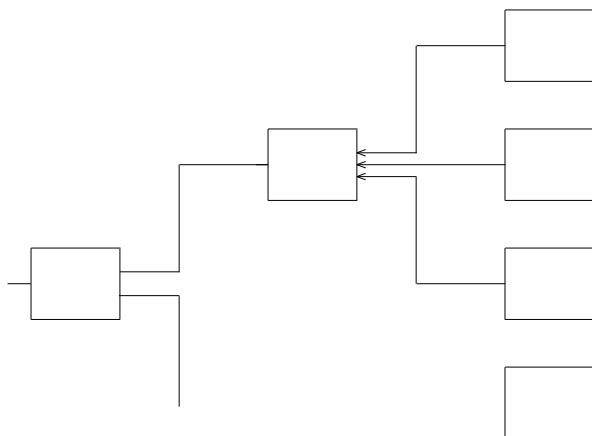


Рис. 5. Функциональная схема контроля системы от перегрева: ЕКИ-2528 – сетевой концентратор (а), Adam-6017 – аналоговый входной модуль сигналов температурных датчиков (b), детекторной системы (с), газовой системы (d), измерительной системы (e), (h) – система контроля крейтов NIM

В настоящее время выполняется сборка, отладка и тестирование детектора РЭД-100 и его отдельных подсистем. В частности, в рамках проверки возможности термостатирования детектора при температуре жидкого ксенона, выполнена экспериментальная проверка системы управления четырехканальным термосифоном. Масса охлаждаемого объекта составляла 120 кг, а количество конденсируемого ксенона 20 кг.

Управление термосифоном, а именно, вывод установки на рабочую температуру с последующей стабилизацией в заданном интервале для всех каналов выполнялся независимо. Таким образом, обеспечивается возможность термостатирования детектора по четырём точкам с заданным температурным градиентом [3]. Благодаря значительной массе охлаждаемого детектора, и как следствие, большой температурной инерционности, алгоритм работы системы термостабилизации достаточно прост. Рассмотрим его на примере одного канала, предполагая, что надо вывести термосифон с комнатной температуры до рабочей T_0 , и затем удерживать её в интервале $T_0 \pm \Delta T$. Включаем термосифон, открыв на время Δt_1 клапан впрыска азота. Через некоторое время (порядка несколько часов)

температура достигнет значения $T_0 - \Delta T$. При этом на время Δt_2 открывается клапан сброса азота в атмосферу, отключая дальнейшее охлаждение и переводя систему в режим термостабилизации. Под притоком внешнего тепла температура начинает расти и достигает значения $T_0 + \Delta T$, после чего снова открывается клапан впрыска азота (Δt_1) и цикл охлаждения повторяется. Параметры Δt_{1i} , Δt_{2i} ($i = 1, 4$) – калибровочные константы, подбираемые экспериментально для каждого термосифона с учётом его мощности, а также необходимостью минимизации потерь газообразного азота.

Экспериментальная зависимость температуры от времени для четырехканального термосифона после вывода охлаждаемого объекта в рабочую точку с температурой $\sim 167,5$ °К показан на рис.6. Графики получены при $\Delta T = \pm 0,5^\circ$. Видно, что, варьируя данный параметр, несложно добиться стабильности температуры детектора в пределах одного градуса и ниже при приемлемой частоте включения клапанов ($\leq 0.5 \text{ ч}^{-1}$).

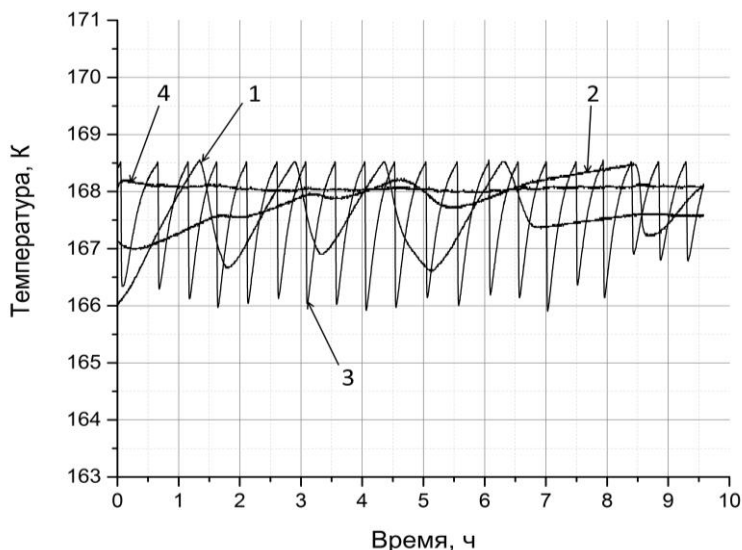


Рис.6. Экспериментальная зависимость температуры от времени для четырехканального термосифона. Индексы соответствуют номеру термосифона и соответствующей точке охлаждения детектора (1, 2 – верхняя и нижняя точка детектора, 3, 4 – две боковых стенки)

Заключение

В работе представлено описание системы контроля эмиссионного детектора на жидком ксеноне РЭД-100, предназначенного для поиска и исследования эффекта когерентного рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах. Представлены экспериментальные результаты, полученные при термостатировании детектора в области температуры жидкого ксенона. Показана возможность захолаживания детектора до рабочей температуры и последующей стабилизацией с точностью в пределах 1 градуса.

Работа проведена при поддержке государственного контракта НИЯУ МИФИ и Министерства образования РФ № 11.G34.31.0049 от 19 октября 2011 г. в рамках гранта правительства Российской Федерации по постановлению № 220.

Литература

1. D.Yu. Akimov, I.S. Alexandrov, V.I. Aleshin, V.A. Belov, A.I. Bolozdynya, A.A. Burenkov, A.S. Chepurnov, M.V. Danilov, A.V. Derbin, V.V. Dmitrenko, A.G. Dolgolenko, Yu.V. Efremenko, A.V. Etenko, M.B. Gromov, M.A. Gulin, S.V. Ivakhin, V.A. Kantserov, V.A. Kaplin, A.K. Karelin, A.V. Khromov, M.A. Kirsanov, S.G. Klimanov, A.S. Kobayakin, A.M. Konovalov, A.G. Kovalenko, V.I. Kopeikin, T.D. Krakhmalova, A.V. Kuchenkov, A.V. Kumpan, E.A. Litvinovich, G.A. Lukyanchenko, I.N. Machulin, V.P. Martemyanov, N.N. Nurakhov, D.G. Rudik, I.S. Saldikov, M.D. Skorokhatov, V.V. Sosnovtsev, V.N. Stekhanov, S.V. Sukhotin, V.G. Tarasenkov, G.V. Tikhomirovand, O.Ya. Zeldovich. // Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector, Journal of Instrumentation, 2013, V.8 (10), P10023. DOI:10.1088/1748-0221/8/10/P10023.

2. Д. Акимов, А. Болоздыня, Ф. Каванна, Ю. Ефременко, Г.Т. Гарвей, В. Гудков, А. Хацикутелис, В.Р. Хикс, В.К. Луис, Дж.М. Линк, Д.М. Марков, Г.Б. Миллс, К. Патон, Х. Рэй, К. Шолберг, Р.Г. Ван-де-Вотер, К. Вирту, Д.Х. Уайт, С. Йен, Дж. Йо // О возможности исследования нейтрино на ускорительном источнике типа SpallationNeutronSource: Монография. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. – 88 с.

3. V.V. Ananieva, A.I. Bolozdynya, K.F. Vlasik, V.V. Dmitrenko, Yu.V. Efremenko, Z.M. Uteshev, V.V. Sosnovtsev, I.A. Tolstukhin, A.V. Shakirov, R.R. Shafigullin, and A.V. Khromov // Instruments and Experimental Techniques, 2015, V. 58, No. 4, pp. 581–586.

4. В.В. Ананьев, А.И. Болоздыня, К.Ф. Власик, В.В. Дмитренко, Ю.В. Ефременко, З.М. Утешев, В.В. Сосновцев, И.А. Толстухин, А.В. Шакиров, Р.Р. Шафигуллин, А.В. Хромов, // ПТЭ, 2015, № 4, pp. 138–143.

SEARCH FOR ELASTIC COHERENT NEUTRINO SCATTERING OFF ATOMIC NUCLEI AT THE KALININ NUCLEAR POWER PLANT*

D.Yu. Akimov^{a,b}, V.A. Belov^{a,b}, A.I. Bolozdynya^b, A.A. Burenkov^{a,b},
Yu.V. Efremenko^{b,c}, A.V. Etenko^{b,d}, V.A. Kaplin^b, A.V. Khromov^b,
A.M. Konovalov^{a,b,e}, A.G. Kovalenko^{a,b}, A.V. Kumpan^b, Yu.A. Melikyan^b,
D.G. Rudik^{a,b}, V.V. Sosnovtsev^b

^a*SSC RF Institute for Theoretical and Experimental Physics of National Research Centre «Kurchatov Institute»*

^b*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)*
^c*University of Tennessee*

^d*National Research Centre «Kurchatov Institute»,*

^e*Moscow Institute of Physics and Technology (State University)*

We propose to detect and study neutrino neutral elastic coherent scattering off atomic nuclei with two-phase emission detector with liquid xenon as a target medium. One of the possible experimental site is a Kalinin Nuclear Power Plant (KNPP) situated in the Russian Federation. In this paper we discuss the design of the detector and expected signals and background for this site.

Introduction

There are a lot of predicted physical phenomena, which haven't been experimentally discovered yet. For example non-baryonic dark matter, neutrinoless double beta decay. One of the most interesting processes, predicted by Standard Model (SM), is the coherent elastic neutrino nucleus scattering. Discovery of this process would give additional confirmation of SM and also could be used for nuclear reactor monitoring. This search require development of detectors responsible to distinguish extremely rare events from background caused by natural radioactivity and cosmic rays.

One of the promising technologies for this challenging task is a two-phase emission detector technology. It is well-known technique for direct dark matter searching. Recently, RED (Russian Emission Detectors) collaboration performed large mass liquid Xenon emission detector for neutrino research. This article is focused on the one of the possible site for our detector – Kalinin Nuclear Power Plant, design of the de-

* *Отправлено в Physics Procedia Elsevier.*

tector and primarily simulations of expected signal in comparison with different background are presented.

Search for elastic coherent neutrino scattering at KNPP

Coherent scattering

Coherent elastic neutrino nucleus scattering was predicted by the SM long time ago [1]. The differential cross section of this process can be given by the formula:

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_w^2 M \left(1 - \frac{ME_r}{2E_\nu^2} \right) F^2(Q^2),$$

where G_F is the Fermi constant, $F(Q^2)$ is the form factor at four-momentum Q and $Q_w = N - (1 - 4 \sin^2(\theta_w))Z$ is the weak charge for a nucleus with N neutrons and Z protons, θ_w is the weak mixing angle. The total cross section is relatively large which is presented as:

$$\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-44} N^2 (E_\nu)^2 \text{ cm}^2$$

E_ν is measured in MeV [2]. This formula is valid for neutrinos with energies up to 50 MeV, and thus can be applied to reactor, solar and supernova neutrinos. The dependence of the cross section on the neutron number as N^2 provides a significant advantage for detectors using heavy nuclei as a target. Consequently, the compact neutrino detectors can be used for observation coherent neutrino scattering and furthermore for reactor monitoring techniques and nonproliferation tasks [3]. Unfortunately, the reaction has not been measured yet, since the energy of recoil nucleus is extremely low. For example, the energy of Xenon recoil nucleus is below 1 keV for neutrinos produced at nuclear power plant. Detectors for this research require large mass, high efficiency for sub-keV signals and low background level. There are several directions of development detectors for searching coherent scattering: low noise Germanium detector [4], low background NaI detectors [5], and noble emission detectors [6, 7, 8]. We are studying the last one technology since its capability to measure low signals, compactness and good scalability up to several tones in the future.

Emission detector RED-100

The emission method of particle detection was invented about 40 years ago [9]. It can be used for construction of so called “wall less”

detectors, that make them attractive for low background experiments [10]. Also this technique allows detection of single ionization electron, generated in target medium, such as condensed noble gases. Nowadays emission detectors are widely used for cold dark matter searching in assumption that it manifests itself as weakly interacting massive particles (WIMPs). Neutrino coherent scattering off heavy nuclei must have the same signature as a WIMP's signal. Two-phase emission detector operates as follows (Fig. 1):

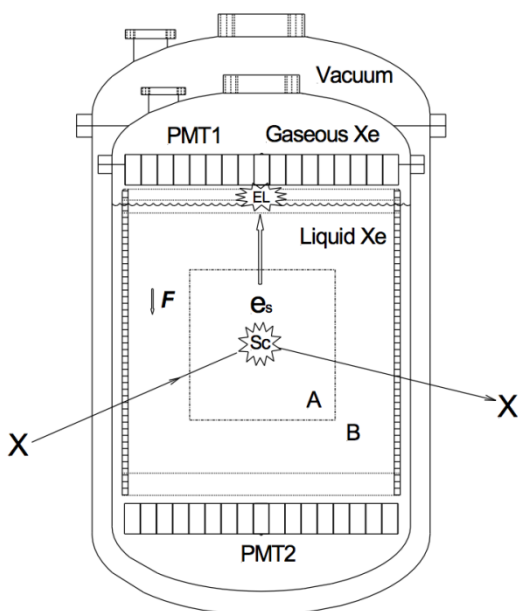


Fig. 1. Operation principle of two-phase «wall less» detector with liquid xenon as a target medium. Sc – scintillation flash generated by interaction of particle X with Xe atoms; EL – electroluminescence flash in the gaseous state generated by electrons extracted from liquid state by electric field F; PMT1 and PMT2 – arrays of PMTs responsible for detection Sc and EL; A – the fiducial volume; B – liquid xenon used as an active shield for fiducial volume. The active volume is surrounded by a highly reflective cylindrical teflon reflector with electrode structure providing uniform electric field F. The detector is enclosed in the vacuum cryostat made from low-background titanium

1. Radiation interacts with the target (liquid xenon in our case), ionizing and exciting atoms. Excitement of atoms is released by emission of characteristic photon. This scintillation signal can be registered and used as a trigger.

2. Ionization electrons drift under external electric field to the surface of the condensed state where they pass to the gaseous state through the surface potential barrier. In the gas, under strong external electric field, electrons attain enough kinetic energy for exciting atoms of the gas. Thus secondary scintillation (so called electroluminescent) is generated.

3. Both primary and secondary scintillations are measured by photodetectors. With a set of photodetectors one can reconstruct the coordinates of the original event in the plane of the set. Using the time delay between two scintillation signals corresponded to electron drift time the third coordinate can be derived.

4. Fiducial volume (A, Fig. 1) can be determined using three-dimensional reconstruction. Huge amount of target medium with a high stopping power around the fiducial volume suppress background caused by radioactivity of detectors parts. It can be also used as an active shield to reduce background in fiducial volume correlated with interactions in outer volume.

5. Further analysis of scintillation and ionization signals can reject background as well.

The RED-100 is the two-phase emission detector being under construction in correspondence with its schematic computer model showed at the figure 2. The detector consist of vacuum cryostat made from titanium for maintenance xenon in liquid state. There is an electrode structure in the cryostat for applying an electric field to the liquid xenon. It consists of grid cathode at the bottom, electrode field-shaping rings and grid electrodes used for making strong electric field in the electroluminescent gap. Target medium included in the electrode system is being watched by PMT R11410-20 developed by Hamamatsu special for low-background emission detectors with liquid xenon as a target medium. These PMTs were made for cryogenic temperatures (-100 oC), quantum efficiency for the 175 nm wavelength is about 30%. RED-100 has two sets with 19 PMT in each, one under the grid cathode and one at the top of target medium. Owing to extended electroluminescent gap to

11 mm thick approximately we expect amplification such as 80 photoelectrons per one ionization electron. This will allow us to distinguish real events from single photoelectrons noise.

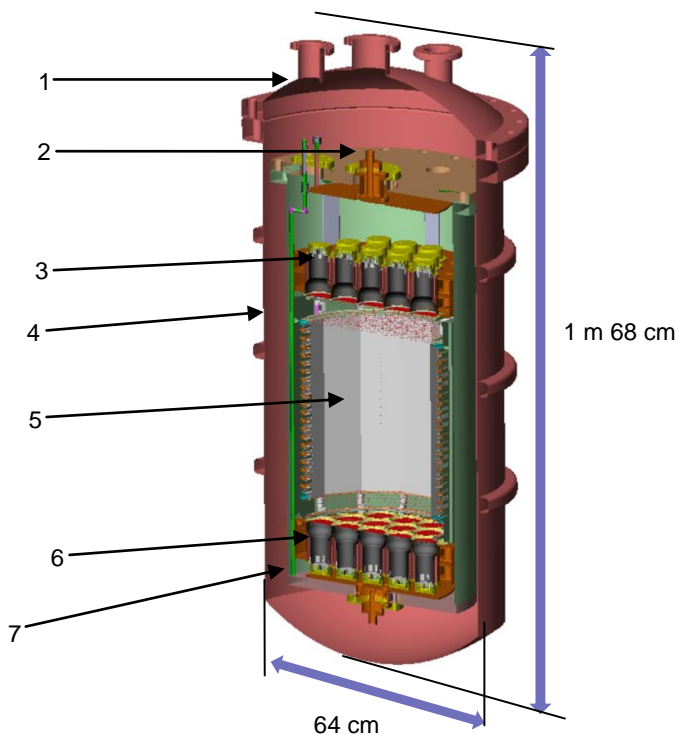


Fig. 2. The computer model of the detector RED-100. 1 – Titanium warm vessel; 2 – Thermosyphone cold head; 3, 6 – Arrays of 19 PMTs in each in a copper holders; 4 – Copper termoscreen; 5 – Teflon drift chamber filled with liquid xenon and electrode structure; 7 – Titanium cold vessel

Neutrino elastic coherent scattering experiment at KNPP

Despite the RED-100 will likely move to SNS at the Oak Ridge National Laboratory of USA for the first observation of neutrino coherent scattering on nuclei, there is a possibility to carry out the experiment at the Kalinin Nuclear Power Plant. The nuclear reactor produces huge amount of electron anti-neutrinos in beta decays of radioactive neu-

tron-rich products of fission. The neutrino flux depends on composition of fuel in the reactor core, therefore, can be used for reactor monitoring. The reaction of coherent neutrino scattering if observed could be used for reactor monitoring as well [3]. So we are looking forward to carry out the experiment at this site.

The Kalinin Nuclear Power Plant is equipped with four WPR-type nuclear reactors with 3 GW power each. The local background was measured by experiments GEMMA [11] and DANSS [12] which are already installed at one of the unit. The possible place for our experiment is in the underground gallery bellow the reactor core in 19 meters from it.

This site is overburden by 70 meters of water equivalent (m.w.e.) in vertical direction (if we take into account the reactor core, its shielding and construction elements) against cosmic rays and provides about 20 m.w.e. at 60-70°. We expect reduction of cosmic muon flux in a factor of 5. The hadron component of cosmic rays will be eliminated [13].

An expected antineutrino flux at the distance of 19 m from reactor core is about $1.35 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. We expect about 38000 events per day in the fiducial volume of 100 kg of liquid xenon. Since nuclear recoils produce only a few ionization electrons, the single electron noise can be a problem for events registration. Single electron emission is spontaneous process observed in two-phase emission detectors. This noise is associated with thermal electron emission of ionization electrons accumulated under the liquid surface [14]. On the figure 3 there is a result of our simulation for antineutrino signal vs single electrons noise. Peaks on the antineutrino scattering curve correspond to detection of one, two and so on ionization electrons. It is seen that huge background caused by single electrons noise can be avoided if we require threshold at the level of three and more electrons per event. In this assumption the rate of antineutrino coherent scattering events per day will be reduced to 433 approximately.

The background estimation is running now on the computer model of the detector and GEANT-4, but we have already had a preliminary results. It includes background from the natural radioactivity of the internal and external components, neutrons generated by cosmic rays, and Kr85 distributed within Xe volume. It was used only fiducial volume of 100 kg of liquid xenon from 200 kg of total mass for self-shielding.

For estimation background caused by detector components, the data from general database was used. Recently we received data on the ra-

radioactivity of exactly our detector components, so new set of calculation is being carried on. Preliminary results, obtained with general dataset can be founded in the table 1. At the region of interest, the background caused by Kr85 has rate about 0.5 events per day which is not significant.

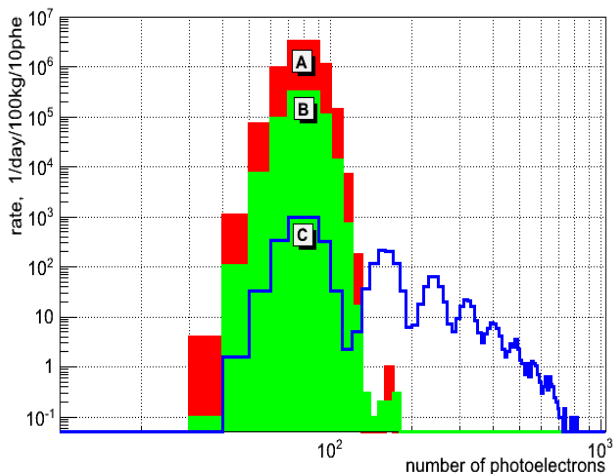


Fig. 3. The simulation of the single emission electron noise in the RED-100 at two rates of 100 Hz (A) and 10 Hz (B) and neutrino coherent scattering (C)

Table 1

The natural radioactivity of detector components

Component (material)	²³⁸ U	²³² Th	⁴⁰ K	⁶⁰ Co	¹³⁷ Cs
PMT (mBq/unit)	0.4	0.3	8.3	2.0	-
Cryostat (Titanium) (mBq/kg)	0.2	0.25	0.93	-	-
Reflector (Teflon) (mBq/kg)	2	2	15	5	1
PMT support / heat exchanger (Copper) (mBq/kg)	2	1	4	1	0.5

The radioactivity from external environment was measured by GEMMA collaboration at the possible location at KNPP [11]. Simulation gave rate 30 events per day in our detector at the energy range of interest (below 1 keV). It is at least 10 times smaller then the background

rate from internal components. Also according GEMMA measurements neutron flux from the reactor core does not depend on the reactor operating or not since the location is well isolated from reactor core. That's mean, we should focus on the cosmic rays as the second main contributor to the total background.

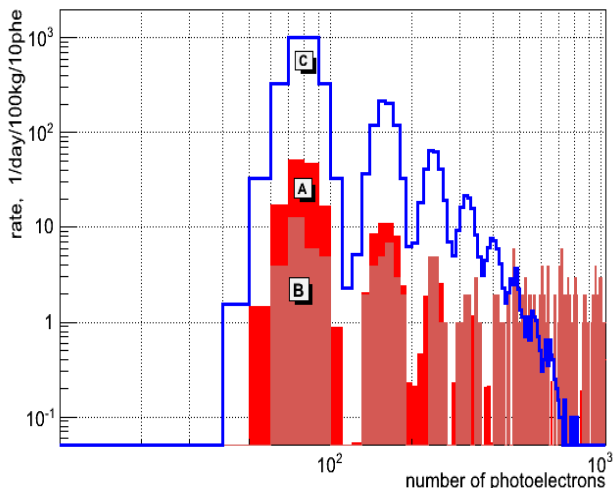


Fig. 4. The simulation of the background caused by detector components (A), by neutrons of cosmic rays (B) in comparison with simulation of coherent neutrino scattering (C)

As it was mentioned before it is muon component which produce the main part of the background associated with cosmic rays at the detectors disposal. Original muons don't contribute much to the low energy rang also they and their products can be vetoed by plastic scintillation «umbrella» covering the RED-100. The most dangerous background generated by muons and cannot be avoided is the neutrons both prompt and cooled down after number of scattering in the shielding. Simulation of this background was done with several assumptions. According to GEMMA measurements the muon flux is reduced with a factor of 5 from Earth surface level. GEMMA is situated one step up from the RED-100 possible site, but we used factor 5 as a pessimistic variant since we haven't got any calculation of muon flux at our disposal. Also we used in

our calculations the same energy spectrum of neutrons as it is at the level of Earth surface [15].

The preliminary result on summary of backgrounds from internal detector structure components radioactivity (A), cosmic neutrons (B) together with expected signal (C) is presented on the figure 4.

As the expected signal is at a level of several order of magnitude higher then background we propose our detector as a compact tool for different tasks of reactor monitoring. We are carrying on the simulation of several reactor parameters which could be obtained by our neutrino detector. At the figure 5 one can find preliminary results of this simulations.

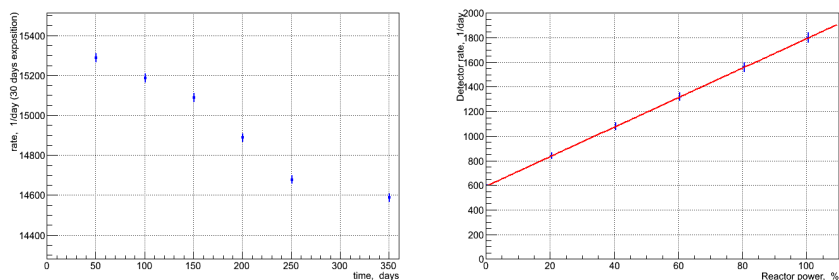


Fig. 5. Preliminary simulation of antineutrino flux evolution (on the left site) during the 350 days of reactor cycle and simulation of reactor power monitoring (on the right site) using the coherent neutrino scattering and RED-100 as a tool

Conclusion

We proposed the two-phase xenon detector responsible to detect neutral coherent neutrino scattering on heavy nuclei. We have been studying the environmental conditions at one of the possible detector site, KNPP. Computer model showed possibility of usage our detector for detect and study coherent neutrino scattering at this disposal. Furthermore, it is possible to use this process and our detector as a tool for different reactor monitoring tasks: monitoring of output power; monitoring of burnup effect; monitoring of critical situations.

Acknowledgements

This work was supported by the RF Government under contracts of NRNU MEPhI with the Ministry of Education and Science of No11.G34.31.0049 from October 19, 2011 and No П881 from May 26,

2010 and, in part, by the Russian Foundation for Fundamental Research under the contract of No11-02-00668-a and by the Russian Ministry of Education and Science via grants 8174, 8411, 1366.2012.2.

The authors gratefully acknowledge the organize committee of MEPhi conference who gives us an opportunity to give the talk on the conference and to write this article as a result of this talk. Our special thanks to Dr. Alexander Starostin of ITEP for many enlightening discussions about background conditions at the KNPP.

References

1. Yu. V. Gaponov and V.N. Tikhonov // Elastic scattering of low-energy neutrinos by atomic systems, Nuclear Physics V. 26 (1977) 594 (in Russian).
2. A. Drukier and L. Stodolsky // Principles and applications of neutral-current detector for neutrino physics and astronomy, Phys. Rev. D V. 30 (1984) 2295.
3. A. Bernstein et al. // Nuclear security applications of antineutrino detectors: current capabilities and future prospects. Science & Global Security V. 18 (2010) 127.
4. H.T. Wong // Low Energy Neutrino and Dark Matter Physics with sub-keV Germanium Detectors, J. Phys.: Conf. Ser. V. 9 (2011) 012024.
5. V.B. Mikhailik and H. Kraus // Cryogenic scintillators in searching for extremely rare events, J. Phys. D 39 (2006) 1181.
6. C. Hagman and A. Bernstein // Two-phase detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering. IEEE TNS 51 (2004) 2151-2154.
7. D. Akimov et al. // Detection of reactor antineutrino coherent scattering off nuclei with a two-phase noble gas detector, JINST 4 (2009) P06010.
8. E. Santos et al. // Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering, JHEP V. 1112 (2011) 115, E-print arXiv:1110.3056 [physics.ins-det].
9. B.A. Dolgoshein, V.N. Lebedenko, B.U. Rodionov. New method of registration of tracks of ionizing particles in condensed matter, JETP Lett.11(1970) 351 (in Russian).
10. A. Bolozdynya et al. // Emission detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci.V. 42 (1995) 565.
11. A.G. Beda et al.// GEMMA experiment: three years of the search for the neutrino magnetic moment. Phys. Part.Nucl.Lett. V. 7 (2010) 406-409.
12. M.V. Danilov et al. Antineutrino // Detector for On-Line Monitoring of Nuclear Reactor Parameters and search for short range neutrino oscillations, IHEP 2012, 4-11 July 2012, Melbourne, Australia.

13. A.S. Starostin // Report on R&D for contract No H.4M.47.03.08.086 from 15.02.2008. «Development of detector for diagnostic of active zone of nuclear reactor in real time», issue 1.2 of calendar plan of “Background measurements at KNPP”(in Russian)

14. D.Yu. Akimov et al.// Measurement of Single-Electron Noise in a Liquid Xenon Emission Detector, Instruments and Experimental Techniques V. 55 (2012) 423.

15. Y.F. Wang, V. Baltic, G. Gratta, A. Fasso, S. Roesler, A. Ferrari // Predicting Neutron Production from Cosmic-ray Muons, arXiv:hep-ex/0101049.

INVESTIGATION OF COHERENT NEUTRINO SCATTERING AT THE SPALLATION NEUTRON SOURCE*

D.Yu. Akimov^{a,b}, V.A. Belov^{a,b}, A.I. Bolozdynya^b, A.A. Burenkov^{a,b},
Yu.V. Efremenko^{b,c}, A.V. Etenko^{b,d}, V.A. Kaplin^b, A.V. Khromov^b,
A.M. Konovalov^{a,b,e}, A.G. Kovalenko^{a,b}, A.V. Kumpan^b, Yu.A. Melikyan^b,
D.G. Rudik^{a,b}, V.V. Sosnovtsev^b

^a*SSC RF Institute for Theoretical and Experimental Physics of National Research Centre
«Kurchatov Institute»*

^b*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute)
^c University of Tennessee*

^d*National Research Centre «Kurchatov Institute»*

^e*Moscow Institute of Physics and Technology (State University)*

We propose to observe and to study neutrino coherent scattering reaction on Spallation Neutron Source of the Oak Ridge National Laboratory in U.S.A. using two-phase emission detector. We present expected detector rates for different experimental conditions.

Introduction

Coherent neutrino elastic scattering on nuclei is predicted and well described by the Standard Model (SM), but never been observed. The reaction is important for understanding processes in supernovae. The reaction study can provide the sensitive SM tests and search of non-standard neutrino interaction.

Neutrino coherent scattering

The process of neutrino coherent elastic interaction with atomic nuclei attracted attention long time ago [1]. The differential cross section can be presented in zero spin approximation and for energy below ~50 MeV as:

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_w^2 M \left(1 - \frac{ME_r}{2E_\nu^2} \right) F^2(Q^2), \quad (1)$$

where G_F is the Fermi constant, $F(Q^2)$ is the form factor at four-momentum Q and $Q_w = N - (1 - 4 \sin^2(\theta_w))Z$ is the weak charge for a nucleus with N neutrons and Z protons, θ_w is the weak mixing angle.

* *Отправлено в Physics Procedia Elsevier.*

The total cross section has the largest for neutrino reactions value due to coherent enhancement factor $\sim N^2$ for heavy enough nuclei and can be parameterized as:

$$\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-44} N^2 (E_\nu)^2 \text{ cm}^2. \quad (2)$$

The reaction has never been observed because of the very low energy (up to several tenth of keV) of recoil nuclei.

Detector RED100

We propose to use two-phase emission detector for neutrino scattering event. The emission method of particle detection was invented about 40 years ago [2]. Particles interact with the condensed target medium, exciting and ionizing atoms, generating prompt signal in form of scintillation. Ionization electrons drift to the free liquid surface under influence of electric field. In the gas phase drifting electrons generate electroluminescent signal (secondary scintillation). An array of photomultipliers is used to detect both scintillation signals. The two-dimensional distribution of detected scintillation photons can be used to determine the coordinates of the original events in plane. Since the secondary scintillation is delayed from the primary one by the electron drift time, the third coordinate of the interaction can be reconstructed from the delay time analyses.

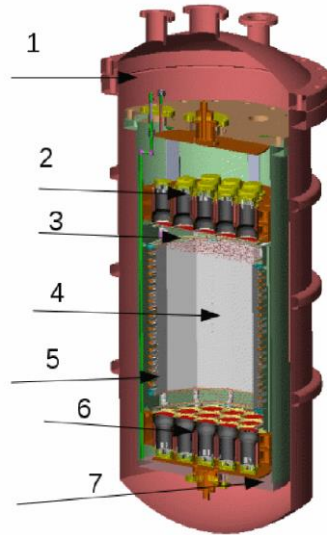


Fig. 1. RED100. 1-titanium warm vessel; 2- top PMT array; 3-Xe gas gap; 4-liquid Xe; 5-teflon reflector;6-bottom PMT array; 7-titanium cryostat

RED100 (Russian Emission Detector) is under commissioning now. The design of the detector is presented at Fig. 1. A cryostat of the detector is made of low radioactivity titanium. The target volume of 400

mm diameter is filled with liquid Xenon and is viewed by two arrays of nineteen 3"-diameter photomultipliers of Hamamatsu R11410-10. The distance between the PMT arrays is 750 mm. The internal vessel of the cryostat is cooled down and kept at the constant temperature using the thermosyphon technology. The total mass of liquid Xenon is 200 kg. The data will be taken from the central fiducial volume of 100 kg mass.

Spallation Neutron Source

We consider Spallation Neutron Source (SNS) of the Oak Ridge National Laboratory in U.S.A. as most promising very intensive source of neutrino. At Spallation Neutron Source neutrinos are produced as a result of decay of pions and muons after interaction of protons with a massive-nucleus target. The SNS is a 1MW 1 GeV proton accelerator producing neutrons by spallation in a bulk mercury target. Every proton interacting with the target also gives 0.098 π^+ and 0.061 μ^+ in average. The negative pions are quickly stopped and captured by atomic nuclei with little chance to decay. On the contrary, the stopped π^+ and μ^+ decay at rest and create three neutrino species muon neutrino and anti-neutrino, electron neutrino. The proton beam at the SNS hits the target with 600-ns bunches at 60 Hz frequency. Due to the short beam spill the neutrinos at SNS have specific time distributions (Fig. 2): muon neutrinos from the pion decays are produced during a beam spill but muon anti-neutrinos

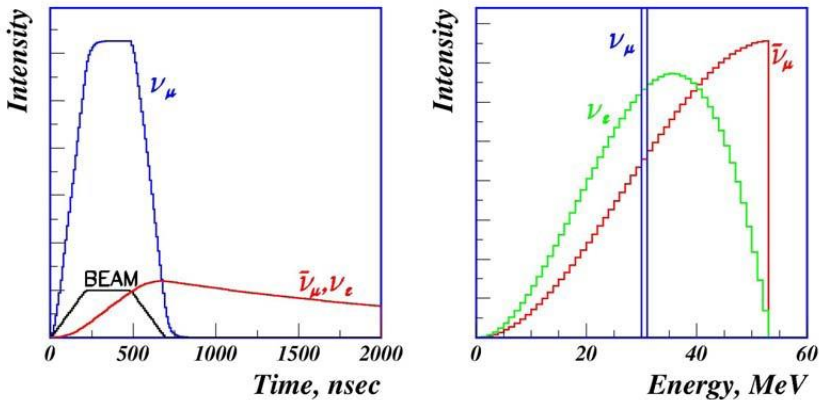


Fig. 2. SNS neutrinos flux time structure (left); SNS neutrinos energy spectrum (right)

and electron neutrinos have time distribution with a muon life time of 2.2 ms that provides unambiguous signature of neutrino scattering signals.

Detection of coherent neutrino scattering

The RED100 response to neutrino scattering and background events was simulated in computational model based on Geant4 [3], [4], with aim of package NEST [5], describing interaction of charged particles in noble gases based detectors.

The signature of useful event is pair of primary scintillating signal and electroluminescent signal. Not all of coherent scattering events produce primary scintillation signal, but to completely realize the benefits of SNS neutrinos time structure only double events should be taken into account, providing possibility to get precise time correlation with pulsed beam.

The result of the detector RED100 response simulation, corresponding to such double signals is presented at the Fig. 3. The distance from the SNS target corresponds to 30 m.

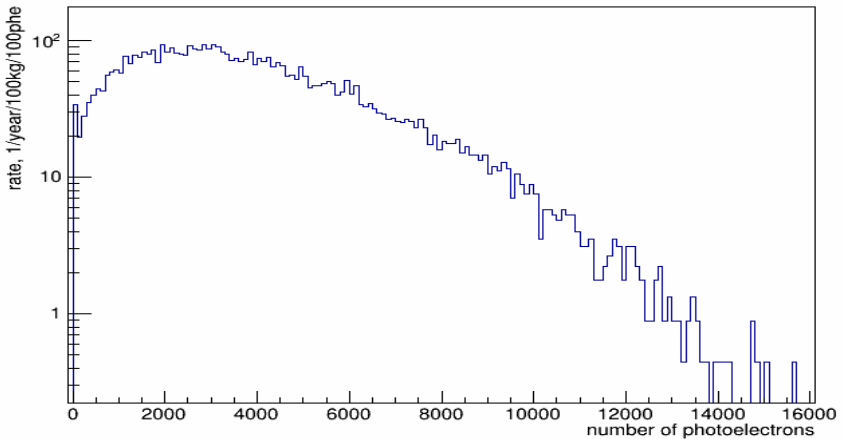


Fig. 3. Simulated counting rate in RED100 detector at 30 m from SNS target

The time structure of the SNS beam gives the opportunity to select neutrino scattering events corresponding to delayed portion of neutrino flux only, originating from decay. Sorting out events arriving 1 s after beam pulse reduces available neutrino flux by factor 0.78. The result of

the detector RED100 response simulation, corresponding to such delayed signals is presented at the Fig. 4.

The detailed treatment of background sources was performed. The list consists of:

- natural radioactivity from detector components, including PMT
- natural radioactivity from surrounding construction materials
- cosmic muons
- neutrons, induced by cosmic muon interaction with surrounding construction materials

The time structure of the SNS beam will greatly reduce background rates. As shown at the Fig. 2 all neutrinos will arrive within several microseconds after the beam pulses. As a result, all background events will be suppressed by a factor $\sim 1000-2000$ by ignoring events too late after a beam pulse.

The most dangerous background source is the beam-induced high energy neutrons flux, but it can be suppressed by appropriate siting and shielding. The measurements with 1 s time cut will reduce much this background source too, because emission of such neutrons occur within this time window mainly.

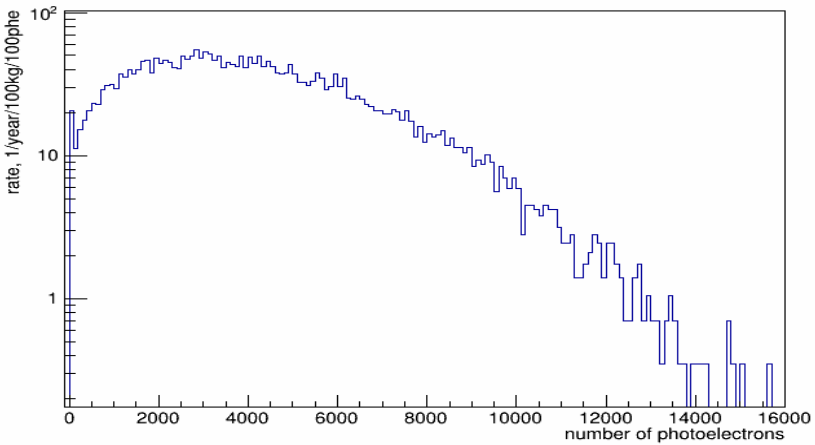


Fig. 4. Simulated counting rate in RED100 detector at 30 m from SNS target with 1 s time cut

Conclusion

We investigated the possibility to detect and to study the reaction of neutrino coherent scattering on nuclei in neutrino flux, emitting by Spallation Neutron Source of the Oak Ridge National Laboratory in U.S.A. The evaluated experimental conditions promise good opportunity to register this reaction.

Acknowledgements

This work was supported by the RF Government under contracts of NRNU MEPhI with the Ministry of Education and Science #11.G34.31.0049 from October 19, 2011 and #P881 from May 26, 2010 and, in part, by the Russian Foundation for Fundamental Research under the contract #11-02-00668-a and by the Russian Ministry of Education and Science via grants 8174, 8411, 1366.2012.2.

The authors acknowledge the organize committee of MEPhI conference who gives us an opportunity to give the talk on the conference.

References

1. Gaponov, Yu.V., Tikhonov, V.N. // Elastic scattering of low-energy neutrinos by atomic systems. *Nuclei. Physics* 1977 V.26,584.
2. Dolgoshein, V.A., Lebedenko, V.N., Rodionov, B.U. // New method of registration of tracks of ionizing particles in the condensed matter. *JETP Lett.*, 1970.
3. Allison, J., et al. // Geant4 Developments and Applications, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006 V.53No. 1, 270-278.
4. Agostinelli, S.; et al. // Geant4 - A Simulation Toolkit. *Nuclear Instruments and Methods*, 2003, A 506, 250-303.
5. Szydakis, M., Fyhrie A., Thorngrena D., Tripathia M. // Enhancement of NEST capabilities for simulating low-energy recoils in liquid xenon, *JINST*, 2013 V. 8 C10003.

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ.
сборник трудов

Выпуск 2

Подписано в печать 12.09.2015. Формат 60x84 1/16.
Уч.-изд. л. 7,0. Печ. л. 6,25. Тираж 300 экз. Изд. № 002-2. Заказ № 140.
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Каширское ш., 31.