

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»

Лаборатория экспериментальной ядерной физики

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ.  
СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 1

Москва 2014

УДК  
ББК  
Авт

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ. Сборник трудов. Выпуск 1. – М.: НИЯУ МИФИ, 2014. – 112 с.  
Авт.:

В данный выпуск Сборника трудов межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ включены препринты статей, подготовленных для публикации в ведущих научных журналах, с описаниями результатов, полученных сотрудниками лаборатории в 2013-2014 годах. Целью выпуска является своевременное информирование научных сотрудников и студентов, специализирующихся в области экспериментальной ядерной физики и разработки новых детекторных технологий для использования в фундаментальных и прикладных исследованиях.

ISBN \_\_\_\_-\_\_-\_\_\_\_-

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2014

Поступила в редакцию 30.12.2013 г.

## Оглавление

<i>Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Этенко А.В.</i> Использование эмиссионного двухфазного детектора на благородном газе для обнаружения редкого процесса когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре.....	5
<i>Akimov D. Yu., Alexandrov I.S., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Burenkov A.A., Chernov A.S., Danilov M.V., Efremenko Yu.V., Etenko A.V., Gromov M.B., Gulin M.A., Ivakhin S.V., Kaplin V.A., Karelin A.K., Khromov A.V., Kirsanov M.A., Klimanov S.G., Kobayakin A.S., Kononov A.M., A Kovalenko.G., Krakhmalova T.D., Kuchenkov A.V., Kumpan A.V., Lukyanchenko G.A., Melikyan Yu.A., R.I. Nikolaev, Nurakhov N.N., Rudik D.G., Saldikov I.S., Skorokhvatov M.D., Sosnovtsev V.V., Stekhanov V.N., Tikhomirov G.V.</i> A Two-phase Emission Liquid Xe Detector for Study of Low-Ionization Events at the Research Reactor IRT MEPhI .....	23
<i>Akimov D. Yu., Afanasyev V.V., Alexandrov I.S., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Burenkov A.A., Efremenko Yu.V., Egorov D.A., Etenko A.V., Gulin M.A., Ivakhin S.V., Kaplin V.A., Karelin A.K., Khromov A.V., Kirsanov M.A., Klimanov S.G., Kobayakin A.S., Kononov A.M., Kovalenko A.G., Kuchenkov A.V., Kumpan A.V., Melikyan Yu.A., Nikolaev R.I., Rudik D.G., Sosnovtsev V.V., Stekhanov V.N.</i> Experimental study of ionization yield of liquid xenon for $^{83}\text{mKr}$ and gammas below 100 keV with a two-phase emission detector .....	41
<i>Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Каплин В.А., Коваленко А.Г., Меликян Ю.А., Сосновцев В.В., Шакиров А.В., Хромов А.В.</i> Шумовые характеристики низкофоновых фотоэлектронных умножителей Hamamatsu R11410-20 .....	62
<i>Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Крахмалова Т.Д., Каплин В.А., Кумпан А.В., Меликян Ю.А., Онищенко Е.М., Сосновцев В.В., Шакиров А.В.</i> Управляемый делитель для фотоэлектронных умножителей типа HAMAMATSU R11410-20, используемых в эмиссионном детекторе РЭД 100 .....	73

<i>Ананьев В.В., Болоздыня А.И., Власик К.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 термостатирования жидко-ксенонового эмиссионного детектора РЭД100 .....	81
<i>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.</i>	
The two-phase closed tubular cryogenic thermosyphon.....	92
<i>Болоздыня А.И., Воробьев К.А., Евграфова Е.И., Жуков К.И., Канцеров В.А., Сосновцев В.В., Филиппов Д.Е., Ягнюкова А.К.</i>	
Гамма-локатор для радионуклидной диагностики онкологических заболеваний .....	104

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭМИССИОННОГО ДВУХФАЗНОГО ДЕТЕКТОРА НА БЛАГОРОДНОМ ГАЗЕ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ РЕДКОГО ПРОЦЕССА КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА АТОМНОМ ЯДРЕ\*

Д.Ю. Акимов<sup>1</sup>, А.И. Болоздыня, Ю.В. Ефременко, А.В. Этенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБУ «Государственный научный центр Российской Федерации –  
Институт теоретической и экспериментальной физики

«Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Для регистрации антинейтрино предлагается использовать эмиссионный детектор на сжиженном благородном газе, работающий в условиях криогенных температур. Создание такого детектора с массой чувствительной области около 100 кг имеет целью экспериментальное подтверждение теоретически предсказанного, но до сих пор не наблюдавшегося редкого процесса когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре. Это может открыть возможность для абсолютно нового и независимого метода контроля процессов, происходящих в ядерном реакторе.

Неуловимая частица нейтрино, а точнее её античастица – антинейтрино, была открыта американскими физиками Ф. Райнесом и Ч. Коуэном в 1956 г. [1]. Поскольку вероятность взаимодействия нейтрино с веществом ничтожно мала, в качестве источника антинейтрино использовался ядерный реактор – самый мощный из доступных в земных условиях источник таких частиц. Антинейтрино образуются в процессе бета-распада перегруженных нейтронами нестабильных осколков деления ядерного топлива. На каждый акт деления образуется в среднем примерно по 6 антинейтрино. При бета-распаде нейтрон в атомном ядре превращается в протон, и происходит испускание электрона и антинейтрино. Процесс, с помощью которого была зарегистрирована частица антинейтрино, называется обратным бета-распадом, когда в результате взаимодействия антинейтрино с протоном образуются позитрон и нейтрон, зарегистрировать и идентифицировать которые уже зна-

---

\* Журнал «Мир измерений» 8/2014.

чительно проще. Примерно через 20 лет после первой регистрации антинейтрино физики из Курчатовского института предложили использовать антинейтрино для контроля параметров ядерного реактора [2], поскольку испускание антинейтрино в ядерном реакторе неразрывно связано с процессом делением ядер. В экспериментах, проводившихся на Ровенской АЭС в Украине [3], было впервые показано, что с помощью детектора на основе жидкого сцинтиллятора массой примерно 1 т можно отслеживать тепловую мощность ядерного реактора с точностью порядка 2 %, что близко к точности измерений мощности (0,5...1,5 %) с помощью других методов, используемых операторами АЭС. Также было установлено [4], что по изменению формы энергетического спектра антинейтрино можно отслеживать изотопный состав активной зоны реактора – соотношение урана и плутония. Последнее вызывает большой интерес в связи с актуальностью задач нераспространения ядерных материалов, поскольку данный метод не позволяет никаким образом сфальсифицировать данные. Независимо от работ на Ровенской АЭС аналогичный детектор был разработан и испытан в США на АЭС «Сан-Онофре» в Калифорнии [5]. Для того чтобы сделать детекторы более компактными или при сохранении габаритов повысить их чувствительность, нужно искать другие процессы регистрации нейтрино. Одним из таких процессов может стать упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре.

### **Упругое когерентное рассеяние нейтрино (антинейтрино) на атомном ядре**

Процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (или антинейтрино) на атомном ядре предсказывается Стандартной моделью электрослабого взаимодействия – теорией, хорошо проверенной для всех других известных элементарных частиц и их взаимодействий. До настоящего времени, однако, не было экспериментального подтверждения существования этого процесса в силу больших технических трудностей его регистрации: энерговыделение (для реакторных антинейтрино) происходит в основном в области менее 1 кэВ, при этом для его обнаружения необходим низкопороговый детектор с большой массой (свыше нескольких килограммов), работающий в условиях низкого радиационного фона. Тем не менее

физики возлагают надежды на то, что этот процесс в скором времени будет не только открыт, но и использован в практических целях – для дистанционного нейтринного мониторинга ядерных реакторов [6]. Причиной такого оптимизма является то, что вероятность (сечение) данного процесса на порядок превосходит вероятность упомянутого ранее процесса обратного бета-распада, а разработанные в последнее время новые технологии детектирования частиц и излучений позволят в ближайшем будущем построить детектор для регистрации этого процесса. Отдельный интерес представляет поиск возможных отклонений от предсказаний Стандартной модели, наличие которых свидетельствовало бы, что правомерно предполагать существование так называемой «новой физики».

Сечение процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре параметрируется следующей формулой:

$$\sigma = 0,4 \times 10^{-44} \times N^2 (E_\nu)^2 \text{ см}^2, \quad (1)$$

где  $N$  – число нейтронов в атомном ядре;  $E_\nu$  – энергия нейтрино, МэВ [7]. Данная формула справедлива до значений энергий нейтрино, не превышающих величину порядка 50 МэВ. Пропорциональность сечения  $N^2$  даёт мощный фактор усиления при использовании тяжёлых ядер в качестве мишени (рабочего вещества детектора).

### **Детекторы для регистрации упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре**

В настоящее время для решения указанной задачи предлагаются 3 типа детекторов, имеющих рекордно низкий энергетический порог:

- 1) германиевый детектор с «точечным контактом» (англ. *p-type point contact*, PPC) [8]: низкий порог обуславливается низким уровнем шумов электроники, который в свою очередь обеспечивается чрезвычайно низкой величиной электрической ёмкости детектора вследствие очень малой площади *p-n*-перехода. Энергетический порог такого детектора составляет несколько сотен электронвольт;

2) германиевый детектор с внутренним лавинным усилением [9]. Позволяет достичь ещё более низкого энергетического порога ( $\sim 50$  кэВ) благодаря лавинному размножению электронов вблизи электродов, выполненных в виде полосок (стрипов) для создания более сильного электрического поля;

3) эмиссионный двухфазный детектор на жидком благородном газе [10]. Величину энергетического порога на основании имеющихся в настоящее время знаний о работе детектора в области более высоких энергий можно оценить как  $\sim 0,2...0,5$  кэВ.

Все перечисленные выше детекторы находятся в стадии разработки. Авторы настоящей статьи являются создателями детектора 3-го типа, поэтому конкретно о нём пойдёт речь далее.

### Эмиссионный двухфазный детектор на жидком благородном газе

Эмиссионный двухфазный метод регистрации частиц был предложен в семидесятых годах прошлого столетия российскими физиками из Московского инженерно-физического института [11]. Суть метода состоит в том, что заряд, образованный при взаимодействии частицы с рабочей средой детектора, извлекается из жидкой фазы в газовую, где могут быть использованы различные

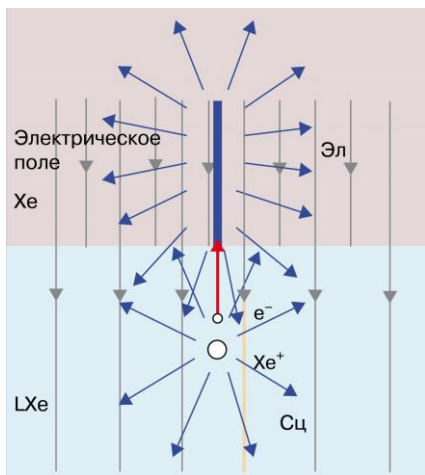


Рис. 1. Принцип работы двухфазного эмиссионного детектора

способы его регистрации, применяемые в газонаполненных детекторах. В современном варианте этот метод заключается в следующем. Рабочий объём детектора, являющийся герметичной камерой криостата, заполнен жидким благородным газом (ксеноном или аргоном) до некоторого уровня (рис. 1). В камере находится электродная система, которая создаёт в жидком газе электрическое поле. Объём с жидким газом просматривается фотоэлектронными умножителями

(ФЭУ). Частица, провзаимодействовавшая в детекторе, производит возбуждение атомов рабочей среды и их ионизацию. Снятие возбуждения атомов происходит через высвечивание ультрафиолетовых фотонов сцинтилляции, которое регистрируется при помощи ФЭУ. Под действием электрического поля ионизационные электроны движутся вверх к границе жидкого газа. Преодолевая потенциальный барьер на поверхности жидкости, они затем вытягиваются в газовую фазу. Здесь напряжённость электрического поля подобрана такой, чтобы электроны ускорялись и производили возбуждение атомов газа, но не вызывали ударной ионизации. При снятии возбуждения атомов так же, как и при сцинтилляции, образуются ультрафиолетовые фотоны – этот эффект называется электролюминесценцией. В зарубежной литературе распространено название «пропорциональная сцинтилляция», поскольку величина светового сигнала очевидно пропорциональна количеству электронов, образовавшихся в результате ионизации. Элегантным техническим решением является использование одних и тех же ФЭУ для регистрации как сцинтилляционного, так и электролюминесцентного световых сигналов. Фотоумножители располагаются в виде 2 матриц. Одна находится снизу, в среде жидкого благородного газа (эта матрица более чувствительна к сцинтилляционному сигналу), другая – сверху, в газовой фазе детектора для регистрации электролюминесценции. Это позволяет обойтись относительно небольшим количеством спектрометрических каналов и иметь при этом неплохую точность определения координаты точки взаимодействия. Координаты в горизонтальной плоскости ( $X$ ,  $Y$ ) определяются методом взвешивания сигналов с нескольких фотоумножителей матрицы, координата по вертикали ( $Z$ ) – по разности моментов времени прихода сцинтилляционного и электролюминесцентного сигналов. Точность определения координаты по  $X$ ,  $Y$  варьируется в зависимости от величины сигнала и для больших сигналов может достигать порядка 1 мм. Точность по оси  $Z$  лучше миллиметра. По сути, такой детектор – это классическая время-проекционная камера, в которой вместо газа используется жидкость.

Технология эмиссионного двухфазного детектора долгое время не находила применения, пока не была востребована в экспери-

ментах по поиску во Вселенной тёмной материи в виде тяжёлых слабо взаимодействующих частиц (англ. Weakly Interacting Massive Particles, WIMP). Это произошло благодаря тому, что среда жидкого благородного газа обладает уникальной способностью регистрировать сцинтилляционный и ионизационный сигналы, причём соотношение между сцинтилляцией и ионизацией зависит от сорта частицы. Это позволяет отбирать только нужные события. В соответствии с теорией Суперсимметрии, предсказывающей в качестве кандидата в WIMP тяжёлую частицу нейтралينو, взаимодействие (упругое рассеяние) частиц WIMP должно происходить только с атомным ядром, которое, получая кинетическую энергию, должно производить сцинтилляцию и ионизацию в кэВ-области энергий. Внешний радиационный фон (гамма- и бета-излучение) также даёт сцинтилляционный и ионизационный сигналы, но соотношение между ними другое, что и позволяет подавлять (режектировать) этот фон при математической обработке событий более чем в 1000 раз! Технология регистрации ядер отдачи в кэВ-области энергии и режекция фоновых событий были продемонстрированы и хорошо отработаны в экспериментах по поиску тёмной материи ZEPLIN [12] (Великобритания), XENON [13] (США-Италия), LUX [14] (США), использовавших в качестве рабочей среды детектора жидкий ксенон. При этом взаимодействие WIMP с атомными ядрами детектора имитировалось с помощью нейтронов нужных энергий.

Техника регистрации упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре в двухфазном эмиссионном детекторе близка к рассмотренной технологии регистрации WIMP. К сожалению, энергия ядер отдачи, получивших её от нейтрино, значительно ниже, чем ожидается при упругом рассеянии на них гипотетических частиц WIMP. При этом сцинтилляционный сигнал будет настолько мал, что зарегистрировать его практически невозможно. Электролюминесцентный же сигнал можно будет зарегистрировать для значительной доли событий. Дело в том, что энергетический спектр реакторных антинейтрино является довольно протяжённым и доходит до 10 МэВ, хотя количество антинейтрино резко падает с увеличением их энергии. На рис. 2 приведён спектр реакторных нейтрино (из работы [15]) для 2 делящихся изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , относительное содержание которых в

ядерном топливе меняется в зависимости от времени, прошедшего с момента загрузки топлива. В связи с этим меняется и форма нейтринного спектра в его высокоэнергетической части, а следовательно, и форма спектра ядер отдачи, зарегистрированных в детекторе. Оценки, сделанные авторами для детектора на жидком благородном газе, показывают, что для определения

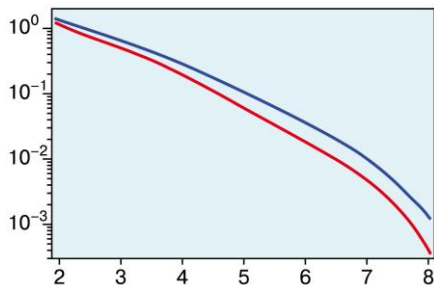


Рис. 2. Нормированный на акт деления спектр реакторных антинейтрино для делящихся изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [15]

процентного соотношения состава топлива по измеренному спектру нейтрино необходим детектор с массой порядка 1 т и более. Точный отклик детектора на энерговыделение (величина сигнала в количестве зарегистрированных электронов на единицу выделившейся энергии) в настоящее время не известен – это является предметом исследования нескольких экспериментальных групп [16, 17]. Тем не менее оценка величины сигнала, сделанная экстраполяцией из кэВ-области (хорошо исследованной благодаря детекторам тёмной материи), показывает, что сигнал ожидается на уровне нескольких электронов ионизации.

Эмиссионный двухфазный детектор с электролюминесцентным съёмом информации как раз и обладает такой уникальной возможностью, как спектроскопия одиночных ионизационных электронов [18–21] и позволяет успешно решить задачу регистрации когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре. В качестве примера можно привести сигнал от одиночного ионизационного электрона в детекторе (рис. 3,а) и спектр таких сигналов (рис. 3,б), полученный в детекторе тёмной материи ZEPLIN-III [20]. Благодаря большому количеству испускаемых сцинтилляционных фотонов – несколько сотен на один электрон – удаётся получить достаточно большое количество выбитых с фотокатодов фотоумножителей фотоэлектронов. Из «гребёнки» таких однофотозлектронных сигналов и состоит одноэлектронный сигнал (см. рис. 3,а).

Спектр одноэлектронных сигналов имеет отчётливый пик, положение которого соответствует примерно 30 фотоэлектронам.

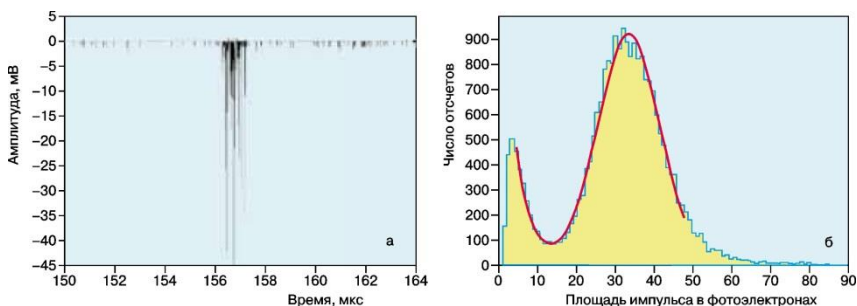


Рис. 3. Пример одноэлектронного сигнала в детекторе темной материи ZEPLIN-III (а); спектр одноэлектронных сигналов (б) [20]

В настоящее время для регистрации когерентного рассеяния нейтрино в мире разрабатываются 2 экспериментальные установки с использованием жидкого благородного газа: в США, в Ливерморской национальной лаборатории, – детектор на жидком аргоне [22, 23] и в России кооперацией «Российский эмиссионный детектор» (РЭД) [24], в составе которой работают несколько институтов и университетов, – детектор на жидком ксеноне.

### Российский эмиссионный детектор РЭД-100

Эксперимент РЭД-100 нацелен на обнаружение процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре. Детектор (рис. 4) строится в соответствии со схемой, представленной на рис. 1. Для поддержания рабочей среды ксенона в жидком состоянии используется вакуумный криостат 1, выполненный из титана. Внутри криостата находится электродная структура, с помощью которой к жидкому ксенону приложено электрическое поле. Она состоит из сетчатых (оптически прозрачных) электродов – катода 2, расположенного снизу и кольцевых электродов 3 с равномерно распределённым электрическим потенциалом для создания однородного поля в жидкости и электродов 4, также сетчатых, для создания сильного электрического поля в газовой фазе над поверхностью жидкого ксенона. Рабочий объем, заключённый внутри

электродной системы, просматривается фотоумножителями R11410-20. Этот новый тип фотоумножителей специально разработан японской фирмой Hamamatsu для низкофоновых эмиссионных детекторов на жидком ксеноне. Фотоумножители могут работать при криогенных температурах ( $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) и чувствительны к длине волны  $175\text{ нм}$  с эффективностью регистрации (квантовой эффективностью QE) порядка  $30\%$ . В детекторе установлены две матрицы ФЭУ по 19 фотоумножителей в каждой – нижняя 5 и верхняя 6. Ожидается, что в детекторе РЭД-100 благодаря увеличенной толщине электролюминесцентного промежутка количество фотоэлектронов на один электрон ионизации будет составлять величину порядка 80, что почти в 3 раза превосходит аналогичную величину в детекторе ZEPLIN-III. При таком значении можно уверенно дискриминировать реальные события от одноэлектронного шума, который, как показали исследования авторов [19, 21] и исследования других групп [18, 20], всегда присутствует в эмиссионном двухфазном детекторе на жидком ксеноне. Этот шум происходит из-за накопления ионизационных электронов под поверхностью жидкого ксенона, которые спонтанно вырываются электрическим полем в газовую фазу детектора.

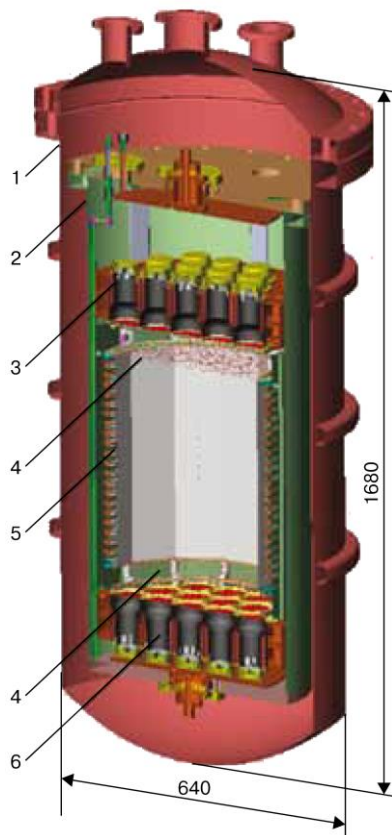


Рис. 4. Конструкция детектора РЭД-100: 1 – вакуумный криостат из титана; 2 – катод; 3 – кольцевые электроды; 4 – сетчатые электроды; 5 – нижняя матрица ФЭУ; 6 – верхняя матрица ФЭУ

## **Эксперимент по регистрации упругого когерентного рассеяния нейтрино**

В настоящее время рассматриваются два варианта проведения такого эксперимента, каждый из которых имеет свои плюсы и минусы. Первый вариант – размещение детектора вблизи атомной станции. Предполагаемое место проведения эксперимента – Калининская атомная станция, г. Удомля.

Второй вариант – размещение детектора вблизи SNS (*англ.* Spallation Neutron Source) Национальной лаборатории Окриджа (*англ.* Oak Ridge National Laboratory, ORNL), США [25]. SNS является сильноточным ускорителем протонов до энергии 1 ГэВ, которые сбрасываются на ртутную мишень. Ускоритель используется как высокоинтенсивный источник нейтронов для различных прикладных задач и является также мощным источником нейтрино.

**Эксперимент вблизи ядерного реактора.** Несмотря на привлекательность эксперимента вблизи ядерного реактора в основном из-за высокого потока нейтрино (антинейтрино), здесь ещё много недоработанных моментов.

Самым важным из них является неизвестность величины удельного ионизационного выхода для атомов отдачи, образованных при рассеянии нейтрино на атомном ядре благородного газа (см. ранее). Предполагаемое место размещения установки – в технической галерее под реактором на Калининской АЭС (схематично показано на рис. 5). Расстояние от середины активной зоны реактора до детектора 19 м. В этом месте поток антинейтрино от ядерного реактора будет составлять примерно  $1,35 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . При таком потоке в чувствительной области детектора массой 100 кг ожидается в сутки около 38 тыс. событий упругого когерентного рассеяния антинейтрино на атомных ядрах ксенона. Модельный спектр сигналов показан на рис. 6 (см. рис. 6,а). Осциллирующий характер спектра отражает дискретность образованного заряда: как отмечалось ранее, при количестве фотоэлектронов на 1 электрон ионизации, равном  $\sim 80$  фотоэлектронов, будут видны отдельные пики, соответствующие заряду величиной 1, 2 и т. д. электронов. К сожалению, лишь в незначительной доле событий из этого огромного числа ядра отдачи произведут ионизацию, величиной более двух электронов ( $N_e > 3$ ). Оценочная частота таких событий рас-

сеяния составляет около 400 событий в сутки. Требование к величине сигнала  $N_e > 3$  вытекает из необходимости подняться над шумом спонтанных одиночных электронов, частота которого может достигать 100 Гц (см. рис. 6 для двух вариантов: 10 и 100 Гц). При этом частота случайных двойных совпадений сигналов от одиночных электронов длительностью около 1 мкс будет составлять  $\sim 10$  за сутки, а тройных - уже на 6 порядков меньше, т.е.  $\sim 10^{-5}$ .

Место расположения детектора полностью изолировано и защищено от зоны размещения реактора. Таким образом, реактор не должен оказывать на детектор практически никакого радиационного воздействия (кроме как через нейтрино). Предполагается, что детектор будет дополнительно помещён в пассивную защиту из борированного полиэтилена ( $\sim 1$  м) и железа ( $\sim 10$  см). Это делается для того, чтобы защититься от внешнего радиационного фона, вызванного естественной радиоактивностью бетонных конструкций атомной станции, и нейтронного фона, производимого в бетоне космическими мюонами. Необходимо учесть, что сам реактор и его здание являются хорошей защитой от космических мюонов. В вертикальном направлении толщина защиты составляет около 70 м водного эквивалента (м в.э.), а под углами от вертикали  $\sim 60...70^\circ$  – около 20 м в.э. (GEMMA). Это даёт уменьшение потока мюонов по сравнению с их

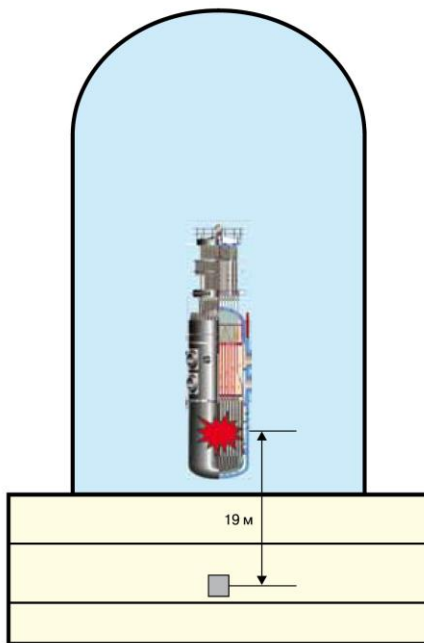


Рис. 5. Планируемое расположение детектора РЭД-100 (серый квадрат) на Калининской атомной электростанции: стрелкой показано расстояние от активной зоны реактора до детектора

потоком на открытой поверхности Земли примерно в 5 раз. Как показывает компьютерное моделирование нейтронного фона, достигающего до детектора, он сравним по величине с гамма-фоном от конструктивных элементов самого детектора. При моделировании последнего учитывалось, что все основные элементы детектора выполнены из материалов с минимально возможным содержанием радиационных загрязнений.

Моделирование показывает, что суммарный фон от гамма-квантов и нейтронов не превосходит величины ожидаемого эффекта (400 событий в день) для рассматриваемого диапазона величин сигналов (см. рис. 6,б) при надлежащем выборе конструкционных материалов и типа фотоумножителей. Дополнительным критерием присутствия процесса когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре будет сравнительный анализ спектров сигналов, полученных во время работы ядерного реактора и во время его остановки.

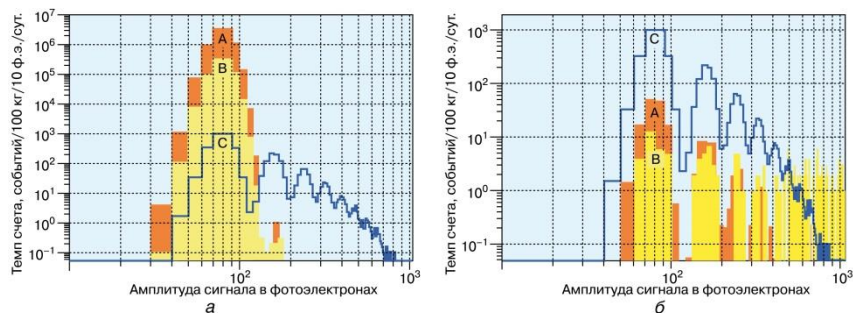
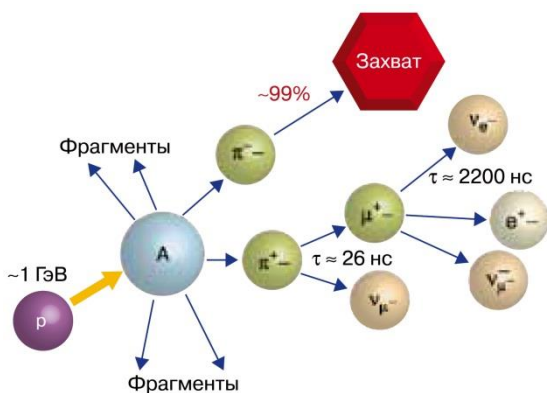


Рис. 6. Ожидаемый спектр сигналов от взаимодействия нейтрино (C) и фоновые сигналы на Калининской АЭС: (а) А и В – шум спонтанных электронов с частотой 100 и 10 Гц соответственно; (б) А – фон, вызванный радиоактивностью элементов детектора, В – фон от нейтронов, образованных космическими лучами

**Эксперимент вблизи SNS.** Средний поток нейтрино от SNS в несколько миллионов раз меньше, чем от ядерного реактора, однако сечение взаимодействия в несколько сотен раз больше вследствие большей энергии нейтрино (растёт как квадрат энергии нейтрино в соответствии с формулой (1)). Также играет большую роль фактор подавления внешнего фона порядка 1000 и более

благодаря импульсной работе ускорителя. В SNS сильноточный протонный пучок с энергией протонов около 1 ГэВ, сталкиваясь с мишенью из жидкой ртути, разбивает атомные ядра мишени на фрагменты и генерирует  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезоны. Последние быстро захватываются атомными ядрами ртути, а  $\pi^+$ -мезоны, останавливаясь, распадаются с испусканием монохроматических нейтрино  $\nu_\mu$  с энергией 30 МэВ и  $\mu$ -мезонов, которые с временем жизни 2,2 мкс распадаются с испусканием  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_e$  нейтрино с энергиями порядка нескольких десятков МэВ (рис. 7). Вклад нейтрино от распадов  $\pi^+$ -мезонов на лету невелик, поэтому размытие линии 30 МэВ  $\nu_\mu$  незначительно. Длительность протонного пучка составляет около 700 нс, частота импульсов 60 Гц, т. е. период повторения равен 16,7 мс. Мюонные нейтрино генерируются непосредственно во время сброса протонов на мишень, а основная часть электронных нейтрино и мюонных антинейтрино – после сброса в течение нескольких микросекунд с постоянной спада интенсивности потока, равной 2,2 мкс. Благодаря этому внешний нейтронный и гамма-фон, не связанный с работой ускорителя, эффективно снижается пропорционально отношению периода между сбросами пучка ко времени наблюдения нейтронного потока. Временная структура нейтронного потока и ожидаемые энергетические спектры нейтрино показаны на рис. 8. Как один из вариантов, детектор

Рис. 7. Схема образования нейтрино в процессе столкновения пучка протонов с мишенью в источнике SNS



предполагается разместить во вырытом в земле колодце глубиной около 20 м на расстоянии примерно 40 м от точки взаимодействия вне основного здания, в котором происходит взаимодействие протонов с мишенью (рис. 9). Этот вариант хорош тем, что поток

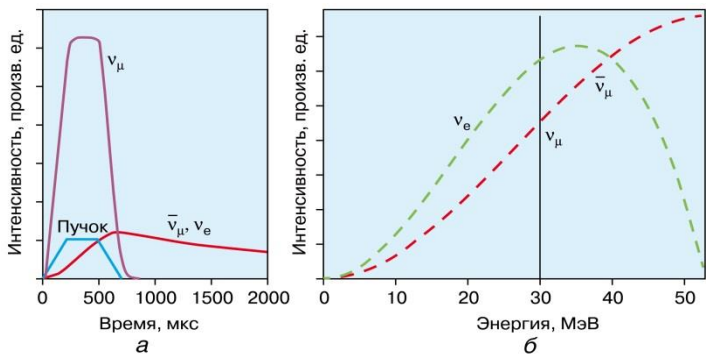


Рис. 8. Временная структура нейтринного потока и ожидаемые энергетические спектры нейтрино

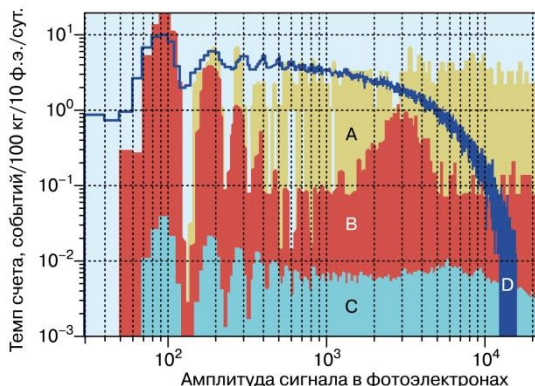


Рис. 9. Предполагаемое место (а) проведения эксперимента на источнике SNS Национальной лаборатории Окриджа; размещение детектора РЭД-100 в специальном колодце (б). Схема ускорительного комплекса взята с сайта ORNL [25, <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS/worksshtml>]

нейтронов от мишени полностью поглощается толщей земли. Остаются только фон от естественной радиоактивности и фон нейтронов, генерируемых в толще земли космическими лучами. Суммарный поток нейтрино всех типов в этом месте расположения детектора составляет  $5 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Полученный при помощи Монте-Карло-моделирования энергетический спектр сигналов в детекторе от взаимодействия нейтрино, образованных в источнике SNS, показан на рис. 10.

Рис. 10. Ожидаемый спектр сигналов от взаимодействия нейтрино (D) и фоновые сигналы вблизи источника нейтрино SNS: A – фон от нейтронов, образованных космическими лучами; B – фон, вызванный радиоактивностью элементов детектора; C – нейтронный фон от SNS



Ожидаемое количество событий для величины сигнала 3 и более ионизационных электронов составляет 1400 в год. Вычисление гамма- и нейтронного фона для SNS является более сложной задачей, однако предварительные модельные оценки показывают, что этот фон не превышает величину эффекта. Доказательством принадлежности полученных событий когерентному рассеянию нейтрино на атомных ядрах среды детектора в случае эксперимента на SNS будет служить наличие временной структуры для массива событий – он должен повторять ожидаемую временную структуру генерируемых нейтринных событий (см. рис. 8,б). Отметим, что для постановки эксперимента по обнаружению эффекта упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре не требуется проведения предварительных исследований ионизационного отклика жидкого благородного газа для ядер отдачи, потому что эта величина уже получена с хорошей степенью точности в процессе

подготовки экспериментов по поиску тёмной материи. Эксперимент может быть проведён с использованием имеющихся технологий уже в ближайшее время.

\* \* \*

Таким образом, учёные стоят на пороге открытия процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре, предсказанного некоторое время тому назад Стандартной моделью электрослабого взаимодействия. На момент предсказания технологии детектирования элементарных частиц и излучений ещё не достигли необходимого уровня. Сейчас они уже достаточно развиты для осуществления эксперимента, нацеленного на открытие данного процесса. Одной из многообещающих технологий является двухфазный метод детектирования частиц, обладающий рекордной чувствительностью и позволяющий регистрировать отдельные ионизационные электроны. С использованием этого метода планируется проведение эксперимента по поиску данного процесса. Рассматриваются 2 места для такого эксперимента: источник SNS (США) и Калининская АЭС (Россия). Приведённые модельные оценки величин эффекта и фоновых условий показывают, что эффект может быть надёжно зарегистрирован. Наряду с фундаментальностью (проверка предсказаний Стандартной модели и возможное указание на «новую физику» в случае несоответствия предсказанного сечения процесса экспериментальным данным) данное открытие в будущем может иметь большое практическое применение для дистанционного мониторинга активной зоны ядерного реактора АЭС. С помощью такого детектора возможно независимое измерение выделяемой тепловой мощности в непрерывном режиме, а в перспективе при увеличении массы детектора до 1 т – контроль за составом топлива в ходе его выгорания по изменению высокоэнергичной части спектра антинейтрино.

*Авторы выражают благодарность Министерству науки и образования Российской Федерации за предоставление гранта Правительства РФ по Постановлению № 220 (договор № 11. G34.31.0049) и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 11\_02\_00668\_a), а также руководству Калининской АЭС и руководству Национальной лаборатории Окриджа за проявленный интерес.*

## Литература

1. Cowan Jr.C.L., Reines F., Harrison F.B. et al., Detection of the Free Neutrino: a Confirmation // Science. – 1956. – V. 124, № 3212. – P. 103.
2. Mikaelyan L.A. Neutrino laboratory in the atomic plant // Proc. Intern. Conf. «Neutrino 77». – Moscow: Nauka. – 1978. – V. 2. – P. 383.
3. Коровкин В.А., Коданев С.А., Яричин и др. Измерение выгорания ядерного топлива по нейтринному излучению // Атомная энергия. – 1984. – Т. 56, вып. 4. – С. 214.
4. Климов Ю.В., Копейкин В.И., Лабзов А.А. и др. Измерение вариаций сечения реакции  $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  в потоке  $\tilde{\nu}_e$  от реактора // Ядерная физика. – 1990. – Т. 51, вып. 2. – С. 401.
5. Bowden N.S., Bernstein A., Allen M. et al. Experimental results from an antineutrino detector for cooperative monitoring of nuclear reactors // Nucl. Instrum. and Meth. – 2007. – A572. – P. 985; E-print: physics/0612152.
6. Bernstein A., Baldwin G., Boyer B. et al. Nuclear Security Applications of Antineutrino Detectors: Current Capabilities and Future Prospects // Science & Global Security. – 2010. – V. 18, № 3. – P. 127–192.
7. Drukier A., Stodolsky L. Principles and applications of a neutral-current detector for neutrino physics and astronomy // Phys. Rev. – 1984. – D 30. – P. 2295.
8. Barbeau P.S., Collar J.I. Large-Mass Ultra-Low Noise Germanium Detectors: Performance and Applications in Neutrino and Astroparticle Physics // JCAP09. – 2007. – P. 009.
9. Starostin A.S., Beda A.G. Germanium detector with an internal amplification for investigating rare processes // Ядерная физика. – 2000. – Т. 63, № 7. – С. 1370.
10. Bolozdynya A. Emission detectors // World Scientific. – 2010. – P. 209.
11. Долгошеин Б.А., Лебедеенко В.Н., Родионов Б.У. Новый метод регистрации следов ионизирующих частиц в конденсированном веществе // Письма в ЖЭТФ. – Т. 11. – С. 513.
12. Yu D. Akimov, Araujo H.M., Barnes E.J. et al. WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III//Phys. Lett. – 2012. – B 709. – P. 14; E-print: arXiv:1110.4769 [astro-ph.CO].
13. Aprile E., Alfonsi M., Arisaka K. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. – 2012. – 109. – 181301; E-print: arXiv:1207.5988 [astro-ph.CO].
14. Akerib D.S., Araujo H.M., Bai X. et al. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. – E-print: arXiv:1310.8214 [astro-ph.CO].

15. Mueller Th. A., Lhuillier D., Fallot M. et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra // *Phys. Rev.* – 2011. – C83. – 054615; E-print: arXiv:1101.2663 [hep-ex].

16. Joshi T. H., Sangiorgio S., Bernstein A. et al. First measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon. – E-print: arXiv:1402.2037 [physics.ins-det].

17. Akimov D.Yu., Alexandrov I.S., Belov V.A. et al. A Two-phase Emission Liquid Xe Detector for Study of Low-Ionization Events at the Research Reactor IRT МЕРФ//*IEEE transactions on Nuclear Science.* – 2014.

18. Edwards B., Araujo H.M., Chepel V. et al. Measurement of single electron emission in two-phase Xe // *Astropart. Phys.* – 2008. – V. 30. – P. 54; E-print: arXiv:0708.0768 [physics.ins-det].

19. Буренков А.А., Акимов Д.Ю., Гришкин Ю.Л. и др. Регистрация одиночного электрона ионизации в электролюминесцентных детекторах на основе ксенона // *Ядерная физика.* – 2009. – Т. 72. – С. 693.

20. Santos E., Edwards B., Chepel V. et al. Single electron emission in two-phase Xe with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering // *ЖНЕР.* - 2011. – 1112. – P. 115.

21. Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А. и др. Измерение одноэлектронных шумов в эмиссионном детекторе на жидком ксеноне // *Приборы и техника эксперимента.* – 2012. – № 4. – С. 6.

22. Hagmann C. A., Bernstein A. Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering//*IEEE transactions on Nuclear Science.* – 2004. – V. 51, № 5. – P. 2151.

23. Sangiorgio S., Bernstein A., Coleman J. et al. R&D for the Observation of Coherent Neutrino-Nucleus Scatter at a Nuclear Reactor with a Dual-Phase Argon Ionization Detector // *Physics Procedia.* – 2012. – V. 37. – P. 126.

24. Akimov D.Yu. et al. Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector // *JINST.* – 2013. – № 8. – P10023; E-print: arXiv:1212.1938.

25. Описание SNS на официальном сайте Национальной лаборатории Окриджа. – Режим доступа: <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS/>, свободный.

# A TWO-PHASE EMISSION LIQUID XE DETECTOR FOR STUDY OF LOW-IONIZATION EVENTS AT THE RESEARCH REACTOR IRT MEPHI

D.Yu. Akimov, I.S. Alexandrov, V.A. Belov, A.I. Bolozdynya, A.A. Burenkov, A.S. Chepurinov, M.V. Danilov, Yu.V. Efremenko, A.V. Etenko, M.B. Gromov, M.A. Gulin, S.V. Ivakhin, V.A. Kaplin, A.K. Karelin, A.V. Khromov, M.A. Kirsanov, S.G. Klimanov, A.S. Kobayakin, A.M. Konovalov, A.G. Kovalenko, T.D. Krakhmalova, A.V. Kuchenkov, A.V. Kumpan, G.A. Lukyanchenko, Yu.A. Melikyan, R.I. Nikolaev, N.N. Nurakhov, D.G. Rudik, I.S. Saldikov, M.D. Skorokhvatov, V.V. Sosnovtsev, V.N. Stekhanov, G.V. Tikhomirov  
*National Nuclear Research University «MEPhI», Russia*

## Abstract

A two-phase emission detector containing 5 kg of liquid Xe is installed at the horizontal experimental channel of the research nuclear reactor IRT MEPHI in order to measure the liquid Xe response to Xe atom recoils with kinetic energies below 1 keV. Preliminary tests have demonstrated the basic characteristics of the detector: an electron lifetime of  $\geq 15 \mu\text{s}$  and single ionization electron signal is  $\sim 10$  photoelectrons. These parameters are sufficient to detect and identify events at a single electron level.

*Index Terms:* emission detector, liquid Xe, ionization yield, electrons, neutrino coherent scattering.

## I. INTRODUCTION

Two-phase emission noble gas detectors [1-3] are being considered as a powerful tool for the search for rare events with low energy depositions. The most successful emission detectors filled with liquid Xe (LXe) have been constructed for the dark matter experiments. Recently these experiments, ZEPLIN, XENON, and LUX [4-6] have shown rapid progress in setting the best limits on sensitivities to WIMPs.

Recently a two-phase emission detector has been proposed as a tool for discovery of a rare process of neutrino elastic coherent scattering off atomic nuclei [7–10]. This process is predicted by the Standard Model of electroweak interaction but has not been observed yet because it requires detection of nuclear recoils with very low kinetic energy (below 1 keV). Beyond the impact on fundamental physics and verification of the Standard Model [11], the observation and study of this process may lead to development of a relatively compact and effective detector for mon-

itoring nuclear reactors [12]. Recently, a new collaboration RED (Russian Emission Detector) has been established in order to develop a massive LXe emission detector for neutrino studies. In this paper, we report on first results of R&D efforts in development of the RED-100 [10] liquid Xe emission detector.

Although two-phase emission detectors are sensitive even to single ionization electron, it is not known yet how many electron-ion pairs can be produced per unit of the deposited energy by an atomic nucleus recoil or by an electron at kinetic energies around and below 1 keV. Available experimental data on ionization yield are limited to the energy range above 4 keV for nuclear recoils (see [13] and references therein). Our goal is to measure the ionization yield of Xe nuclear recoils in the sub-keV range of kinetic energies in a neutron elastic scattering experiment.

## II. EXPERIMENTAL SETUP

### A. Location at IRT MEPhI

An experimental setup for observation and measurement of the response of LXe to the nuclear recoils having keV and sub-keV kinetic energies consists of a two-phase emission detector RED1 installed at a horizontal experimental channel of the research reactor IRT MEPhI. The detector is surrounded with layers of lead and borated polyethylene as shown in Fig.1 [10]. This shielding reduces the external radioactive background by one order of magnitude. The low energy Xe recoils will be produced by elastic scattering of quasi-monochromatic neutron beam. This beam is obtained from the nuclear reactor broad neutron energy spectrum with a neutron filter.

### B. Neutron beam

We plan to use a quasi-monochromatic neutron beam with an average energy of  $24 \pm 1.5$  keV FWHM, which is formed from a broad reactor neutron spectrum with Al-Fe filter consisting of 30 cm long iron rod made of construction-grade steel and 70 cm long aluminum rod made of 99.99% aluminum (Fig. 1). The filter is installed into the 10 cm diameter horizontal channel passing through the concrete shield of the reactor. The  $^{56}\text{Fe}$  isotope has a deep resonance minimum in the total neutron cross-section at 24 keV, and the  $^{27}\text{Al}$  isotope effectively absorbs and scatters the higher energy neutrons that pass through the iron.

The 24 keV neutrons elastically scattered off Xe nuclei producing nuclear recoils with kinetic energies from 0 to  $\sim 0.7$  keV. Filters based on different materials can be used to form quasi-monochromatic neutron beams with a variety of different energies [14]. In the future, we plan to use a Si filter to produce neutrons with energies 54 and 145 keV. The correspondent maximum energies of Xe recoils for neutrons with these energies are 1.5 and 4.5 keV. Thus, with the Si filter we will have the possibility to cross-check our data with the existing data in the keV energy range of nuclear recoils.

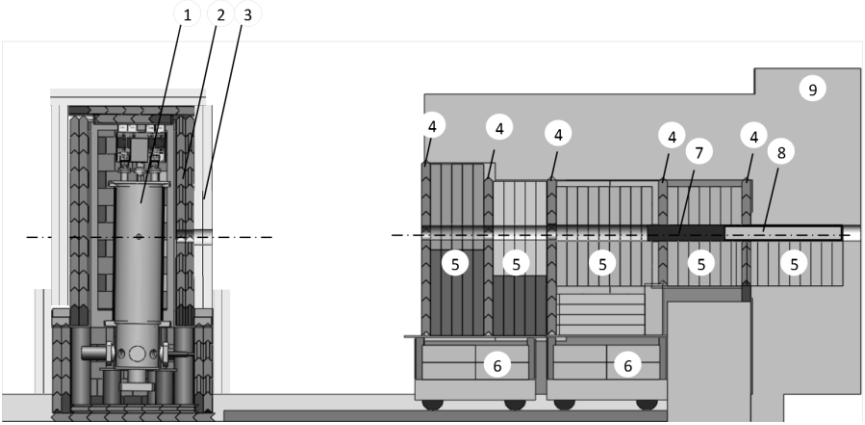


Fig. 1. Schematic drawing of the experimental setup at the horizontal experimental channel of the research reactor IRT MEPhI: 1 – two-phase emission detector RED1; 2, 3 – lead and borated polyethylene detector shield (10 cm each); 4, 5– lead layers and polyethylene slabs of the filter shield (5-cm each); 6 – paraffin blocks; 7, 8 – neutron filter: Fe (30 cm) and Al (70 cm); 9 – concrete shield

A passive shield of the filter is made of 32 layers of 5 cm thick polyethylene sheets interleaved with 1 mm thick cadmium foils and 5 layers of 5 cm thick lead breaks (Fig. 1). All filters were optimized with MCNP 4C code [15].

### C. Detector RED1

In the two-phase emission detection technique [3] there are two signals produced by a particle interacting within the active volume of the noble liquid. The 1-st signal is primary scintillation (SC). The 2-nd signal is ionization signal measured by means of electroluminescence

(EL) in the gas phase of the detector above the surface of liquid phase. The charge is extracted from the liquid to the gas phase by application of an electric field. The time difference between the two signals is defined by the electron drift velocity and the distance between the point of interaction and the LXe surface.

The emission detector RED1 was originally developed as a prototype of the ZEPLIN-III dark matter detector [16]. Seven 1''-diameter PMTs are immersed into LXe and separated from a sensitive region (target) with a wired cathode, as shown in Fig. 2 [10]. An electrode structure includes a cathode, an intermediate field-shaping ring, and a flat aluminum-coated stainless steel anode. A screening grid located in the vicinity of the PMT photocathodes protects them from the applied electron drift field. The grid is biased at the same voltage as photocathodes. The thickness of the active LXe layer is 22 mm. Field-shaping rings have inner diameter of 105 mm. The electroluminescence-generating gas gap of 5 mm depth is formed between the surface of liquid and the anode.

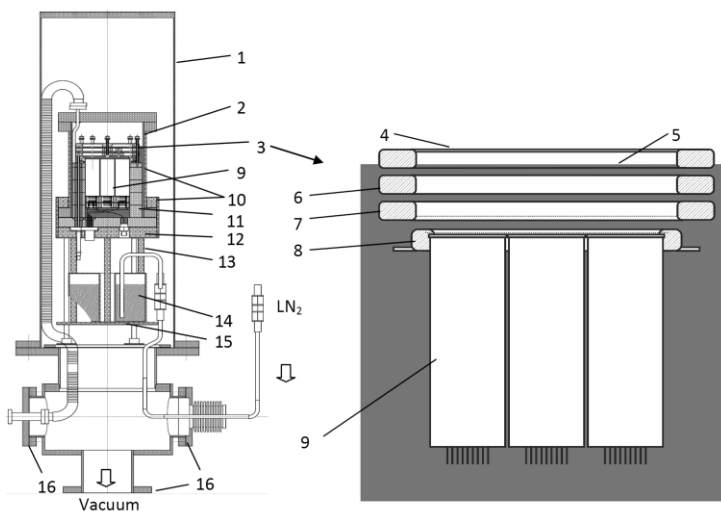


Fig.2. The RED1 emission detector: 1 – warm vessel; 2 – cold vessel; 3 – electrode system; 4 – anode; 5 – LXe surface; 6 – field shaping ring; 7 – wired cathode (0.1 mm diam., 1 mm pitch); 8 – wired grid (0.1 mm diam., 1 mm pitch); 9 – PMTs; 10 – copper jacket; 11 – stainless steel LXe displacers; 12 – copper base plate; 13 – thermo conducting copper fingers; 14 – container filled with liquid nitrogen; 15 – copper base plate; 16 – vacuum ports

The maximum voltage drop between the anode and the cathode that can be applied is 15 kV. The voltage is supplied to the electrode system via Ceramaseal feedthroughs. The amount of LXe in the target is 0.6 kg while the total amount of LXe contained in the detector is 5 kg.

The 175 nm wavelength Xe scintillation and electro-luminescence photon emission is measured with FEU-181 photomultipliers equipped with  $\text{MgF}_2$  windows and multi-alkali photo cathodes having 15% quantum efficiency at 200 nm wavelength. According to our previous measurements, no temperature dependence of the quantum efficiency in the range between room temperature and  $-120^\circ\text{C}$  has been observed within 5% experimental accuracy. All seven PMTs are biased with the common voltage divider installed outside the detector.

#### *D. Gas handling system*

A gas handling system of the detector includes: standard metal-sealed bellow valves, VCR-standard fittings, stainless-steel gas pipes and bellow hoses, pressure and vacuum gauges, residual gas analyzer (RGA), stainless-steel high pressure storage cylinders, turbo-molecular and magneto-discharge vacuum pumps, circulation pump and a MonoTorr Phase II rare gas purifier by SAES production.

#### *E. $^{83\text{m}}\text{Kr}$ calibration system*

Obtaining of detector response with a radioactive source uniformly distributed over the detector volume is a necessary step in elaborating of a 3D reconstruction procedure. For this purpose we use an isomeric  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  radioactive gaseous isotope [17]. This isotope decays with  $T_{1/2}=1.83$  h via internal conversion (IC) with energy release of 32.1 keV to the first  $^{83}\text{Kr}$  excited state (9.4 eV), which then decays via IC (95%) or emission of  $\gamma$  (5%) to the ground state with  $T_{1/2}=154$  ns. The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  is constantly produced from a decay  $^{83}\text{Rb}$  ( $T_{1/2}=86.2$  d). The  $^{83}\text{Rb}$  was produced at the Institute of Nuclear Researches RAS for the “Troitsk nu-mass” experiment [18]. The isotope is deposited on a stainless-steel foil and encapsulated in a stainless-steel container ( $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -generator) incorporated in the gas system.

The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  is delivered into the RED1 active volume by a flow of Xe gas. For this purpose part of the Xe is taken from the input of the RED1 chamber to a bellow hose bent in a U-shape and cooled down by liquid nitrogen. After warming up the hose the Xe comes to the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -generator container which is heated to  $\sim 100^\circ\text{C}$  for several hours beforehand in order to release the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  from Rb. Then the Xe gas is con-

densed back to the RED1 chamber through a Millipore Waferpure Micro gas purifier. In order to ensure the same level of LXe in the RED1 chamber as before injection of  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  into the detector the process of condensation is stopped when the residual pressure in the system (including the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -generator) is equal to the initial one.

In the detector, the decay of  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  produces two fast sequential scintillation signals that correspond to the energies 32.1 and 9.4 keV and one slow EL signal corresponded to the total deposited energy 41.5 keV.

#### *F. Electron lifetime monitoring*

A lifetime of free electrons drifting in a liquid noble gas medium before their capture by electronegative impurities is a major operation characteristic of a noble liquid detector. We use several independent methods to measure it.

The gas system is equipped with a custom made electron-lifetime monitor (ELM) shown in Fig.3 to measure the gas quality before filling the detector. The ELM is a two-phase ionization chamber. An  $^{241}\text{Am}$  alpha particle source is placed in the center of the cathode located above the surface of the liquid. The high-voltage anode is immersed into the liquid. The ionization electrons are produced in the gas above the liquid by alpha particles. The electrons drifting to the anode easily penetrate through the gas-liquid interface since the ground state of excess electrons in the liquid Xe is negative (pp. 24-26 of [2]).

A bath of melting solid ethyl alcohol is used for thermo stabilization of the ELM at 2.5 bar Xe vapor pressure for several hours. The position of the LXe surface is controlled visually through a quartz window (Fig. 3).

At the operation pressure, the alpha particles are completely stopped within the gas region. Since the electron-ion recombination rate in alpha particle tracks in the gas is significantly lower than that in the liquid, this method of generating drifting electrons provides much higher electron yield than that in any liquid ionization chambers [19]. The induced signals are measured with a standard charge sensitive amplifier (CSA). The lifetime of drifting electrons can be calculated from the obtained waveforms recorded with a digital scope LeCroy LT344 taking into account the CSA time constant and the fact that the induced current decreases exponentially with the drift time due to the electron capture by electronegative impurities. To increase the accuracy of the measurement ~1000 of waveforms are averaged.

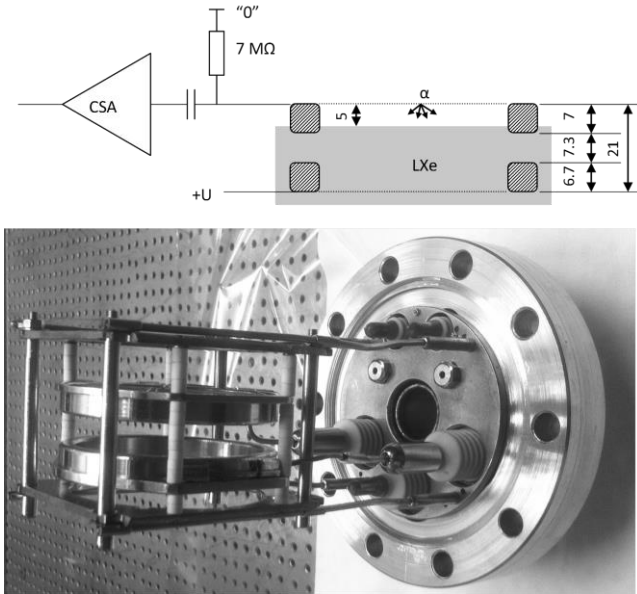


Fig. 3. A schematic drawing of the two-phase electron lifetime monitor ELM (top) and a picture of the electrode system mounted on 4-1/2" ConFlat flange with the optical window for visual control of the liquid level in the center (bottom). Dimensions are shown in mm

The next three methods are used to measure the electron lifetime in liquid Xe in the detector RED1 directly. In the 1<sup>st</sup> one, the detector RED1 is filled in such a way that the LXe surface is above the anode (4 in Fig. 2). Ionization electrons in the liquid Xe are generated by a radioactive background, cosmic rays and an additional gamma-source installed outside the detector. Ionization signals are measured with CSA connected to the anode and recorded with the LeCroy LT344 scope triggered by scintillation. The waveform averaged over several thousands of events is associated with ionization practically uniformly distributed over the LXe volume. Mathematically this is equivalent to a consideration of collection of a uniform charge created in "one collective event". The electron lifetime is obtained from fitting this waveform with a mathematical function which takes into account: decrease of the charge between electrodes due to its collection on the anode, an electron capture

by electronegative impurities, and a leakage of the collected charge in CSA. In this function a lifetime is introduced as a free parameter.

Typical waveforms measured by CSA with the ELM and with the RED1 are given in Fig. 4. The waveforms obtained from the ELM are shown on the top on left, and from the RED1, on the top on right. The waveforms of the current shown on bottom are obtained by differentiation (with smoothing) of the correspondent waveforms recorded from CSA. The time point 2 at the ELM waveform corresponds to entrance of the charge into the liquid. At this point, the current decreases because at a given electric field the electron drift velocity in the liquid is less than that in the gas. At infinite electron lifetime and infinite decay time of CSA the part of the current waveform between the time points 2 and 3 for the ELM would be flat, and the part between 1 and 3 for the RED1 would a linear function.

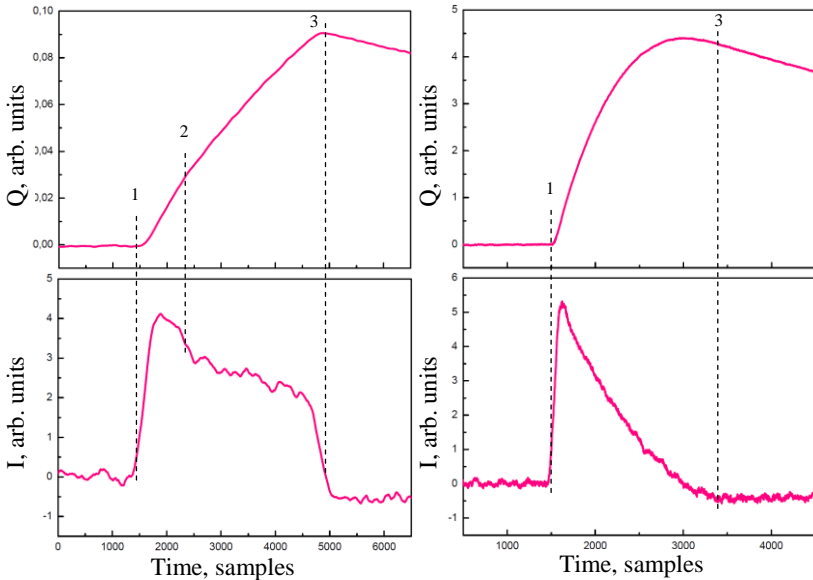


Fig. 4. Examples of waveforms of the induced charge measured with the ELM at 0.084 kV/cm (top on left) and with the RED1 at 0.37 kV/cm (top on right) and corresponding current pulses (bottom row); 1 – electron drift begins; 2 – electrons pass through the liquid interface; 3 – electrons come to the anode. Time scales are 5 ns/sample (left column) and 10 ns/sample (right column)

In the 2<sup>nd</sup> and 3<sup>rd</sup> methods, the lifetime is measured during normal detector operation, i.e. when the surface of LXe is below the anode, and the electric field strength is sufficient to provide electron emission. In the 2<sup>nd</sup> method, the lifetime is obtained from the analysis Z-distribution of EL signals from the internal <sup>83m</sup>Kr and the external <sup>137</sup>Cs. The events from <sup>83m</sup>Kr were selected by appearance of two scintillation signals within time interval of several hundred nanoseconds, and the events from <sup>137</sup>Cs, by a photo peak in scintillation, correspondent to 662 keV. In the 3<sup>rd</sup> method, the lifetime is obtained from the analysis of the slope of long muon EL signals.

### *G. Electronics and trigger*

An analog circuit of each PMT channel consists of a preamplifier, several amplifiers and two digitizers for high and low sensitivity. The signals from the PMTs are pre-amplified with a selectable gain (0.5 or 5) 8-channel unit designed by LUX [20]. The preamplifiers are mounted on the detector cryostat. In each channel the signal is additionally amplified with a gain of  $\sim 5$  in a custom made CAMAC unit. Then the signal is split in a three ways between CAEN V1720 VME 250 MS/s 8-channel ADC (low sensitivity), an amplification cascade with a gain of  $\sim 25$  situated in the same CAMAC unit, and an 8-channel Phillips Scientific 772 amplifier. The signal from the Phillips Scientific 772 with a gain of 10 is sent to Struck SIS3350 VME 500 MS/s 8-channel ADC (high sensitivity). The signal from the amplifier with a gain  $\sim 25$  is sent to a fast discriminator. The discriminator is tuned (in each channel, individually) to trigger on single photoelectron (SPE) signal. The signals from the outputs of all seven discriminators are summed with OR logical unit. The resulting signal is used to form a digital trigger at a level of single ionization electron (SE trigger mode). It is produced when a sequence of 2 or more discriminator pulses appears having an interval between individual pulses no more than 350 ns. The total duration of the sequence must be within 1200 ns. The signals from the parallel outputs of the Phillips Scientific 772 amplifier are summed linearly and shaped with a time constant of 0.5  $\mu$ s. This signal is sent to several discriminators with thresholds from several SE to hundreds of keV. The signals from discriminators are used to block the SE trigger when the large SC or EL signal appeared before the SE pulse to prevent triggering on tails of such signals. The blocking time interval varies from 20 to 1000  $\mu$ s depending

on the pulse height. Also the signal from the discriminator with the lowest threshold is used to form a trigger for measurements with radioactive sources and gamma background. There is also a separate trigger for the long ( $>5 \mu\text{s}$ ) muon events.

#### H. Measurement of Xe response to nuclear recoils

Measurement of the ionization yield can be performed by comparison of the experimental EL spectrum for the low-energy nuclear recoils with the Monte Carlo simulations taking into account all RED1 detector characteristics with the ionization yield as a free parameter.

Scintillation is very weak for sub-keV nuclear recoils in LXe and therefore not every event generates a photoelectron from scintillation. Nevertheless, the intensity of scintillation signals can be measured if the data taking system of the RED1 detector is triggered by electroluminescence signals (EL) and the waveforms of events containing  $N_e \geq 2$  ( $N_{SPE} \geq 20$ ) are digitally summed (see Fig. 5). The resulting waveform consists of the sum of EL signals, the sum of randomly distributed single photoelectron noise signals and the sum of single photoelectron scintillation (SC) signals located in the very-well defined time range in front of the EL. This time range is equal to the maximum electron drift time over the LXe layer, which is about  $10 \mu\text{s}$ . Taking difference between the count

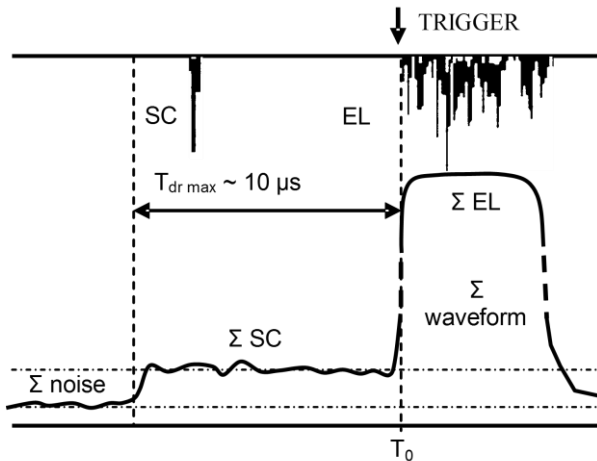


Fig. 5. Illustration of the method to measure the very small scintillation (see text) for infinite lifetime and uniform scintillation light collection

rate of photoelectrons measured inside the drift range and the count rate of photoelectrons measured outside of this range, the scintillation yield associated with nuclei recoils can be determined. The random single photoelectrons outside the drift range are mostly associated with PMT noise signals and weak scintillation signals occurring outside the sensitive volume of the detector. This method has been proven in the ZEPLIN-III nuclear recoil data analysis for the energies  $> 2$  keV, and the results found are in good agreement with those obtained by other methods [13].

### III. DETECTOR PERFORMANCE

#### A. *Electron lifetime measurements*

We have employed all methods described above for the electron lifetime measurements.

Although in previous R&D studies related to ZEPLIN-III we had sufficient life time in the same detector (called now RED1) of  $\sim 15\text{--}20$   $\mu\text{s}$  at the electric field of 3.7 kV/cm, after reassembling it at the reactor site we have started with the very low values of few microseconds. This stimulated us to carry out a detail study of electron lifetime dependence verses electric field. The results obtained with ELM and RED1 are presented in Fig. 6. Every time during filling the detectors the Xe gas was passed through the MonoTorr purifier. The results shown by open squares correspond to the first measurement with ELM. Then we completed three cycles of Xe condensation to RED1 with subsequent recuperation of the LXe back to the cooled storage cylinder and then finally filled RED1. The obtained data (filled squares) are in good agreement with the ELM ones. Then, we repeated the measurements with ELM and found that the electron lifetime has been improved in comparison to the first run (Fig.6, open circles). The data obtained after that in the RED1 chamber are shown by filled circles. After several months, we repeated the measurements with RED1 and found further improvement of the lifetime. The data are presented by filled diamonds (after cycling three times) and filled triangles (after cycling four times). Finally, in the next experimental run (stars), after cycling three times we again achieved  $\sim 20$   $\mu\text{s}$  at the electric field of 3.7 kV/cm. It is interesting to note that improvement of the electron lifetime goes much faster at the fields lower than 1 kV/cm, then at the higher fields. Sensitivity of CSA method was not enough to measure the long electron lifetimes at these values of field

for the last three runs: the part between points 1 and 3 of the waveform of current transformed to a straight line. The corresponding data are presented only by lower limits in Fig. 6.

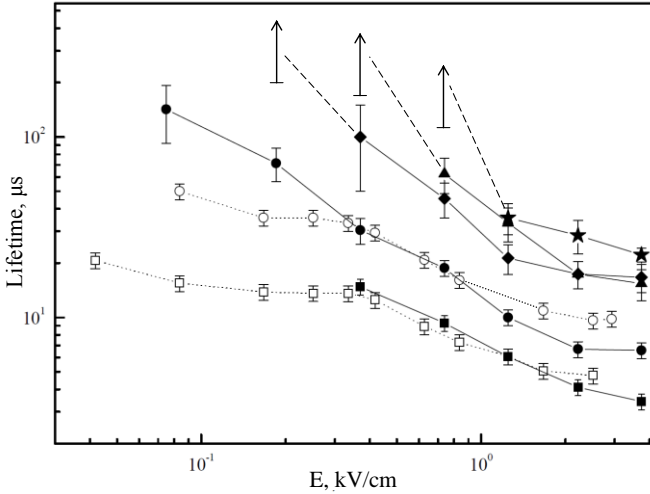


Fig. 6. Electron lifetime measured with CSA versus electric field; open and filled symbols corresponds to ELM and RED1 data, correspondently. Data points are connected by lines to highlight the series of measurements. From bottom to top, the data corresponds to successive in time series of measurements

Electron lifetime behavior may be explained if there are several species of electronegative impurities in Xe with various dependence of the electron attachment rate constant versus electric field [21]. The MonoTorr getter may have different purification efficiencies for these impurities. The difficulty to achieve the large electron lifetime at the high electric field values can be attributed in our case to a nitrous oxide impurity which may be synthesized from residual  $N_2$  and  $O_2$  in a hot getter (pp. 61-63 of [2], [22]). According to [21], the electron attachment rate constant for  $N_2O$  grows up with field in the interval from  $10^{-1}$  to  $\sim 10$  kV/cm.

During the last run we also monitored a lifetime with other methods described above. The results are shown in Fig. 7. The measurements with  $^{137}Cs$  and  $^{83m}Kr$  are consistent to each other and both are consistent with the CSA measurement (one point at 0 h). However, the values of the

lifetime obtained from the analysis of muon waveform are systematically lower than the  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ , and CSA data. We will work on a muon data analysis algorithm to reduce this discrepancy in future. It is seen from all data that the purity is degrading with time, but there is a sufficient period of time ( $\sim 70\text{h}$ ) available for data taking, when the electron lifetime is higher than  $\sim 15\ \mu\text{s}$ .

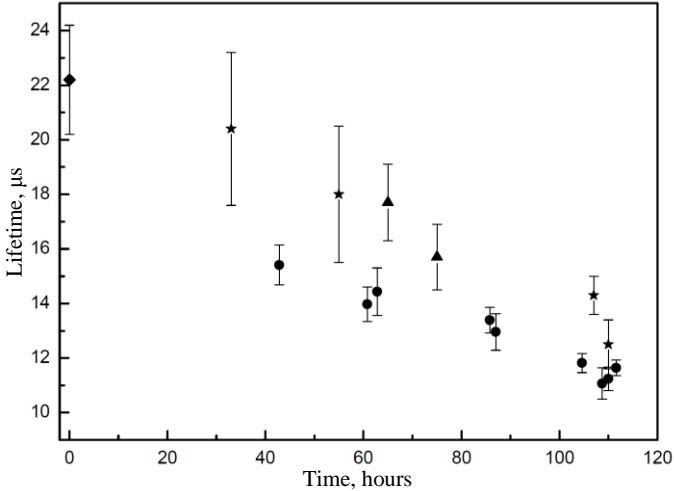


Fig. 7. Electron lifetime measured with muons (circles),  $^{137}\text{Cs}$  (stars), and  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  (triangles), and CSA (diamond)

### B. Single electron signals

A single electron signal is the one of basic characteristics of a two-phase emission detector [9, 23–26].

In two-phase Xe detectors, there is a specific noise of spontaneous single electron emission. As suggested in [9, 25] this noise is attributed to a spontaneous thermal emission of ionization electrons accumulated under the liquid-gas interface. This electron emission is a source of a high background rate that may interfere with observations of low ionization signals [9, 10].

A typical waveform of a single electron signal acquired from the PMT array of the RED1 detector with the SE trigger mode is shown in Fig.8a. This signal is a sequence (a cluster) of single photoelectron

pulses distributed uniformly within a time interval of about  $1 \mu\text{s}$ . The duration of the sequence corresponds to the drift time of electrons through the gas gap between the surface of the liquid and the anode. The EL signal is made from a number of SE signals (see example of waveform for  $\sim 30 \text{ keV}$  gamma ray in Fig. 8b).

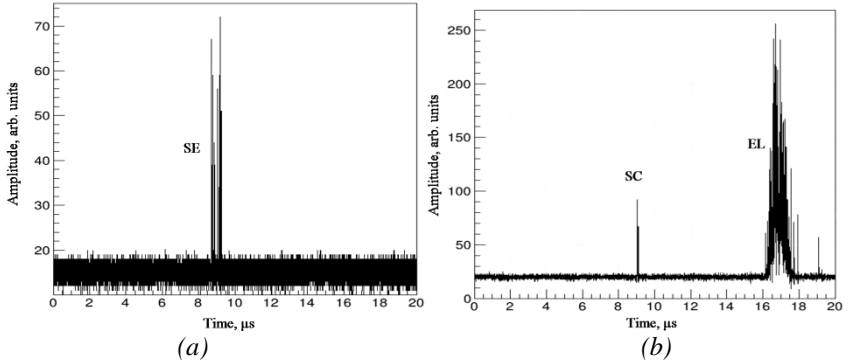


Fig. 8. Waveforms associated with single electron (a) and  $\sim 30 \text{ keV}$  gamma ray (b) signals recorded in the RED1 detector

The value of the SE signal is obtained by integration of the SE cluster. The distribution of single electron signals expressed in single photoelectrons (SPE) is shown in Fig. 9. The peak corresponds to  $\sim 10$  photoelectrons at the operation voltages (Fig. 9). This characteristic demonstrates the sensitivity of the RED1 detector to the extremely low ionization. With this average for SE number of photoelectrons distributed among several PMTs of the array it is possible to reconstruct the coordinates of the SE events in the horizontal (XY) plane. The XY distribution of spontaneous SE events inside the central part of the sensitive area of  $40 \text{ mm}$  radius obtained with the algorithm described in [27] is shown in Fig. 10. This distribution is symmetrical and quite uniform over the XY plane in the central part of the detector and has smaller density in the periphery. This is qualitatively consistent with the origin of spontaneous thermal emission of free electrons accumulated under the surface of LXe proposed in [9, 25]. Not all electrons produced as a result of particle interactions are emitted from liquid Xe, because the probability to pass throughout liquid-gas interface is less than 100%. Such electrons are accumulated at this interface and slowly drift to the ring

part of the anode immersed in the liquid (see Fig. 2). In comparison to the electrons produced in the central part of the detector the electrons, which arrive to the surface at the large radii, have a higher probability to reach the anode ring without emission to the gas phase.

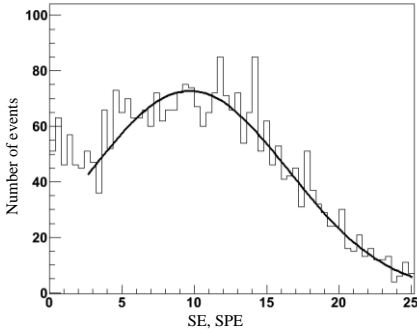


Fig. 9. Distribution of single electron signals expressed in single photoelectrons (SPE); Gaussian fit is shown by curve

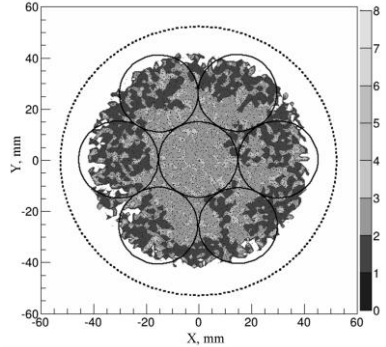


Fig. 10. Reconstructed X and Y coordinate of spontaneous SE events. The array of PMTs is shown by round contours. The boundary of the detector active volume is shown by dash contour

#### IV. CONCLUSION

It is shown that the RED1 detector is capable to detect and identify single electron events. The achieved electron lifetime of  $\geq 15 \mu\text{s}$  is sufficient for the measurements of the LXe response at the low energies.

We assembled the experimental setup with the Fe-Al filter to form a quasi-monochromatic neutron beam with  $24 \pm 1.5$  (FWHM) keV energy from a reactor broad spectrum. This setup will allow us to measure an ionisation yield of low energy nuclear recoils resulting from the elastic scattering of neutrons off atomic Xe nuclei in LXe.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We gratefully acknowledge the logistical and technical support provided by the research reactor IRT MEPhI staff, in particularly, Chief Engineer Alexander Portnov. We like to specially thank Ben Rybolt for careful reading of the manuscript and many useful comments.

## REFERENCE

1. B.A. Dolgoshein, V.N. Lebedenko, and B.U. Rodionov, "New method of registration of tracks of ionizing particles in condensed matter," *JETP Lett.* vol. 11, no. 11, pp. 351-353, June 1970.
2. A. Bolozdynya, "Emission detectors," Singapore: World Scientific, 2010, 209p.
3. A. Bolozdynya, V. Egorov, B. Rodionov, and V. Miroshnichenko, "Emission detectors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 42, no. 4, pp. 565-569, Aug. 1995.
4. D.Yu. Akimov et al., "WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III". *Phys. Lett. B*, vol 709, no. 1-2, pp. 14-20, Mar. 2012.
5. E. Aprile et al., "Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross sections from 225 live days of XENON100 data". *Phys. Rev. Lett.*, vol 111, no. 2, 021301, July 2013.
6. D.S. Akerib et al., (2013, Oct. 30) "First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility", arXiv[Online]. Available: <http://arxiv.org/pdf/1310.8214.pdf>
7. C. Haggmann, A. Bernstein, "Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 51, no. 5, pp. 2151-2155, Oct. 2004.
8. D.Akimov, A. Bondar, A. Burenkov, and A. Buzulutskov. (2009, June 10) "Detection of reactor antineutrino coherent scattering off nuclei with a two-phase noble gas detector". *JINST* [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/1748-0221/4/06/P06010>
9. E. Santos, B. Edwards, V. Chepel et al. (2011, Dec. 30), "Single electron emission in two-phase Xe with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering". *JHEP* [Online]. Available: <http://link.springer.com/article/10.1007%2FJHEP12%282011%29115>
10. D.Yu.Akimov et al. (RED collaboration). (2013, Oct. 22) Perspectives to measure neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase emission detector, *JINST* [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/1748-0221/8/10/P10023>
11. D. Z. Freedman. (1974, Mar. 1) "Coherent Neutrino Nucleus Scattering As A Probe Of The Weak Neutral Current", *Phys. Rev. D* [Online], vol. 9, pp. 1389-1392. Available: [http://prd.aps.org/abstract/PRD/v9/i5/p1389\\_1](http://prd.aps.org/abstract/PRD/v9/i5/p1389_1)
12. L.A. Mikaelyan, "Neutrino laboratory in the Atomic Plant", presented at Int. Conf. "Neutrino-77", vol.2, pp. 383-387, Moscow, 1978.

13. M. Horn et al, “Nuclear recoil scintillation and ionization yields in liquid Xe from ZEPLIN-III data”. *Phys. Lett. B*, vol. 705, no.5, pp. 471–476, Nov. 2011. Available:

<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311012822>

14. O.O. Gritzay, V.V. Koloty, O.I. Kaltchenko. “Neutron Filters at Kyiv Research Reactor”, Preprint KINR, vol. 1, no. 6, 2001.

15. J.F. Briesmeiste. (2000, Dec.) “MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 4C”, Los Alamos National Laboratory.

Available: <http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?00818065.pdf>

16. D.Yu. Akimov et al, “The ZEPLIN-III dark matter detector: instrument design, manufacture and commissioning”, *Astropart. Phys.*, vol. 27, no. 1, pp. 46-60, Feb. 2007.

17. L. W. Kastens, S. B. Cahn, A. Manzur, and D. N. McKinsey. (2009, Oct. 30) “Calibration of a Liquid Xe Detector with  $^{83m}\text{Kr}$ ”, *Phys. Rev. C* [Online], vol. 80(4).

Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.045809>

18. A. I. Belesev et al, “Investigation of space-charge effects in gaseous tritium as a source of distortions of the beta spectrum observed in the Troitsk neutrino-mass experiment”. *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 71, no. 3, pp. 427-436, 2008.

19. A.S. Barabash, O.V. Kazachenko, A.A. Golubev, B. Ovchinnikov et al, “The system for deep Ar purification and device for electronegative admixtures measurements in noble gases and hydrocarbons”, *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 6, pp. 189-192, 1978.

20. D. S. Akerib et al, “The Large Underground Xe (LUX) Experiment”. *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. 704, pp. 111-126, Mar. 2013.

21. G. Bakale, U. Sowada, W.F. Schmidt, “Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and Xe”. *J. Phys. Chem.*, vol. 80, no. 23, pp. 2556-2559, Nov. 1976.

22. H. Zaklad et al., “A purification system for the removal of electronegative impurities from noble gaases for noble liquid nuclear particle detectors”, Preprint UCRL-20690, Lawrence Radiation Laboratory of University of California, Berkley.

23. B. Edwards et al., (2008, July 3) “Measurement of single electron emission in two-phase Xe”, *Astropart. Phys*[Online], vol. 30(2), pp. 54–57.

Available:

<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650508000789#>

24. A.A. Burenkov et al., “Detection of a single electron in Xe-based electroluminescent detectors”. *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 72, no. 4, pp. 693–701, 2009.

25. D.Yu. Akimov et al., “Measurement of Single-Electron Noise in a Liquid Xe Emission Detector”. *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 55, no. 4, pp. 423–428, 2012.
26. E. Aprile, M. Alfonsi, K. Arisaka et al. (2013, Nov. 5) “Observation and applications of single-electron charge signals in the XE100 experiment”, arXiv[Online]. Available: <http://arxiv.org/pdf/1311.1088.pdf>
27. V.N. Solovov et al., “Position Reconstruction in a Dual Phase Xe Scintillation Detector”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 6, pp. 3286–3293, Dec. 2012.

# EXPERIMENTAL STUDY OF IONIZATION YIELD OF LIQUID XENON FOR ELECTRON RECOILS IN THE ENERGY RANGE $2.8 \div 80$ keV

D.Yu. Akimov<sup>1,2,1</sup>, V.V. Afanasyev<sup>2</sup>, I.S. Alexandrov<sup>1,2</sup>, V.A. Belov<sup>1,2</sup>,  
A.I. Bolozdynya<sup>2</sup>, A.A. Burenkov<sup>1,2</sup>, Yu.V. Efremenko<sup>3,2</sup>, D.A. Egorov<sup>2</sup>,  
A.V. Etenko<sup>4,2</sup>, M.A. Gulin<sup>2</sup>, S.V. Ivakhin<sup>2</sup>, V.A. Kaplin<sup>2</sup>, A.K. Karelin<sup>1,2</sup>,  
A.V. Khromov<sup>2</sup>, M.A. Kirsanov<sup>2</sup>, S.G. Klimanov<sup>2</sup>, A.S. Kobayakin<sup>1,2</sup>,  
A.M. Kononov<sup>1,2</sup>, A.G. Kovalenko<sup>1,2</sup>, A.V. Kuchenkov<sup>1,2</sup>, A.V. Kumpan<sup>2</sup>,  
Yu.A. Melikyan<sup>2</sup>, R.I. Nikolaev<sup>2</sup>, D.G. Rudik<sup>1,2</sup>, V.V. Sosnovtsev<sup>2</sup>,  
V.N. Stekhanov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*SSC RF Institute for Theoretical and Experimental Physics of National Research Center «Kurchatov Institute», Russia*

<sup>2</sup>*National Research Nuclear University «MEPhI», Russia*

<sup>3</sup>*University of Tennessee, USA*

<sup>4</sup>*National Research Centre «Kurchatov Institute», Russia*

*E-mail: [akimov\\_d@itep.ru](mailto:akimov_d@itep.ru)*

## Abstract

We present the results of the first experimental study of ionization yield of electron recoils with energies below 100 keV produced in liquid xenon by the isotopes: <sup>37</sup>Ar, <sup>83m</sup>Kr, <sup>241</sup>Am, <sup>129</sup>Xe, <sup>131</sup>Xe. It is confirmed by a direct measurement with <sup>37</sup>Ar isotope (2.82 keV) that the ionization yield is growing up with the energy decrease in the energy range below  $\sim 10$  keV accordingly to the NEST predictions. Decay time of scintillation at 2.82 keV is measured to be  $\tau = 25 \pm 3$  ns at the electric field of 3.75 kV/cm.

*Index Terms:* Noble liquid detectors (scintillation, ionization, double-phase), Dark Matter detectors (WIMPs, axions, etc.), Neutrino detectors, Very low-energy charged particle detectors.

## 1. Introduction

The two-phase (liquid/gas) emission detector was invented about forty years ago [1], [2]. Through a long history of development it has become a powerful instrument for the experiments searching for rare processes. Recent rapid progress in the dark matter search experiments (ZEPLIN, XENON, and LUX [3], [4], [5]) was made with this type of detector. This was possible because of the unique performances of the

---

1 Corresponding author.

two-phase detection technique. These performances include: superior sensitivity to low energy ionization, particle identification, 3D position reconstruction capability, and “wall-less” design benefiting from self-shielding.

Recently a two-phase emission detector has been proposed as a tool for discovery of a rare process of coherent neutrino-nucleus elastic scattering (CNNS) [6], [7], [8], [9]. This process is predicted by the Standard Model of electroweak interaction. However, it has not been observed yet, because a detector must be sensitive to the very low energy depositions from nuclear recoils.

Unfortunately, the detection properties of liquid noble gases which are used as targets for rare interactions are not well studied in the low-keV and sub-keV regions. The ionization yield for the low-energy nuclear recoils has been measured by the research groups who develop dark matter detectors. However, so far there were no direct experimental measurements of the ionization yield of liquid xenon (LXe) for electron recoils at the energies below 122 keV. An average energy to produce electron ion pair ( $W_i$  value) that is equal to an inverse value of the ionization yield at the infinite electric field was measured in [10], [11] for 0.55 and 0.976-MeV  $^{207}\text{Bi}$  conversion electrons and in [12] for 122-keV gammas. The study of ionization yield of an argon filled two-phase detector in the low- and sub- keV region with  $^{37}\text{Ar}$  (0.27 and 2.82 keV) and  $^{56}\text{Fe}$  (5.9 keV) isotopes was recently reported in [13].

Here we report on first experimental study with a two-phase emission detector of ionization yield of electron recoils with energies below 100 keV produced in liquid xenon by the isotopes:  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ .

## 2. Detector

The emission detector used in this study was originally designed as a prototype of the ZEPLIN-III dark matter detector [14]. The active volume is a disk of 22 mm thickness and 105 mm diameter which contains 0.6 kg of liquid xenon with the total amount of LXe contained in the detector of  $\sim 5$  kg. Seven 1”-diameter PMTs are immersed into LXe and view active volume from the bottom as shown in figure 1 [9]. An electrode structure includes a wired cathode, an intermediate field-shaping ring, and a flat aluminium-coated stainless steel anode. Part of our

measurements (see below) was done with an  $^{241}\text{Am}$  source situated on the anode as shown in figure 1. There is a screening grid located in the vicinity of the PMT photocathodes to protect them from the applied electron drift field. The grid is biased at the same voltage as photocathodes. The gas gap where electroluminescence is generated is formed between the surface of liquid and the anode and has thickness of 5 mm. The nominal voltage between the anode and the cathode is 11.85 kV that corresponds to drift field 3.75 kV/cm in liquid and a maximal drift time of 9  $\mu\text{s}$ . Maximal applied voltage is 15 kV. The voltage is supplied to the electrode system via Ceramaseal feedthroughs.

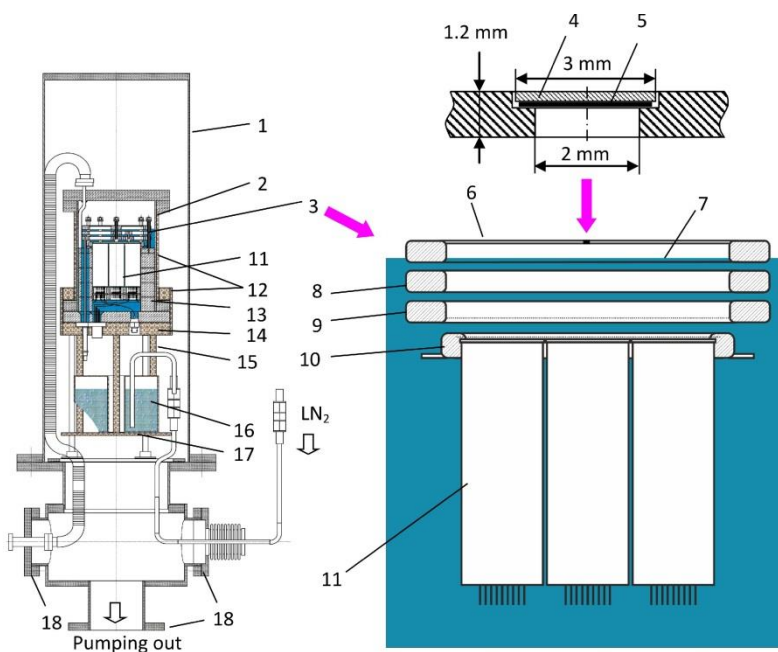


Fig. 1. The emission detector: 1 – warm vessel; 2 – cold vessel; 3 – electrode system; 4 –  $^{241}\text{Am}$  source; 5 – stainless steel foil (200  $\mu\text{m}$ ); 6 – anode; 7 – LXe surface; 8 – field shaping ring; 9 – wired cathode (0.1 mm diam., 1 mm pitch); 10 – wired grid (0.1 mm diam., 1 mm pitch); 11 – PMTs; 12 – copper jacket; 13 – stainless steel LXe displacers; 14 – copper base plate; 15 – thermo conducting copper fingers; 16 – container filled with liquid nitrogen; 17 – copper base plate; 18 – vacuum ports

In a two-phase emission detector [2], there are two signals produced by a particle interacting within the active volume of the noble liquid. The 1-st signal is primary scintillation (S1). The 2-nd one is ionization measured by means of electroluminescence (S2) in the gas phase of the detector. The charge is extracted from the liquid to the gas phase by applied electric field. Electron drift velocity and the distance between the point of interaction and the LXe surface define the time interval between the two signals.

The 175 nm wavelength Xe scintillation and electroluminescence photons are detected with FEU-181 photomultipliers equipped with MgF<sub>2</sub> windows and multi-alkali photo cathodes having 15% quantum efficiency at 200 nm wavelength. According to our previous measurements, no temperature dependence of the quantum efficiency in the range between room temperature and  $-120^{\circ}\text{C}$  has been observed within 5% experimental accuracy. All seven PMTs are biased with the common voltage divider installed outside the detector.

Signals from PMTs were amplified by fast preamplifiers [15] installed on the cryostat. Then signals were split into high sensitivity and low sensitivity channels in order to obtain wider dynamic range. Signal in high sensitivity channels were post amplified with 8-channel Phillips Scientific 772. In addition, the preamplifiers are equipped with a remote control switches to select gain 0.5 or 5. All this allows one to measure the signal in the range from parts of single photoelectron (SPE) to  $\sim 5 \cdot 10^5$  SPE. Signals are digitised at 2 ns sampling rate (Struck SIS3350 12-bit) in the high sensitivity channels and 4 ns rate (CAEN V1720 12-bit) in the low sensitivity ones. Similar (but with some differences) structure of electronics was used for the old dataset (see below). Home developed amplifiers [16] with a fixed gain of 5 were used for pre- and post- amplification. LeCroy LT344 4-channel 500 MHz and Tektronix 4- channel 625 MHz 8-bit oscilloscopes were used for digitizing in the high sensitivity channel and Struck SIS3320 (250 MHz, 12-bit) in the low sensitivity channel. Waveforms were recorded in time intervals of 10  $\mu\text{s}$  before and after trigger point (20  $\mu\text{s}$  in total).

### 3. Calibration lines

The experimental data were obtained using two datasets of measurements with calibration lines presented in table 1. The old dataset, in

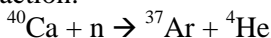
which we used  $^{241}\text{Am}$  and  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  sources, is named RUN2009, the new one, RUN2013. To combine the results of both datasets together we used  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  line as a reference point in both series of measurements.

Table 1. Energy lines and corresponding radioactive sources

Energy, keV	2.82	13.9	17.2	30	40	41.5	59.5	80	662
Isotope	$^{37}\text{Ar}$	$^{241}\text{Am}$	$^{241}\text{Am}$	$^{241}\text{Am}$	$^{129}\text{Xe}$	$^{83\text{m}}\text{Kr}$	$^{241}\text{Am}$	$^{131}\text{Xe}$	$^{137}\text{Cs}$
Description	EC, Auger	$\gamma$	$\gamma$	escape peak	n- $\gamma$	IC, $\gamma$ , Auger	$\gamma$	n- $\gamma$	$\gamma$
RUN2009	-	+	+	+	-	+	+	-	-
RUN2013	+	-	-	-	+	+	-	+	+

### 3.1 $^{37}\text{Ar}$

The isotope  $^{37}\text{Ar}$  decays to  $^{37}\text{Cl}$  with a half-life of 35 days by virtue of K- and L-capture with subsequent emission of Auger electron cascades with total energies 2.82 and 0.27 keV and intensities  $\sim 10:1$ , correspondently [17]. The  $^{37}\text{Ar}$  was produced by irradiation of the natural Ca (97% of  $^{40}\text{Ca}$ ) by 14-MeV neutrons from the d-t generator in the reaction:



The natural Ca in a form of chips from a turning machine was encapsulated in a hermetic container as shown in figure 2. The chips were prepared by machining of the calcium cylinder in an argon atmosphere to prevent oxidation and hydration of metallic calcium. The container was pumped out before irradiation during several days with heating to  $\sim 200^\circ\text{C}$  and

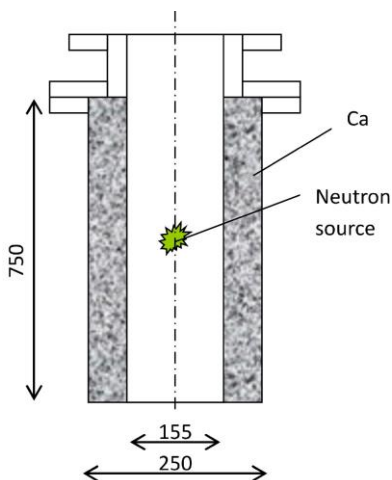


Fig. 2. Container with natural Ca to expose by fast neutrons. Dimensions are in mm

controlling the residual outgassing with an RGA. The main residual gas was hydrogen originated from the hydration reaction which took place when the calcium chips were exposed to an open air during filling the container. After outgassing, the container was isolated from air by vacuum valves and was disconnected from the gas system. Then it was shipped to a stationary d-t neutron generator, where it was exposed to  $5 \cdot 10^{12}$  neutrons in  $4\pi$ . Using MCNP simulation we estimated that about  $10^{10}$  atoms of  $^{37}\text{Ar}$  had been produced. Then the container was connected to the gas system again and baked for one week at  $\sim 200^\circ\text{C}$  to extract the argon atoms from the calcium. After that, the container was filled with Xe gas. The RUN2013 experimental run was divided into two parts: RUN2013-1 and RUN2013-2. In the 1<sup>st</sup> one, we used the xenon free from the  $^{37}\text{Ar}$  isotope; in the 2<sup>nd</sup> one, mixed with  $^{37}\text{Ar}$ . To prepare this mixture we condensed all the gas from the detector after the 1<sup>st</sup> part of the run to the cylinder cooled down with  $\text{LN}_2$  and then condensed there the gas from the container. The detector was refilled again with the Xe +  $^{37}\text{Ar}$  mixture. This procedure was made to ensure the total use of the produced  $^{37}\text{Ar}$  atoms.

### 3.2 $^{83\text{m}}\text{Kr}$

The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  radioactive gaseous isotope [18] decays with a half-life of  $T_{1/2} = 1.83$  h via internal conversion (IC) with energy release of 32.1 keV to the first  $^{83}\text{Kr}$  excited state (9.4 keV), which then decays via IC (95%) or emission of  $\gamma$  (5%) to the ground state with  $T_{1/2} = 154$  ns. The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  is constantly produced in a decay of  $^{83}\text{Rb}$  ( $T_{1/2} = 86.2$  d). The  $^{83}\text{Rb}$  isotope was produced at the Institute of Nuclear Researches RAS for the “Troitsk nu-mass” experiment [19]. The isotope was deposited on a stainless-steel foil and encapsulated in a stainless-steel container. This container was made from the standard MDC CF 2.75” nipple and was incorporated in the gas system (“ $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -generator”).

The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  was delivered into the detector active volume by a flow of Xe gas. For this purpose the part of the Xe was taken from the input of the detector chamber to a bellow hose bended in U-shape and cooled down by liquid nitrogen. After warming up the hose the Xe gas was coming to the “ $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -generator” container heated to  $\sim 100^\circ\text{C}$  for several hours beforehand in order to release the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  from Rb. Then the Xe gas was condensed back to the detector chamber through Millipore Wafer-pure Micro gas purifier. In order to ensure the same level of LXe in the

detector chamber as before injection of  $^{83m}\text{Kr}$  into detector the process of condensation is stopped when the residual pressure in the system (including the “ $^{83m}\text{Kr}$ -generator”) is equal to the initial one.

In the detector, the decay of  $^{83m}\text{Kr}$  produces two fast sequential scintillation signals (S1<sub>1</sub> and S1<sub>2</sub>) corresponding to the energies 32.1 and 9.4 keV and one wide electroluminescent signal (S2) corresponding to the total deposited energy 41.5 keV.

In the RUN2013, the  $^{83m}\text{Kr}$  was injected twice: before and after  $^{37}\text{Ar}$  injection.

### 3.3 $^{137}\text{Cs}$ and $^{241}\text{Am}$

We used  $^{137}\text{Cs}$  (662 keV, in RUN2013) gamma-source to do measurements at high energies. The source was installed outside of the detector cryostat at the level of active volume.

The  $^{241}\text{Am}$  source was installed at the mirror anode of the electrode structure (in RUN2009). The source was deposited on a stainless steel disc with a diameter of 3 mm (4 in figure 1) and was protected with  $\text{TiO}_2$  1- $\mu\text{m}$  layer. In order to screen the alpha particles there was a stainless steel foil in front of the source (5 in figure 1). Americium-241 undergoes alpha decay to  $^{237}\text{Np}$ . The major gamma-line of 59.54 keV is produced from de-excitation of the excited level of  $^{237}\text{Np}$ . The decay is accompanied with Neptunium  $L$  X-rays, the most intense of which are:  $L_{\alpha 1}$  and  $L_{\beta 1}$ , 13.95 and 17.75 keV correspondently [20]. The 59.54-keV gamma interacts with the  $K$ -shell electron of Xe atom. The vacancy on  $K$ -shell is filled by transition of electron from the  $L$ -shell with emission of a characteristic photon with 29.5-keV energy. Since interaction of 59.54-keV gamma with the LXe takes place within 1 mm from the surface, there is the large probability for this X-ray to escape the LXe resulting in the total energy deposition in the LXe of 30.0 keV.

### 3.4 $^{129}\text{Xe}$ , $^{131}\text{Xe}$

For calibration of the LXe we also used 40 and 80 keV lines obtained from n-gamma reaction on  $^{129}\text{Xe}$  and  $^{131}\text{Xe}$ , correspondingly. Fast neutrons for this study were produced by Pu-Be source installed outside the cryostat.

## 4. Data analysis

### 4.1 Signal reconstruction

Recorded signal waveforms for each channel are examined for pulses. All pulses: S1, S2, single photoelectrons (SPE), noise or any pulses of unknown origin that exceed threshold are counted and parameterized. The latter includes calculation of amplitude, area, time and width of pulse. Threshold is calculated as a multiple of baseline noise and is low enough to catch even single photoelectrons. Pulses in different channels that coincide within the defined time interval are considered to form one cluster. The S1 and S2 clusters are identified by width and shape parameters of the pulses. Area value for clusters was calculated as sum of areas of individual pulses within cluster. The S2 area values were corrected then for finite electron lifetime in liquid. Both S1 and S2 area values were corrected also with a spatial XY correction algorithm [21] (called below as ‘geometry correction’). This correction takes into account the radial dependence of light collection. The light response functions required for geometry correction was taken from the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  data analysis. Event energy was calculated using the area of S2 cluster.

We also analyzed ‘single electron’ events (SE) [8], [22], [23], [24], [25]. Such events are extremely small and look like a sequence of SPE signals with a total duration of  $\sim 1 \mu\text{s}$  that is typical to the width of S2 signals. We used a dedicated trigger to obtain a clear sample of such events. A trigger was made to select the events with number of SPEs greater than 2 and appeared without correlation with any large signal. Such events are also called spontaneous SE (see [8], [25]). We select these events as sequence of SPEs taking place in a time window equal to the width of electroluminescence signal. Additional cuts were applied to remove events that actually are low-scintillation signals.

### 4.2 Free electron lifetime

Electron lifetime of free electrons in LXe is a very important parameter of a two-phase emission detector. In the experimental runs, this value was quite moderate, about  $15 \mu\text{s}$  on average at the  $3.75 \text{ kV/cm}$  operation electric field. That is  $\sim 1.5$  times greater than the full drift time between the cathode and the LXe surface. Thus, correction of the S2 values is required in order to obtain the true value of ionization signal.

Since the lifetime was changing slowly during RUN2013, we used two methods to monitor it. First, we analyzed the shape of cosmic muon signals. Muons produce constant ionization at all depth from surface till very bottom. So, resulting electroluminescence signal should decay along drift time with a characteristic lifetime. Second, we calculated the lifetime directly from fit of distribution of the S2 peak vs  $T_{\text{dr}}$  data, where  $T_{\text{dr}}$  is the interval between the S1 and S2 signal, a drift time of electrons between the interaction point and the LXe surface.

#### 4.3 Analysis of the $^{83\text{m}}\text{Kr}$ data

The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  events were selected from the RUN2013-1 dataset using a criterion of presence of two scintillation pulses ( $S1_1$  and  $S1_2$ ) following one by another and single S2 pulse with additional condition of  $S1_1 > S1_2$ .

To check if the  $S1_1$  and  $S1_2$  pulses really correspond to the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  decay we plotted the distribution of the intervals between them. The  $T_{1/2}$  decay time of the exponent is  $132 \pm 21$  ns that within the error bars corresponds to a table value of 154 ns for the half-life of excited level. This confirms the correct selection of the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ . The S2 signals were corrected then for lifetime and geometry. The resulted S2 distribution is shown in figure 3 in red color.

#### 4.4 Analysis of the $^{37}\text{Ar}$ data

After filling the detector with Xe+ $^{37}\text{Ar}$  mixture (RUN2013-2), the count rate of the gamma-trigger raised up from the original  $\sim 15$  Hz to  $\sim 25$  Hz. We attributed this to the appearance of the main 2.82-keV line of  $^{37}\text{Ar}$ . In the  $^{37}\text{Ar}$  data analysis, the peak position was defined as a relative position to the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  peak obtained in RUN2013-1. However, there was a significant difference in event selection conditions related to the  $^{37}\text{Ar}$  and  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  data. For the  $^{37}\text{Ar}$  events, S1 is single and much smaller than in the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  ones. Its value is at a level of SPE. In order to check that in our event selection we take the real S1 of  $^{37}\text{Ar}$  rather than an accidental SPE, we calculated electron lifetime from the  $^{37}\text{Ar}$  data. We found this value to be equal to  $15 \pm 8$   $\mu\text{s}$  which is consistent with that obtained by other methods. Another criterion was obtaining the right decay time of scintillation. To obtain the decay time we selected the events having two SPE pulses (not necessarily from the same PMT) before the S2 signal and

plotted the distribution of the intervals between them (see figure 4). One or both of them may belong to a real scintillation or may be accidental. In the case when both SPE signals are those from the real scintillation the decay times in the distribution must be close to the lifetimes of excited states of  $\text{Xe}_2^*$  molecules. The value of  $\tau = 25 \pm 3$  ns (single exponent) obtained from the distribution shown in figure 4 is consistent within the error bars with  $\tau = 28.1 \pm 0.6$  ns obtained in [26] for gammas from 40 to 511 keV and with  $\tau = 27 \pm 1$  ns obtained in [27] for MeV-gammas from  $^{207}\text{Bi}$  measured at the same electric field. This decay time is defined by the lifetime of the  $^3\Sigma_u^+$  state of  $\text{Xe}_2^*$ . The S2 signals were corrected with the use of the electron lifetime, and then geometry correction was applied to them. The resulted S2 area distribution is shown in figure 3 in blue color. The obtained ratio of  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  to  $^{37}\text{Ar}$  peak position is  $13.75 \pm 1.90$ .

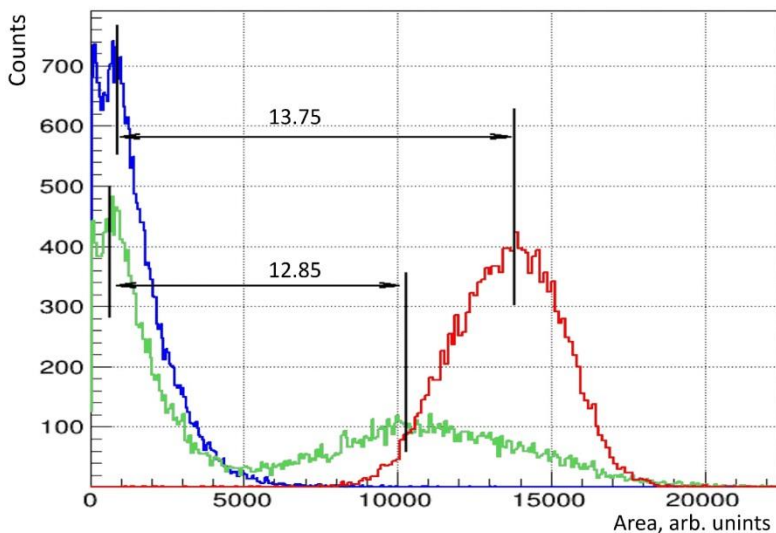


Fig. 3. Distribution of S2 signal areas of  $^{37}\text{Ar}$  and  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  events; *red* – events from the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  runs, *blue* – events from  $^{37}\text{Ar}$  runs, *green* – events from the runs with both  $^{37}\text{Ar}$  and  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  in the detector. Need to mention here why two Kr peaks are at different amplitudes

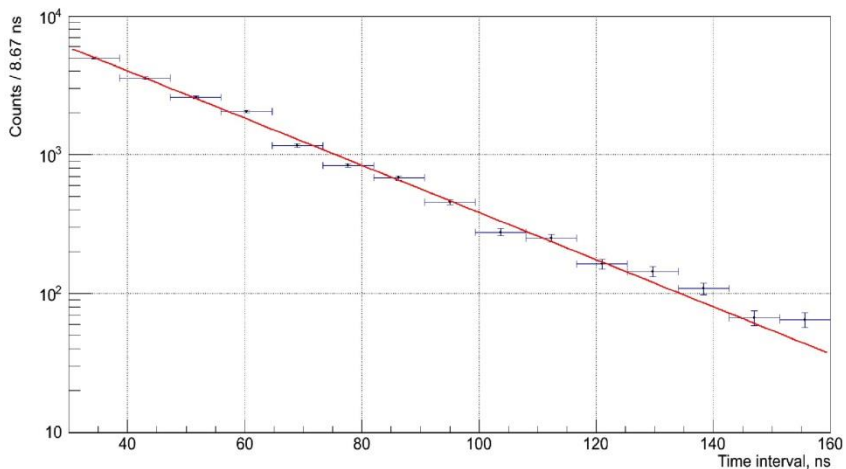


Fig. 4. Distribution of time intervals between the 1<sup>st</sup> and the 2<sup>nd</sup> SPE pulses, attributed to the scintillation of <sup>37</sup>Ar. Exponential fit corresponds to a decay time of scintillation  $\tau = 25 \pm 3$  ns

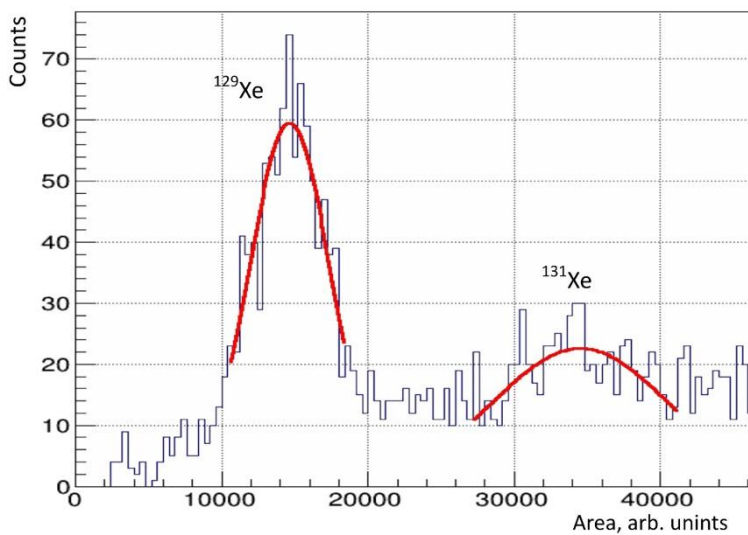


Fig. 5. Distribution of S2 signal areas of the events from PuBe source

In addition, in order to reduce systematics we analyzed the datasets where both the  $^{37}\text{Ar}$  and the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  events were collected simultaneously. We did not apply lifetime correction to these data but used only the geometry correction (see green histogram in figure 3). In this case the peaks are broader, and their positions are lower in compare with the corrected peaks. The obtained ratio of  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  to  $^{37}\text{Ar}$  peak position is  $12.85 \pm 1.80$ .

We used for the final ratio the weighted mean value of  $13.3 \pm 1.3$ .

#### 4.5 Analysis of the other points of RUN2013

The Pu-Be and  $^{137}\text{Cs}$  experimental data were acquired with the pre-amplifiers gain of 0.5 in order to fit to the dynamic range of electronics to the high values of the S2 signals correspondent to 80 and 662 keV energies. The data were corrected using the lifetime and geometry correction algorithms. The resulted S2 distributions are given in figure 5 and figure 6 for Pu-Be and  $^{137}\text{Cs}$ , correspondingly.

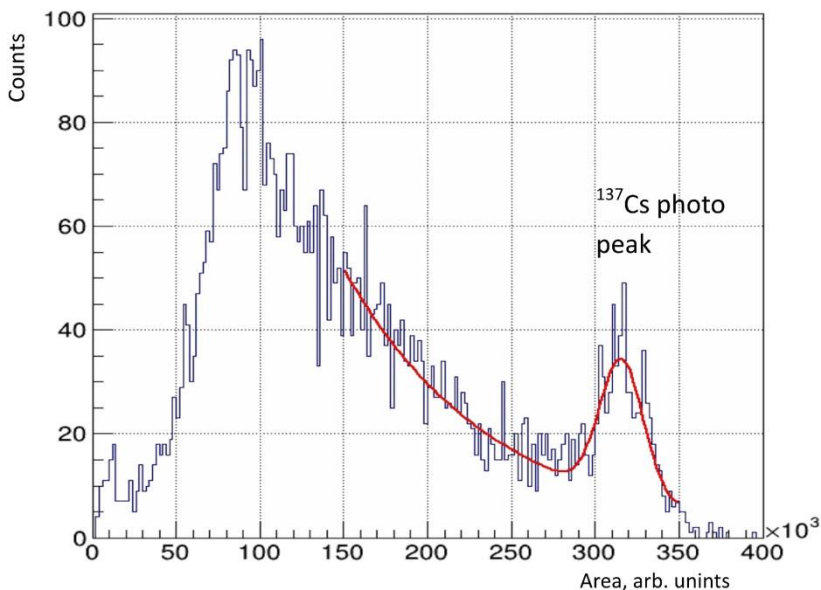


Fig. 6. Distribution of S2 signal areas of the events from  $^{137}\text{Cs}$  source. Need to explain what is the fitting curve

#### 4.6 Analysis of RUN2009 data

The energy spectrum obtained with  $^{241}\text{Am}$  is shown in figure 7. The energy spectrum obtained with  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  source is also given in this figure. Since the  $^{241}\text{Am}$  source was installed in the middle of the anode it predominately illuminated the central part of the detector. In order to keep the similar conditions for the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  events we selected only those of them that took place within the radius of 20 mm. No geometrical corrections were applied for both datasets. The  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  were corrected for the lifetime of  $17.9 \pm 1.8 \mu\text{s}$ . No lifetime corrections were applied to the  $^{241}\text{Am}$  events because all of them had a shallow depth of an order of 1 mm. The lines 13.95 keV ( $\text{Np } L\alpha_1$ ) and 17.75 keV ( $\text{Np } L\beta_1$ ) are not resolved each from other. The intensity of the 1<sup>st</sup> line is strongly reduced by absorption in the stainless steel foil. This was taken into account at fitting procedure.

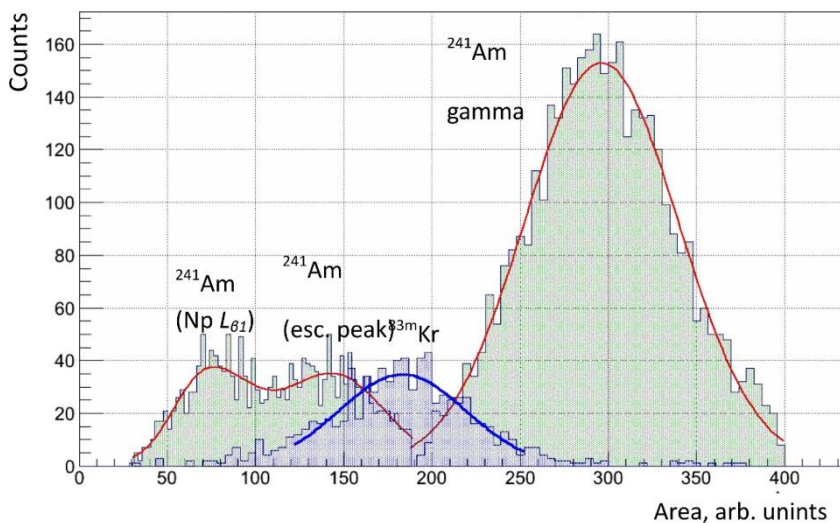


Fig. 7. Distribution of S2 signal areas of the events from  $^{241}\text{Am}$  and  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  sources in the RUN2009 experimental run

#### 4.7 Error estimation

Several sources of uncertainties of the obtained experimental points were analyzed. The uncertainty caused by the event selection procedure was estimated by variation of the selection criteria such as S1 and S2

duration and interval between them. The uncertainty of the S2 values coming from the selection of fit intervals was estimated by variation of these intervals. One of the main contributions to the uncertainty comes from the reconstruction procedure, and is caused by the uncertainty of the electron lifetime. It was estimated by variation of the lifetime value. Moreover, for the reconstruction of the detector response to the 662-keV gammas, the data obtained in the low sensitivity channel (see above) was used. Uncertainties of scale factors between the high and low sensitivity individual channels also affect on the final accuracy.

The uncertainty of the  $^{37}\text{Ar}$  point is combined from the uncertainties of the  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  point and the ratio between  $^{37}\text{Ar}$  and  $^{83\text{m}}\text{K}$  signals.

#### 4.8 Ionization yield

The experimental data on specific ionization yield in  $\text{e}^-/\text{keV}$  for electron recoils in the liquid xenon obtained from the peak positions are given in figure 8 and in table 2.

Table 2. Specific ionization yield for electron recoils in the liquid xenon at different energies

Source	Energy, keV	Ionization yield, $\text{e}^-/\text{keV}$
$^{37}\text{Ar}$	2.82	$47.8 \pm 5.5$ (syst.)
$^{241}\text{Am}$ , Np $L_{\beta 1}$	17.75	$44.3 \pm 2.6$ (stat.) $^{+1.3}$ (syst.) $_{-4.0}$ (syst.) $\pm 2.9^*$
$^{241}\text{Am}$ , esc. peak (59.5-29.5 keV)	30	$48.0 \pm 0.7$ (stat.) $^{+0.7}$ (syst.) $_{-1.2}$ (syst.) $\pm 3.1^*$
$^{129}\text{Xe}$	40	$47.3 \pm 0.4$ (stat.) $\pm 1.4$ (syst.)
$^{83\text{m}}\text{Kr}$	41.5	$43.2 \pm 0.1$ (stat.) $\pm 2.6$ (syst.)
$^{241}\text{Am}$	59.5	$48.9 \pm 0.1$ (stat.) $\pm 0.3$ (syst.) $\pm 3.2^*$
$^{131}\text{Xe}$	80	$52.1 \pm 1.4$ (stat.) $^{+1.1}$ (syst.) $_{-1.6}$ (syst.)
$^{137}\text{Cs}$	662	$62.26 \pm 0.2$ (stat.) $^{+3.0}$ (syst.) $_{-3.6}$ (syst.)

\* comes from the uncertainty of the RUN2009 to RUN2013 scale factor, marked by bars in figure 8; the uncertainty that comes from the  $W_1$  error bars is not shown

The data on ionization yield at the 3.75 kV/cm electric field are obtained in a relative scale without absolute normalization since we didn't do any absolute calibration of the ionization signals. In order to normalize the data we used an empirical model of ionization yield for electrons and gammas given in [28]. In this model, the charge extracted from electron track (the portion of electrons that escaped recombination) is described by the formula:

$$Q(E) = \frac{Q_{\infty}}{(1 + k / E)}.$$

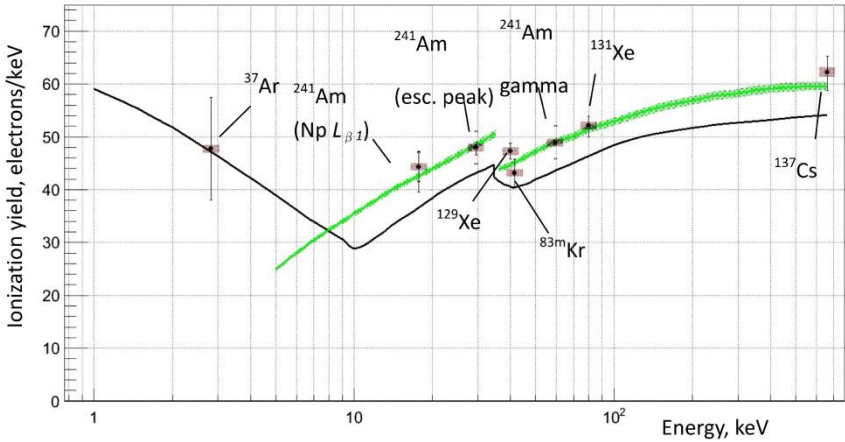


Fig. 8. Experimental data for the ionization yield of LXe for electron recoils.  
 Black line- prediction by NEST. Green line- prediction by [30]  
 See text for explanation

This formula is generally accepted for parameterization of ionization saturation curves, i.e. dependences of a fraction of the charge that escape recombination to the total one (see [11], [29]). In this formula,  $E$  is electric field strength,  $Q_{\infty} = 1/W_i$ ,  $W_i$  is ionization work function,  $k$  is value characterizing recombination process. In the reference [28], the only dependences of  $k$  values versus the gamma-ray or electron energies were derived from the measured ionization saturation curves for the low energy gammas (15.3, 17.3, 21.4 keV) without absolute normalization of the ionization yield. With the use of the dependence for gammas we obtained the green line in figure 8. This curve is normalized in vertical direction using  $W_i = 15.1 \pm 0.2$  eV which is the weighted average be-

tween the values obtained in [10], [12], and [30] (see the next section). Vertical uncertainty of this curve (shown by shadowed green) comes from the  $W_i$  error bars. Our data points (except of  $^{37}\text{Ar}$  one) are fitted to this curve with the use of vertical scale factor as a free parameter. The same relative uncertainty goes to the experimental points (shown by red shadowing, the width of this shadowing in horizontal direction is arbitrary). On the same plot, the curve produced by NEST (Noble Element Simulation Technique) [31] for the 3.75 kV/cm electric field is shown.

Normalization of the data points in vertical using  $W_i = 15.1 \pm 0.2$  eV results in a photoelectron yield per one single ionization electron (SPE/SE) of  $9.83 \pm 0.35$ . To obtain this value we used the weighted averaged  $0.78 \pm 0.025$  of the liquid-to-gas electron extraction coefficient from [32], [33], [22]. Since in [33] there is no error bars specified for the experimental points we've taken for them the same errors as in [32]. In order to obtain the SPE/SE value by different way we've carried out a special dedicated study of single electron events in RUN2013. The most probable SPE/SE number obtained by counting SPEs within the SE sequence is equal to  $7.3 \pm 1.1$ . Note, that these spontaneous SE events are distributed nearly uniformly in the horizontal plane [8], [34]. Therefore, the obtained SPE/SE value is underestimated since a light response function decreases to periphery. After correction this value with the use of the light response function obtained from  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  calibration we obtained  $\text{SPE/SE} = 8.5 \pm 1.2$ . This value agrees within the error bars with that one obtained by normalization.

## 5. Discussion

One can see the remarkable coincidence of both curve shapes in figure 8 in the region of energies higher than 10 keV. The experimental data fit very well to the general behavior of both of them. However, the NEST curve goes lower than the curve plotted with the model given in [28], normalized with the use of  $W_i = 15.1 \pm 0.2$  eV.

This absolute normalization of experimental points is rather difficult and might be debated. There are several measurements of  $W_i$ -value in literature. Historically, the first reliable measurement of  $W_i = 15.6 \pm \pm 0.3$  eV was done in [10]. In that work, the  $W_i$ -value in the liquid Xe was measured for MeV electrons and gammas from  $^{207}\text{Bi}$  with respect to the  $W_i$ -value in gas that was well established before. Quite close to this

but higher  $W_i$ -value equal to  $16.5 \pm 0.8$  eV was obtained for the 122-keV gammas in the dark matter detector ZEPLIN III [12] with the similar two-phase emission technique as is used in the current study. Absolute calibration was based on knowledge of the SPE/SE value and measured saturation curve. In the work [30], a universal value  $W = 13.46 \pm 0.29$  eV to create a quantum that is an ionization electron or a scintillation photon was measured with the use of a double-phase emission technique. Absolute calibration of both scintillation and ionization scales was done with the use of a charge sensitive preamplifier (see [30] for details). The corresponded  $W_i$ -value can be obtained from  $W$  with the use of the exciton-to-ion ratio of 0.06 for LXe (see [10], [35], [36]):  $W_i = (1+0.06) \cdot W = 14.27 \pm 0.3$  eV. We used these three mentioned values to obtain the weighted average. There are, however, the results of other measurements that we do not take for averaging. In [37],  $W = 14$  eV was obtained with a two-phase detection technique. Taking into account the exciton-to-ion ratio that corresponds to  $W_i = 14.84$ . This value is not used because no error bars are given to this value. In [38],  $W_i = 13.6 \pm 0.2$  eV was obtained. We did not use it because the universal  $W$ -value derived from it as  $W = W_i/1.06 = 12.8 \pm 0.2$  eV is extraordinary low with respect to the set of the other experimental  $W$ -values (see compilation of data in [31]). Agreement within the error bars of the SPE/SE value obtained experimentally with that derived from normalization using  $W_i = 15.1 \pm 0.2$  eV confirms the correctness of normalization.

However, the offset between the NEST curve and experimental points at the high energies is less important for us in compare with the fact that the low-energy  $^{37}\text{Ar}$  point does follow to the prediction of the NEST but not to the model given in [28]. The last one is based on the common knowledge that the recombination goes stronger at higher ionization density. However, in the low energy range ( $< \sim 10$  keV), the recombination probability depends on the energy via the number of ions but not on  $dE/dx$  (Thomas-Imel regime [39]). For these energies, the particle tracks are smaller than the thermalization distance of ionization electrons, thus only part of the electrons may recombine with the ions on track. This approach was successfully applied by Dahl to explain the odd drop in the scintillation light yield at low energies [36]. The NEST code is based on two different models depending on energy: Thomas-Imel and Doke-Birks (see details in [31]).

## 6. Conclusion

The experimental data on specific ionization yield for electron recoils in liquid xenon were obtained for the first time in the energy region below 100 keV. For the energies higher than  $\sim 10$  keV the data demonstrates excellent agreement with the classical models that implies decreasing of the yield with the energy decrease and with Thomas-Imel model at lower energies. Our  $^{37}\text{Ar}$  point is the first direct experimental evidence that in liquid xenon the ionization yield for electron recoils increases with energy decrease similarly as this was demonstrated recently for liquid argon [13]. This demonstrates that a noble gas two-phase emission detector is sensitive to the very low-energy particles.

In addition to ionization measurements, we've obtained the decay time of scintillation in liquid xenon at 2.82 keV ( $^{37}\text{Ar}$ ):  $\tau = 25 \pm 3$  ns. This corresponds to the decay of  $^3\Sigma_u^+$  state of  $\text{Xe}_2^*$ .

## Acknowledgments

This study was supported RF Government under contracts of NRNU MEPhI with the Ministry of Education and Science of №11.G34.31.0049 from October 19, 2011 № P881 from May 26, 2010 and by the Russian Foundation for Basic Research under the contract of №11-02-00668-a.

We also grateful to the Institute for Nuclear Researches RAS and to B.L. Zhuikov personally for production of the  $^{83}\text{Rb}$ .

We are grateful to M. Szydagis and H. Araújo for the very valuable discussions on NEST code. We are thankful to Ben Rybolt for careful reading of the manuscript.

## References

1. B.A. Dolgoshein, V.N. Lebedenko, and B.U. Rodionov, New method of registration of tracks of ionizing particles in condensed matter, *JETP Lett.* 11 iss. 11 (1970) 351.
2. A. Bolozdynya, "Emission detectors," Singapore: World Scientific, 2010, pp. 107-117.
3. D.Yu. Akimov, H.M. Araújo, E.J. Barnes et al., WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III, *Phys. Lett. B* 709 (2012) 14.
4. E. Aprile, M. Alfonsi, K. Arisaka et al., Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross sections from 225 live days of XENON100 data, *Phys. Rev. Lett.* 111 iss. 2 (2013) 021301.

5. D.S. Akerib, H.M. Araujo, X. Bai et al., First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility”, *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014) 091303 [arXiv:1310.8214].
6. C. Hagmann, A. Bernstein, Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51 (2004) 2151 [nucl-ex/0411004].
7. D. Akimov, A. Bondar, A. Burenkov, and A. Buzulutskov, Detection of reactor antineutrino coherent scattering off nuclei with a two-phase noble gas detector, *JINST* 4 (2009) P06010 [arXiv:0903.4821].
8. E. Santos, B. Edwards, V. Chepel et al., Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering, *JHEP* 1112 (2011) 115 [arXiv:1110.3056].
9. D.Yu.Akimov, I.S. Alexandrov, V.I. Aleshin et al., Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector, *JINST* 8 (2013) P10023 [arXiv:1212.1938].
10. T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada et al., Average energy expended per ion pair in liquid xenon, *Phys. Rev.* A12 (1975) 1771.
11. E. Shibamura, A. Hitachi, T. Doke et al., Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionization and W-values for conversion electrons in liquid argon, liquid argon-gas mixtures and liquid xenon, *Nucl. Instr. Meth.* 131 (1975) 249.
12. M. Horn, V. A. Belov, D. Yu. Akimov et al., Nuclear recoil scintillation and ionisation yields in liquid xenon from ZEPLIN-III data, *Phys. Lett.* B705 (2011) 471 [arXiv:1106.0694].
13. S. Sangiorgio, A. Bernstein, J. Coleman et al., First demonstration of a sub-keV electron recoil energy threshold in a liquid argon ionization chamber, *Nucl. Instrum. Meth.* A728 (2013) 69 [arXiv:1301.4290].
14. D.Yu. Akimov, G.J. Alner, H.M. Araujo et al., The ZEPLIN-III dark matter detector: instrument design, manufacture and commissioning, *Astropart. Phys.* 27 (2007) 46 [astro-ph/0605500].
15. D.S. Akerib, X. Bai, S. Bedikian et al., The Large Underground Xenon (LUX) Experiment, *Nucl. Instrum. Meth.* A704 (2013) 111 [arXiv:1211.3788].
16. D. Yu. Akimov, Yu. K. Akimov, A. A. Bogdzal’ et al., A Low-Noise Fast Eight-Channel Preamplifier, *Instr. Experim. Tech.* 45 iss. 2 (2002) 207.
17. V. I. Barsanov, A. A. Dzhanelidze, S. B. Zlokazov et al., Artificial neutrino source based on the Ar-37 isotope, *Phys. Atom. Nucl.* 70 (2007) 300.
18. L. W. Kastens, S. B. Cahn, A. Manzur, and D. N. McKinsey, Calibration of a liquid xenon detector with  $^{83}\text{Kr}^m$ , *Phys. Rev.* C80 (2009) 045809 [arXiv:0905.1766].
19. A. I. Belesev, E.V. Geraskin, B.L. Zhuikov et al., Investigation of space-charge effects in gaseous tritium as a source of distortions of the beta

spectrum observed in the Troitsk neutrino-mass experiment, *Phys. Atom. Nucl.* 71 (2008) 427.

20. M.C. Lepy, J. Plagnard, L. Ferreux, Measurement of (241)Am L X-ray emission probabilities, *Appl. Radiat. Isot.* 66 (2008) 715.

21. V.N. Solovov, V.A. Belov, D.Y. Akimov et al., Position Reconstruction in a Dual Phase Xenon Scintillation Detector, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 59 (2012) 3286 [arXiv:1112.1481].

22. E. Aprile, M. Alfonsi, K. Arisaka et al., Observation and applications of single-electron charge signals in the XENON100 experiment, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 (2014) 035201 [arXiv:1311.1088].

23. B. Edwards, H.M. Araújo, V. Chepel et al., Measurement of single electron emission in two-phase xenon, *Astropart. Phys.* 30 (2008) 54 [arXiv:0708.0768].

24. A.A. Burenkov, D.Yu. Akimov, Yu.L. Grishkin et al., Detection of a single electron in xenon-based electroluminescent detectors, *Phys. Atom. Nucl.* 72 (2009) 653.

25. D.Yu. Akimov, I.S. Aleksandrov, V.A. Belov et al., Measurement of single-electron noise in a liquid-xenon emission detector, *Instrum. Exp. Tech.* 55 (2012) 423.

26. D. Yu Akimov, V. F. Batyaev, S. P. Borovlev et al., Liquid Xenon for WIMP searches: measurement with a two-phase prototype, *Proc. 4th Int. Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 2002)*, 2-6 Sep 2002. York, United Kingdom; ed. N. J. C. Spooner V. Kudryavtsev, Singapore: World Scientific, 2003, p. 371.

27. S. Kubota, M. Hishida and J. Raun, Evidence for a triplet state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon, *J. Phys.* C11 (1978) 2645.

28. T.Ya. Voronova, M.A. Kirsanov, A.A. Kruglov et al., Ionization yield from electron tracks in liquid xenon, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 34 iss. 7 (1989) 825; transl. *Zh. Tekh. Fiz.* (in Russian) 59 (1989) 186.

29. V. Chepel and H. Araújo, Liquid noble gas detectors for low energy particle physics, *JINST* 8 (2013) R04001 [arXiv:1207.2292].

30. T. Shutt, C.E. Dahl, J. Kwong, A. Bolozdynya and P. Brusov, Performance and fundamental processes at low energy in a two-phase liquid xenon dark matter detector, *Nucl. Instrum. Meth.* A579 (2007) 451 [astro-ph/0608137].

31. M. Szydagis, N. Barry, K. Kazkaz et al., NEST: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon, *JINST* 6 (2011) P10002 [arXiv:1106.1613] <http://nest.physics.ucdavis.edu/site/>.

32. E. M. Gushchin, A. A. Kruglov, V. V. Litskevich et al., Electron emission from condensed noble gases, *Sov. Phys. JETP* 49 iss. 5 (1979) 856.

33. E. Aprile, K.L. Giboni, P. Majewski et al., Proportional light in a dual-phase xenon chamber, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51 iss. 5 (2004) 1986.
34. D.Yu. Akimov, I.S. Alexandrov, V.A. Belov et al., A Two-phase Emission Liquid Xe Detector for Study of Low-Ionization Events at the Research Reactor IRT MEPHI, in press *IEEE Trans. Nucl. Sci.*
35. T. Doke, Fundamental properties of liquid argon, krypton and xenon as radiation media, *Portugal Phys.* 12 (1981), 9.
36. C.E. Dahl, The physics of background discrimination in liquid xenon, and first results from XENON10 in the hunt for WIMP dark matter, Ph.D. thesis, Princeton University, Princeton U.S.A. 2009.
37. E. Aprile J. Angle, F. Arneodo et al., Design and performance of the XENON10 dark matter experiment, *Astropart. Phys.* 34 (2011) 679 [arXiv:1001.2834].
38. I.M. Obodovskii and S.G. Pokachalov, Average ion pair formation energy in liquid and solid xenon, *Sov. J. Low Temp. Phys.* 5 (1979) 393.
39. J. Thomas and D.A. Imel, Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon, *Phys. Rev.* A36 (1987) 614.

# ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОФОНОВЫХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ HAMAMATSU R11410-20

Д.Ю. Акимов<sup>1,2</sup>, А.И.Болоздыня<sup>1</sup>, Ю.В.Ефременко<sup>1,3</sup>, В.А. Каплин<sup>1</sup>,  
А.Г. Коваленко<sup>1,2</sup>, Ю.А. Меликян<sup>1</sup>, В.В.Сосновцев<sup>1</sup>, А.В.Шакиров<sup>1</sup>,  
А.В.Хромов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия

<sup>2</sup>ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Россия

<sup>3</sup>Университет штата Теннесси, Ноксвилл, USA

Для эксперимента по обнаружению процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре в НИЯУ МИФИ создаётся двухфазный эмиссионный детектор РЭД-100 на жидком ксеноне. Основными элементами фоторегистрирующей системы детектора являются фотоэлектронные умножители *Hamamatsu R11410-20*, специально разработанные для низкофоновых экспериментов в среде жидкого ксенона. Статья посвящена результатам исследования основных характеристик фотоумножителей, в первую очередь шумовых импульсов и послеимпульсов, наличие которых может затруднить выделение редких событий. Приведены амплитудные спектры шумовых импульсов, временные спектры послеимпульсов, зависимость частоты шумовых импульсов от напряжения питания ф.э.у. и от температуры.

## Введение

В настоящее время коллаборацией РЭД ведётся подготовка к проведению эксперимента РЭД-100 по поиску эффекта когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах ксенона [1, 2]. Эксперимент предполагает создание двухфазного (жидкость-газ) эмиссионного детектора с общей массой рабочего вещества (ксенона) ~200 кг, работающего в режиме детектора «без стенок» [3]. Акт упругого рассеяния нейтрино на тяжёлом ядре приводит к тому, что ядро приобретает энергию ~1 кэВ, что, впоследствии, при его движении в плотной среде, вызывает образование одного или нескольких электронов ионизации. Такие электроны, затем, вытягиваются сильным электрическим полем в газовую фазу, где сигнал единичных электронов преобразуется в люминесцентную вспышку.

Съём сигналов предполагается организовать с помощью фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.), составленных в две матрицы

(верхняя и нижняя) по 19 ф.э.у. в каждой. Согласно расчётам, с учётом геометрии и квантовой эффективности используемых ф.э.у., люминесцентная вспышка, порождённая одним электроном ионизации, приводит к образованию ~80 фотоэлектронов на фотокатодах всех ф.э.у., т.е. каждый ф.э.у. работает в режиме, близком к однофотонному. При этом надо отметить, что ожидаемое число полезных событий крайне мало (несколько событий в сутки). В связи с этим, в эксперименте необходимо использовать ф.э.у. с хорошей чувствительностью к однофотонным сигналам и низкой частотой собственных шумов. Кроме того, все детали детектора, в том числе и компоненты, из которых состоит ФЭУ, должны характеризоваться низким уровнем собственной радиоактивности.

На такую роль был выбран ф.э.у. *Hamamatsu R11410-20* (рис. 1) с диаметром фотокатода 3", специально разработанный для экспериментов в жидком ксеноне [4, 5]. Это новый тип ф.э.у., и требуется дополнительное исследование его параметров, в частности, характеристик шумовых импульсов и возможность регистрации однофотонных сигналов.

*R11410-20* – 12-диодный фотоумножитель с диаметром фотокатода 6.4 см (диаметр колбы – 7.8 см), квантовая эффективность фотокатода – более 30% для длины волны 178 нм, максимальное напряжение питания – 1750 В. Для уменьшения собственной радиоактивности корпус ф.э.у. выполнен из металла. Важной особенностью является наличие электрического контакта между корпусом и фотокатодом, в связи с чем, при проведении эксперимента планируется питать ф.э.у. положительным напряжением, подаваемым на анод, оставляя фотокатод, и, соответственно, корпус ф.э.у. под нулевым потенциалом.

Установка по тестированию ф.э.у. находилась в «чистой комнате» с низким содержанием пыли и представляла собой светозащитный металлический короб, в котором располагались тестируемые ф.э.у. и набор светодиодов с разной длиной волны излучения ( $\lambda=250$  нм и  $\lambda=405$  нм). Для усиления сигналов с ф.э.у. применялся предусилитель *ORTEC VT120* с коэффициентом усиления 20. Для измерения спектров и частоты использовались стандартные электронные блоки NIM и SAMAC. Общее сопротивление делителя напряжения для тестируемых ф.э.у. – 1.85 Мом (соотношение напряжений на диодах 4:1,5:2:1:1:1:1:1:1:1:2:1).

## Одноэлектронные шумы

Как уже было сказано, основные импульсы, которые будут регистрироваться во время эксперимента – однофотонные и мало фотонные. Поэтому основное внимание при изучении характеристик ф.э.у. было уделено именно исследованию однофотонных импульсов. На рис. 2 представлен типичный амплитудный спектр шумовых импульсов. Для более точного задания порога дискриминатора при измерении частоты шумовых импульсов, предварительно были измерены спектры однофотонных импульсов с помощью слабой импульсной засветки от светодиода. Типичный однофотонный спектр, получаемый с ф.э.у. *R11410-20*, представлен на рис.3. Качество ф.э.у. с точки зрения регистрации однофотонных импульсов определяется отношением максимума спектра к минимуму (peak-to-valley), для *R11410-20* характерное значение этой величины при больших напряжениях составляет около 4. Зависимость коэффициента усиления ф.э.у. ( $G$ ) от напряжения ( $V$ ) хорошо согласуется с теоретической, которая описывается экспонентой  $G=(AV)^N$ , где  $N$  – число диодов,  $A$  – коэффициент, связывающий напряжение питания ф.э.у. с коэффициентом вторичной эмиссии. На рис.4 представлена зависимость наиболее вероятной амплитуды однофотонных сигналов испытанных ф.э.у. от напряжения питания.

Определение числа шумовых импульсов осуществлялось с помощью счетного устройства, порог дискриминатора устанавливался на уровне  $1/3$  от наиболее вероятной амплитуды однофотонных импульсов. Измерения проводились после выдержки каждого прибора в темноте не менее 16 часов, поскольку засветка фотокатода ф.э.у. дневным светом приводит к резкому возрастанию темнового тока, которое имеет место в течение нескольких часов после прекращения засветки, что связано с процессами фосфоресценции в веществе входного окна и с де возбуждением молекул фотокатода [6]. На рис.5 представлена зависимость изменения частоты собственных шумов ф.э.у. от времени нахождения в темноте после засветки продолжительностью примерно 10 минут. Видно, что после нескольких часов счет стабилизируется. На рис. 6 показана частота шумовых импульсов при комнатной температуре от напряжения питания ф.э.у. для шести образцов. Типичная частота шумовых импульсов ф.э.у. *R11410-20* составляет  $\sim 1.5$  кГц. В то же время, среди шести испытанных ф.э.у. присутствует один прибор,

частота шумовых импульсов которого резко растёт с повышением напряжения питания, доходя до 50 кГц.

Измерение частоты шумовых импульсов при низкой температуре проводилось с помощью термокамеры ТВТ-2, позволяющей охладить ф.э.у. до температуры  $-60^\circ\text{C}$ . На рис. 7 представлена зависимость частоты шумовых импульсов от температуры, характерная для пяти ф.э.у. с низкими шумами, для ф.э.у. *KB0018* – уменьшение частоты шумовых импульсов при понижении температуры не наблюдалось, оставаясь на уровне 50 кГц.

### Послеимпульсы

Как видно из рис.1, в спектрах собственных шумов ф.э.у. присутствует составляющая с амплитудами, значительно превышающими однофотонные. Частота таких импульсов небольшая: составляет около 50 Гц при комнатной температуре и уменьшается до единиц Герц при понижении температуры до  $-60^\circ\text{C}$ . Однако большая амплитуда импульсов и возможность образования последовательности импульсов могут имитировать полезные события в реальном эксперименте. Природа этих импульсов связана, в значительной степени, с электронами, которые выбиваются с фотокатода положительными ионами, в том числе ионами, образованными после регистрации основного импульса (так называемые послеимпульсы).

Для каждого ф.э.у. были получены временные спектры послеимпульсов. Измерялась задержка появления сигналов после относительно мощной засветки фотокатода ( $\sim 100$  фотоэлектронов). На рис.8 представлен типичный временной спектр послеимпульсов.

На полученных спектрах выделяются пики, которые, по задержке появления и согласно (1), могут быть идентифицированы как послеимпульсы от ионов различных газов, попавших в колбу ф.э.у.

$$\tau = l \sqrt{\frac{2m}{qU}}, \quad (1)$$

где  $\tau$  – время дрейфа ионов от точки образования к фотокатоду вдоль пути  $l$ ,  $m$  – масса иона,  $q$  – заряд иона,  $U$  – разность потенциалов между точкой образования иона и фотокатодом. Границы соответствия пиков вызвавшим их ионам, приведённые на рис. 7,

рассчитаны из условия  $\pm 10\%$  неоднозначности величины пути, пройденного ионами от точки рождения до фотокатода.

Наличие относительно узких пиков (т.е. примерно одинакового времени пролета определенного типа ионов от точки образования до попадания в фотокатод) можно объяснить неоднородностью поля в катодной камере [7, 8]. Основываясь на том, что задержка появления послеимпульса пропорциональна отношению массы иона к его заряду, можно приписать каждому пику вызвавший его ион, как это показано на рис. 7. Длительность люминесценции в установке РЭД-100 будет около 2 мкс, т.е. время, характерное и для появления послеимпульсов, знание спектров для каждого ф.э.у. установки позволит более эффективно проводить отбор полезных событий. В общем случае, наличие или отсутствие тех или иных пиков в каждом ф.э.у. зависит от технологии изготовления, однако в процессе хранения и эксплуатации в объеме колбы ф.э.у. могут проникнуть молекулы других газов, особенно это касается гелия. Поэтому до использования в экспериментальной установке ф.э.у. хранятся в герметичном ящике (рис. 9), заполняемым газообразным азотом в режиме «на продув», источником которого является пар азота над жидким азотом в сосуде Дьюара.

## **Заключение**

Проведенные исследования шумовых характеристик ф.э.у. *R11410-20* показали, что, при относительно большом фотокатоде (64 мм), для большинства экземпляров ф.э.у. частота одноэлектронных шумовых импульсов невелика и составляет  $\sim 1500$  Гц при комнатной температуре, снижаясь до  $\sim 10$  Гц при температуре  $-60^\circ\text{C}$ . Послеимпульсы с относительно большой амплитудой имеют характерную временную структуру, связанную с составом остаточного газа в колбе ф.э.у. Результаты исследования показали возможность использования ф.э.у. *R11410-20* в низкофоновой установке РЭД-100 после предварительного отбора.

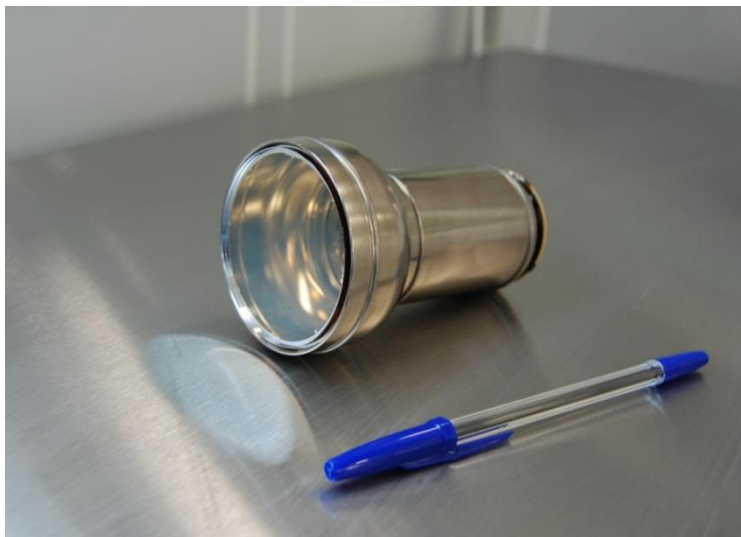


Рис. 1. Фотография ф.э.у. R11410-20

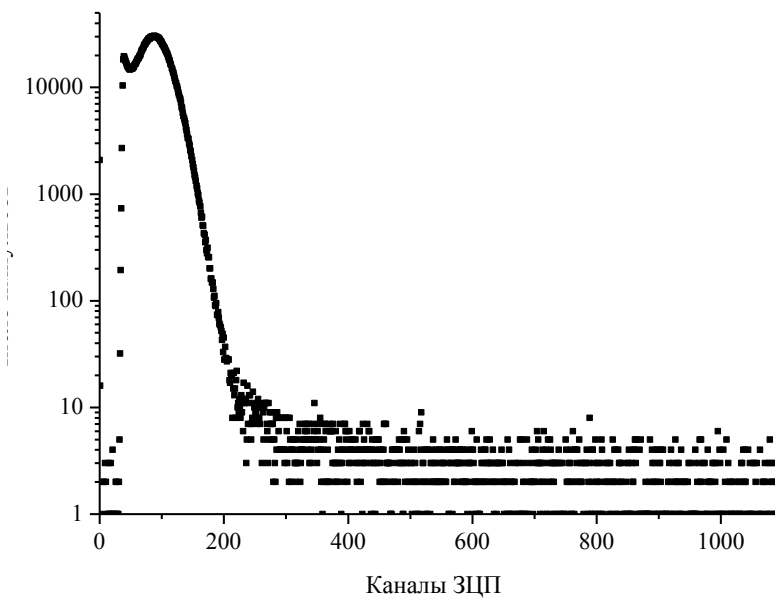


Рис. 2. Типичный амплитудный спектр собственных шумов ф.э.у.

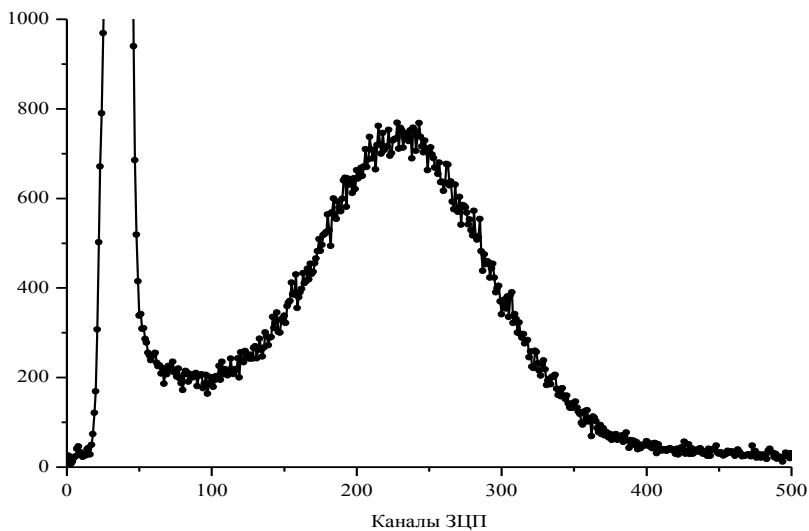


Рис. 3. Спектр однофотонных импульсов, полученный с помощью светодиода

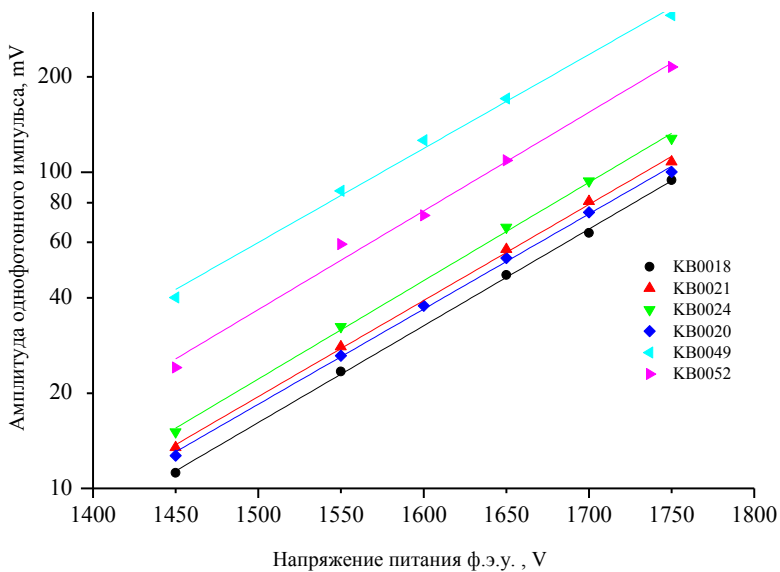


Рис. 4. Зависимость амплитуды однофотонных импульсов ф.э.у. от напряжения питания (коэффициент усиления предусилителя  $K = 20$ )

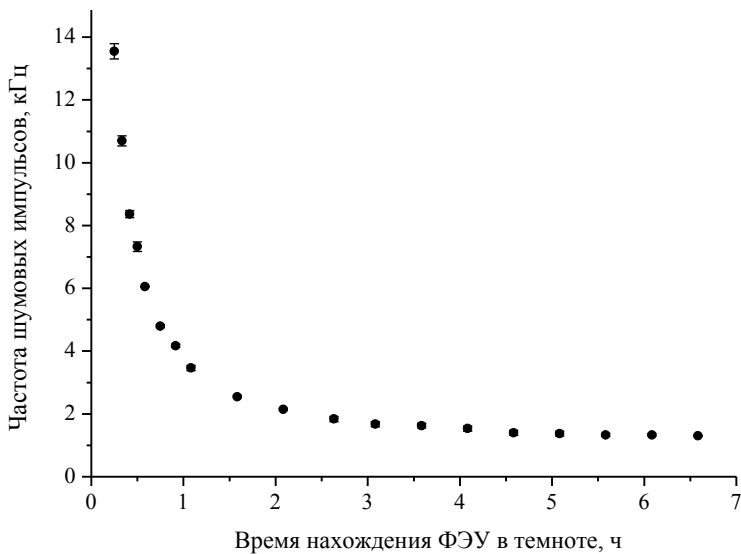


Рис. 5. Зависимость частоты собственных шумов ф.э.у. от времени нахождения прибора в темноте после засветки

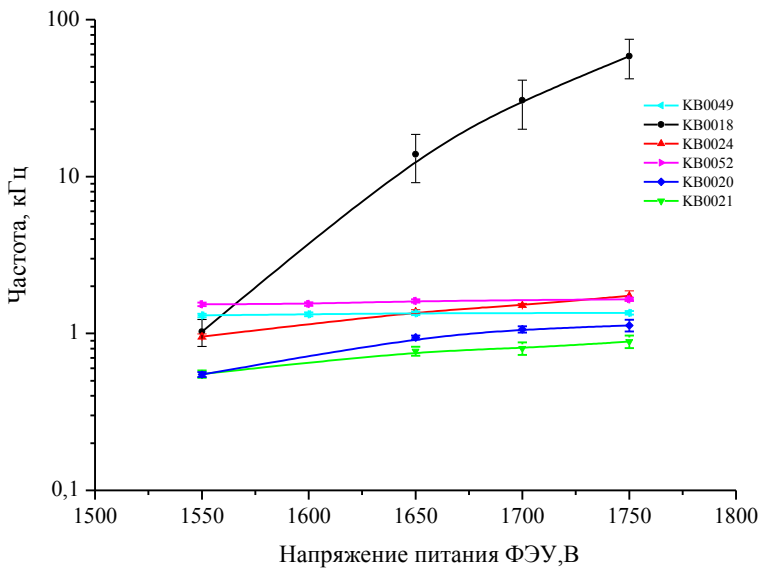


Рис. 6. Зависимость частоты собственных шумовых импульсов от величины напряжения питания ф.э.у.

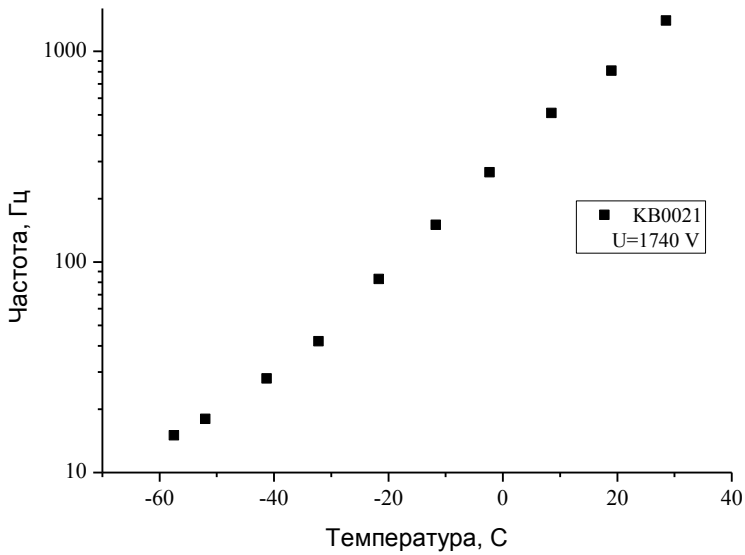


Рис. 7. Зависимость частоты шумовых импульсов от температуры

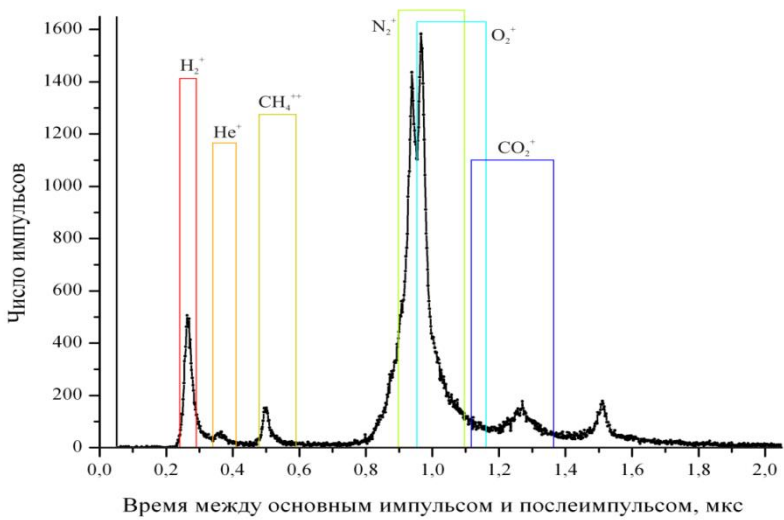


Рис. 8. Временной спектр послепулсов



Рис. 9. Фотография коробки-хранилища ф.э.у.

### Список литературы

1. Akimov D.Yu. et al. (RED collaboration). Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector, *Journal of Instrumentation*, 2013, v.8 (10), P10023.

2. Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И. и др. О возможности исследования нейтрино на ускорительном источнике типа Spallation Neutron Source: Монография. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. - 88 с.

3. Bolozdynya A. Emission detectors, Singapore: World Scientific, 2010. 209 p.

4. 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. A696 (2012) 32-39
5. Baudis L., Behrens A., Ferella A., et al. Performance of the Hamamatsu R11410 photomultiplier tube in cryogenic xenon environments. 2013 *JINST* **8** P04026.
6. Krall H.R., "Extraneous light emission from photomultipliers," IEEE Trans.Nucl.Sci. Vol. NS-14, No. 1, p. 455-9 (Feb. 1967).
7. Coates P.B., The origins of afterpulses in photomultipliers, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.6 (1973)
8. Ma K.J., Kang W.G., Ahn J.K., et al. Time and amplitude of afterpulses measured with a large size photomultiplier tube. Nuclear Instruments and Methods. Volume 629, Pages 93–100.

## УПРАВЛЯЕМЫЙ ДЕЛИТЕЛЬ ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ТИПА НАМАМАТСУ R11410-20, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЭМИССИОННОМ ДЕТЕКТОРЕ РЭД 100

Д.Ю. Акимов<sup>1,2</sup>, А.И. Болоздыня<sup>1</sup>, Ю.В. Ефременко<sup>1,3</sup>, Т.Д. Крахмалова<sup>1</sup>,  
В.А. Каплин<sup>1</sup>, А.В. Кумпан<sup>1</sup>, Ю.А. Меликян<sup>1</sup>, Е.М. Онищенко<sup>1</sup>,  
В.В. Сосновцев<sup>1</sup>, А.В. Шакиров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия*

<sup>2</sup>*Институт теоретической и экспериментальной физики,*

*НИЦ «Курчатовский институт», Россия*

<sup>3</sup>*University of Tennessee, USA*

*E-mail: shalexey91@mail.ru*

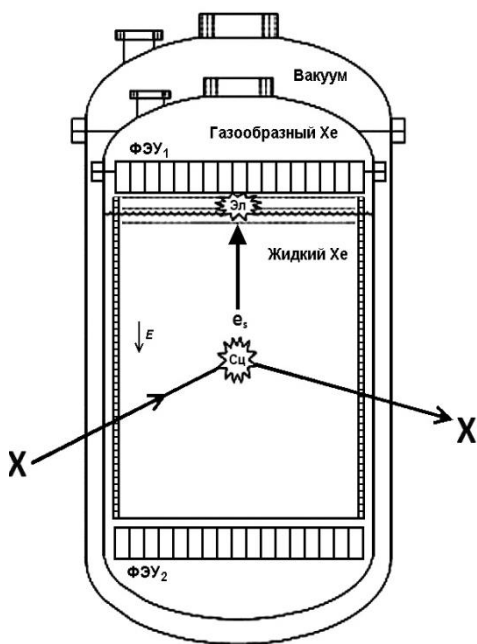
Разработана схема управления работой фотоэлектронного умножителя (ф.э.у.) Hamamatsu R11410-20, предназначенного для использования в жидкоксенонном эмиссионном детекторе РЭД 100. Для предотвращения деградации фотокатода из-за мощных засветок, связанных с сигналами от высокоэнергичных космических мюонов, схема формирует импульс напряжения, подаваемый на фотокатод ф.э.у., который «запирает» межэлектродный промежуток между фотокатодом и первым динодом. Тем самым предотвращается прохождение электронного тока через этот промежуток на определенное время, достаточное для полного собирания электронов ионизации в детекторе РЭД 100 после пересечения его чувствительного объема космическим мюоном. Параметры схемы подобраны так, что время релаксации ф.э.у. после окончания действия запирающего импульса, определяемое переходными процессами в делителе, составляет ~200 мкс при полном сопротивлении делителя 20 МОм, что является приемлемым для предполагаемого использования детектора РЭД 100 в эксперименте по поиску когерентного рассеяния нейтрино на ядрах ксенона.

### Введение

Эмиссионный детектор на жидком ксеноне РЭД 100 создается усилиями коллаборации РЭД (Российские эмиссионные детекторы) для обнаружения и исследования эффекта когерентного рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах [1]. Принцип регистрации частиц в двухфазных эмиссионных детекторах, использующих благородные газы в качестве рабочих сред, иллюстрирует рис. 1. Электроны ионизации, образованные при взаимодействии регистрируемых частиц с жидкой фазой рабочей среды детектора, вытягиваются

электрическим полем в газовую фазу, где, дрейфуя в достаточно сильном электрическом поле, вызывают свечение газа – электролюминесценцию [2]. Последняя примечательна тем, что дает огромный световой сигнал, пропорциональный числу электронов ионизации (~1000 фотонов на каждый электрон ионизации). С помощью такого детектора можно регистрировать единичные электроны, образованные в массивной (десятки и сотни килограммов) рабочей среде детектора [3]. В настоящее время эмиссионные детекторы широко используются в экспериментах по поиску массивных слабоионизирующих частиц темной материи [4–5].

Рис. 1. Принцип работы эмиссионного детектора РЭД 100. Сц – сцинтилляционная вспышка в месте первичного взаимодействия частицы X с плотным рабочим веществом детектора (жидким ксеноном); Эл – электролюминесцентная вспышка в газообразном Хе, рожденная электронами ионизации, эмитированными из жидкого ксенона и дрейфующими через газовую фазу под действием электрического поля  $E$ ; ФЭУ<sub>1</sub> и ФЭУ<sub>2</sub> – матрицы из фотоэлектронных умножителей (каждая состоит из 19-ти фотоэлектронных умножителей типа Hamamatsu R11410-20), регистрирующие электролюминесцентный и сцинтилляционный сигналы соответственно



При работе эмиссионного детектора РЭД 100, содержащего жидкий ксенон массой ~200 кг и экспонируемого в наземной лаборатории, может возникнуть проблема старения фотокатодов

ф.э.у. в результате засветки от длинных и интенсивных сигналов от космических частиц высоких энергий.

Действительно, если толщина рабочего вещества детектора составляет 40 см, плотность жидкого ксенона  $3 \text{ г/см}^3$ , то при пересечении космическим мюоном всей толщины рабочего вещества в последнем выделяется энергия 240 МэВ, которая создает порядка  $10^7$  электронов ионизации вдоль трека мюона. С учетом геометрической и квантовой эффективностей фотоумножителей, коэффициента усиления ф.э.у. Hamamatsu R11410-20 и интенсивности электролюминесцентного сигнала плотность приведенного к аноду заряда на фотокатод может достигать  $10 \text{ Кл/см}^2$  в год. В работах [6, 7] было показано, что характеристики бищелочных фотокатодов заметно ухудшаются, начиная с плотностей заряда, приведенного к аноду,  $\sim 1 \text{ Кл/см}^2$ , что авторы этих работ связывают с действием на фотокатод обратного тока ионов остаточного газа. Согласно указанным оценкам плотности приведенного к аноду заряда на фотокатод ф.э.у. Hamamatsu R11410-20 в эксперименте РЭД 100, заметное изменение характеристик фотокатодов из-за влияния вспышек электролюминесценции от мюонов можно ожидать менее чем через год работы в условиях эксперимента РЭД 100, что является неприемлемым. Данную проблему предлагается решить путем импульсного «выключения» ф.э.у. на время собирания электронов ионизации с трека мюона в жидком ксеноне, составляющее  $\sim 200 \text{ мкс}$ .

### **Схема управляемого делителя**

Для работы фотоэлектронного умножителя требуется делитель напряжения, который распределяет подаваемое на ф.э.у. напряжение между диодами и фотокатодом. Схема резистивного делителя ф.э.у. Hamamatsu R11410-20 представлена на рис. 2. В используемой схеме высокое напряжение подается на анод ф.э.у. Для «выключения» ф.э.у. разработана электронная схема-ключ (рис. 3), обеспечивающая подачу на фотокатод импульса напряжения амплитудой  $\sim 300 \text{ В}$  и длительностью  $\sim 200 \text{ мкс}$ , запирающего промежутков «фотокатод–1-й диод» ф.э.у. на указанное время.

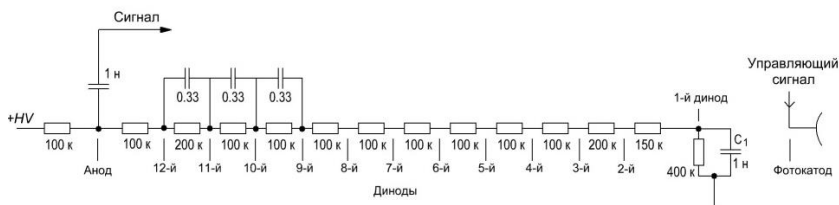


Рис. 2. Схема резистивного делителя ф.э.у. Hamamatsu R11410-20

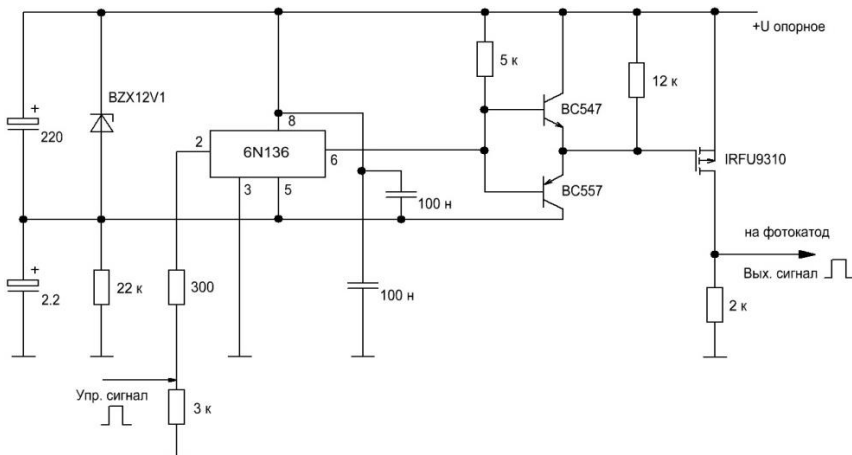


Рис. 3. Принципиальная схема электронного ключа для «выключения» ф.э.у.

В этой схеме управляющий импульсный сигнал положительной полярности амплитудой 5 В подается на оптрон 6N136, выходной сигнал которого усиливается с помощью биполярных транзисторов BC547 и BC557 и управляет полевым транзистором IRFU9310, пропускающим в активном режиме опорное напряжение на выход. На выходе схемы образуется импульс положительной полярности, равный по длительности управляющему сигналу, а по амплитуде – опорному напряжению. Схема позволяет поддерживать на фотокатоде потенциал «земли» для обеспечения рабочего режима ф.э.у. Hamamatsu R11410-20, а в момент пересечения космическим мюоном чувствительного объема детектора – формировать импульс напряжения длительностью 200 мкс, который запирает промежуток «фотокатод–1-й динод, тем самым «выключая» ф.э.у.

## Испытание управляемого делителя

Работа предложенной схемы была исследована с использованием моделирующего фоновую засветку светодиода, облучавшего фотокатод, и многоканального генератора импульсов Tektronix AFG3252, подававшего импульсные сигналы на драйвер светодиода и управляющую схему с частотой 100 Гц. С помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO 3054 исследовались сигналы с анода ф.э.у. и с управляющей схемы.

На рис. 4 представлена зависимость относительной амплитуды сигнала фоновой засветки с ф.э.у. от амплитуды запирающего импульса.

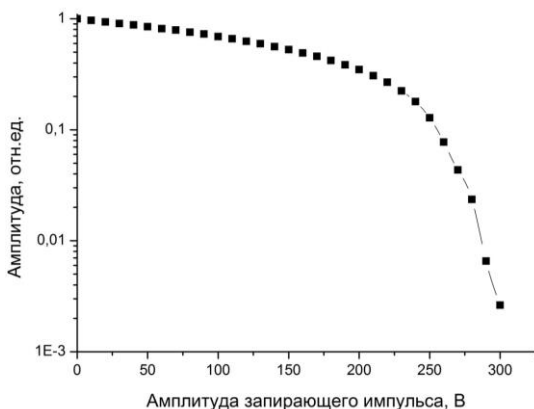


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды сигнала с анода ф.э.у. от амплитуды запирающего импульса

Видно, что подбором амплитуды последнего можно существенно уменьшить амплитуду импульса засветки, регистрируемого ф.э.у. В силу наличия емкостной связи между фотокатодом и динодами существует заметный интервал времени после окончания «запирающего» импульса, в течение которого амплитуда сигнала с ф.э.у. восстанавливается до прежнего значения.

Длительность этого времени релаксации определяется переходными процессами в делителе и должна зависеть от сопротивления делителя напряжения ф.э.у.

На рис. 5 представлены зависимости амплитуды выходного сигнала ф.э.у. от времени задержки между окончанием «запирающего» сигнала и сигналом со светодиода для различных сопротивлений делителя ф.э.у. Согласно рисунку, при наличии емкости  $C_1$  (1 нФ) между 1-м динодом ф.э.у. и «землей» (см. рис. 2) выброс на зависимостях амплитуды сигнала ф.э.у. от времени уменьшается

с 50 до 10%. Видно также, что изменение сопротивления делителя ф.э.у. с 1.85 до 20 МОм приводит к увеличению времени релаксации ф.э.у. с ~25 до ~200 мкс.

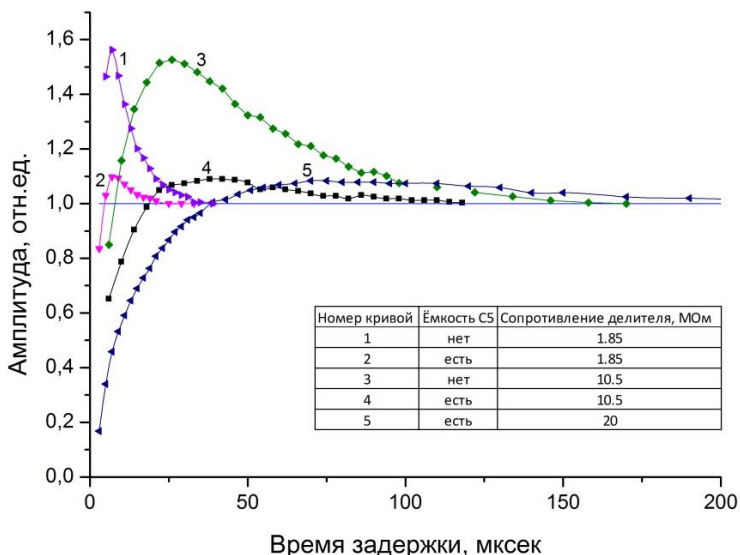


Рис. 5. Зависимости амплитуды выходного сигнала ф.э.у. от времени задержки между окончанием запирающего сигнала и сигналом со светодиода для различных конфигураций делителя ф.э.у.

Так как одна из матриц с ф.э.у. в детекторе РЭД 100 должна быть расположена в жидком ксеноне (см. рис. 1), величины сопротивлений в делителях должны быть подобраны таким образом, чтобы на них не происходило кипения жидкого ксенона. На рис. 6 представлена фотография делителя с полным сопротивлением 20 МОм. Отсутствие кипения на его сопротивлениях в

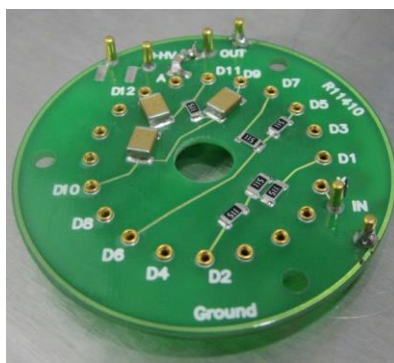


Рис. 6. Фотография делителя для ф.э.у. в детекторе РЭД 100

жидком азоте было подтверждено визуальным способом при напряжении до 2 кВ.

### **Заключение**

Разработана схема управления работой ф.э.у. Hamamatsu R11410-20 для детектора РЭД 100. Показано, что:

– подаваемого на фотокатод ф.э.у. импульса достаточно для «запираания» промежутка «фотокатод–1-й диод» с целью эффективного подавления фоновых засветок ф.э.у. от сигналов с большим энерговыделением;

– время релаксации ф.э.у. после окончания действия запирающего сигнала, определяемое переходными процессами в делителе, составляет ~200 мкс при сопротивлении делителя ф.э.у. 20 МОм, что является приемлемым для использования в эксперименте по обнаружению когерентного рассеяния нейтрино на ядрах ксенона.

Разработан и изготовлен делитель для ф.э.у. в эксперименте РЭД 100 с полным сопротивлением 20 МОм. Показано отсутствие кипения жидкого азота на его сопротивлениях при напряжении до 2 кВ.

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.

### **Список литературы**

1. Akimov D.Yu., Alexandrov I.S., Aleshin V.I., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Burenkov A.A., Chepurnov A.S., Danilov M.V., Derbin A.V., Dmitrenko V.V., Dolgolenko A.G., Egorov D.A., Efremenko Yu.V., Etenko A.V., Gromov M.B., Gulin M.A., Ivakhin S.V., Kantserov V.A., Kaplin V.A., Karelin A.K., Khromov A.V., Kirsanov M.A., Klimanov S.G., Kobayakin A.S., Konovalov A.M., Kovalenko A.G., Kopeikin V.I., Krakhmalova T.D., Kuchenkov A.V., Kumpan A.V., Litvinovich E.A., Lukyanchenko G.A., Machulin I.N., Martemyanov V.P., Nurakhov N.N., Rudik D.G., Saldikov I.S., Skorokhatov M.D., Sosnovtsev V.V., Stekhanov V.N., Strikhanov M.N., Sukhotin S.V., Tarasenkov V.G., Tikhomirov G.V., Zeldovich O.Ya. Perspectives to measure neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase emission detector. arXiv:1212.1938. Bolozdynya A. Emission detectors. Singapore: World Scientific, 2010.

2. Акимов Д.Ю., Буренков А.А., Гришкин Ю.Л., Коваленко А.Г., Лебеденко В.Н., Самнер Т.Д. Соловов В.Н., Стеханов В.Н., Невес Ф. Ядерная физика. 2009. Т. 72 № 4 С. 693.

3. Akerib D.S., Bai X., Bedikian S., Bernard E., Bernstein A., Bolozdynya A., Bradley A., Byram D., Cahn S.B., Camp C., Carmona-Benitez M.C., Carr D., Chapman J.J., Chiller A., Chiller C., Clark K., Classen T., Coffey T., Curioni A., Dahl E., Dazeley S., de Viveiros L., Dobi A., Dragowsky E., Druszkiewicz E., Edwards B., Faham C.H., Fiorucci S., Gaitskell R.J., Gibson K.R., Gilchriese M., Hall C., Hanhardt M., Holbrook B., Ihm M., Jacobsen R.G., Kastens L., Kazkaz K., Knoche R., Kyre S., Kwong J., Lander R., Larsen N.A., Lee C., Leonard D.S., Lesko K.T., Lindote A., Lopes M.I., Lyashenko A., Malling D.C., Mannino R., Marquez Z., McKinsey D.N., Mei D.-M., Mock J., Moongweluwan M., Morii M., Nelson H., Neves F., Nikkel J.A., Pangilinan M., Parker P.D., Pease E.K., Pech K., Phelps P., Rodionov A., Roberts P., Shei A., Shutt T., Silva C., Skulski W., Solovov V.N., Sofka C.J., Sorensen P., Spaans J., Stiegler T., Stolp D., Svoboda R., Sweany M., Szydagis M., Taylor D., Thomson J., Tripathi M., Uvarov S., Verbus J.R., Walsh N., Webb R., White D., White J.T., Whitis T.J., Wlasenko M., Wolfs F.L.H., Woods M., Zhang C. The LUX Prototype Detector. arXiv:1207.3665 (July 2012).

4. Angle J., Aprile E., Arneodo F., Baudis L., Bernstein A., Bolozdynya A., Coelho L., Dahl E., Deviveiros L., Ferella A., Fernandes L., Fiorucci S., Gaitskell R.J., Giboni K.-L., Gomez R., Hasty R., Kwong J., Lopes J. A. M., Maden N., Manalaysay A., Manzur A., Mckinsey D., Monzani M E., Ni K., Oberlack U., Orboeck J., Plante G., Santos J., Shagin P., Shutt T., Sorensen P., Winant C., Yamashita M. First results from the XENON10 dark matter experiment at the Gran Sasso National Laboratory, Phys Rev Lett. 2008. V.100. P. 1.

5. Aprile E., Baudis L. E-print: 0902.4253. 24 Feb. 2009.

6. Jinno T., Mori T., Ohshima T., Arita Y., Inami K., Ihara T., Nishizawa H., Sasaki T. Lifetime-Extended MCP-PMT. arXiv:1010.1057v1 [physics.ins-det]. 6 Oct. 2010.

7. Barnyakov M.Yu., Mironov A.V. "Photocathode aging in MCP PMT", Journal of Instrumentation, Volume 6, December 2011, doi:10.1088/1748-0221/6/12/C12026

# СИСТЕМА ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ЖИДКО-КСЕНОНОВОГО ЭМИССИОННОГО ДЕТЕКТОРА РЭД100

В.В. Ананьев<sup>2</sup>, А.И. Болоздыня<sup>1</sup>, К.Ф. Власик<sup>1</sup>, В.В. Дмитренко<sup>1</sup>,  
Ю.В. Ефременко<sup>1,3</sup>, З.М. Утешев<sup>1</sup>, В.В. Сосновцев<sup>1</sup>, И.А. Толстухин<sup>1</sup>,  
А.В. Шакиров<sup>1</sup>, Р.Р. Шафигуллин<sup>1</sup>, А.В. Хромов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет технологий  
и управления им. К.Г.Разумовского, Россия

<sup>3</sup>Университет штата Теннесси, USA

E-mail: ivantolstukhin@gmail.com

Разработана и испытана система термостатирования жидко-ксенонового двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100, создаваемого коллаборацией Российские Эмиссионные Детекторы (РЭД) для постановки эксперимента по обнаружению эффекта когерентного рассеяния нейтрино на ядрах ксенона. Основой системы являются термосифоны (замкнутые трубчатые двухфазные тепловые трубы), заполненные азотом и использующие в качестве холодильника свободно-кипящий жидкий азот. Система обеспечивает конденсацию 180 кг жидкого ксенона в течение суток и поддержание температуры титанового криостата в диапазоне температур 160-190 К с точностью менее 1 К.

## 1. 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 тяжелых ядрах [1, 2]. Принцип регистрации частиц в двухфазных эмиссионных детекторах, использующих благородные газы в качестве рабочих сред, детально рассмотрен в монографии [3]. В таких детекторах можно регистрировать единичные электроны, образованные в массивных (десятки и сотни килограммов) рабочих средах, используемых как мишень для очень редких процессов с малыми энерговыделениями [4–5]. Детекторы такого типа в настоящее время широко используются в экспериментах по поиску холодной темной материи в форме массивных слабоионизирующих частиц [6–8].

Детектор РЭД-100 содержит жидкий ксенон массой 180 кг в титановом криостате массой 100 кг (рис. 1). Общая масса детектора, включающего ксенон, криостат, фотоумножители и внутреннюю светособирающую структуру на основе фторопласта-4 составляет около 500 кг. Задача системы термостатирования детектора заключается в том, чтобы обеспечить конденсацию 180 кг жидкого ксенона и поддержание температуры титанового криостата в диапазоне температур 160–170 К с точностью 0,1 К в течение длительного времени (порядка 1 года), необходимого для проведения эксперимента. Дополнительными требованиями являются:

1. Сведение к минимуму массы вспомогательных устройств в непосредственной близости к детектору.

2. Размещение детектора внутри массивной защиты или в глубоком колодце для постановки низкофонового эксперимента.

Последнее требование означает, что детектор должен быть удалён на расстояние несколько метров от системы сбора данных, системы газовой очистки, системы охлаждения и криостатирования детектора. Это условие налагает значительные ограничения на приемлемые технологии обеспечения работоспособности детектора, в частности, технологию криостатирования. В данной статье рассматривается система криоста-

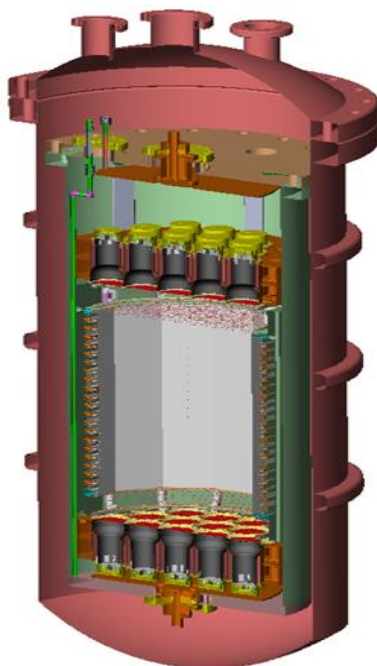


Рис. 1. Детектор РЭД-100 с титановым криостатом, который содержит две матрицы из 19 фотоэлектронных умножителей типа Hamamatsu R11410-20, расстояние между которыми (50 см) определяет размер чувствительной области детектора, заполненной жидким ксеноном и окружённый отражателем на основе фторопласта со встроенными дрейфовыми электродами

тирования на основе технологии термосифона (замкнутой тепловой трубы), которая удовлетворяет указанным требованиям.

## 2. Принцип действия термосифона

Двухфазный трубчатый термосифон замкнутого типа представляет собой устройство для передачи больших потоков тепловой энергии [9]. Для криостатирования детектора РЭД-100 разработан двухфазный термосифон, в котором используется азот в качестве рабочего тела. Перенос тепла осуществляется за счёт разности плотностей жидкой и газообразной фаз азота, которые эффективно разделяются под действием гравитационных сил. Трубчатый термосифон состоит из трёх основных секций, как показано на рис. 2: охлаждаемой секции (конденсора), расположенной над нагреваем-

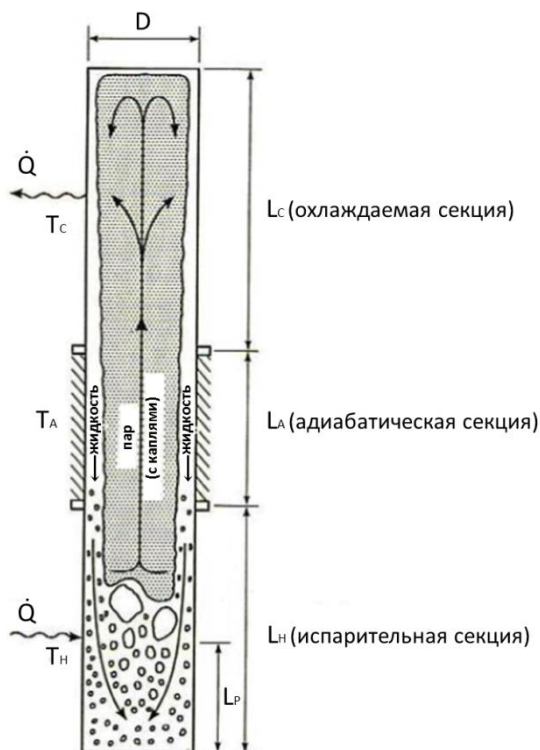


Рис. 2. Принцип действия замкнутого трубчатого двухфазного термосифона диаметром  $D$ :  $L_C$  — длина охлаждаемой секции при температуре  $T_C$ , в которой происходит отбор тепловой энергии  $Q$  от газа и его конденсация;  $L_A$  — длина адиабатической секции при температуре  $T_A$ ;  $L_N$  — длина секции при температуре  $T_H$ , поглощающей тепловую энергию  $Q$ ;  $L_P$  — длина секции заполненной жидкостью [9]

мой секцией (испарителя), и пассивной (адиабатической) секции, соединяющей две указанные активные секции. Объем охлаждаемого внешним холодильником конденсора длиной  $L_C$  заполнен газом, который, отдавая тепловую энергию  $Q$  холодильнику через стенки трубы, конденсируется в жидкость и под действием гравитационной силы стекает вниз через адиабатическую секцию длиной  $L_A$  в испаритель длиной  $L_H$ , который заполнен жидкостью на длине  $L_P$ . В испарителе жидкость поглощает тепловую энергию  $Q$  из окружающей трубу среды и кипит. Возникающий при этом пар поднимается через адиабатическую секцию в конденсор и цикл повторяется.

Среди возможных рабочих сред нами был выбран азот как наиболее доступная и безопасная низкотемпературная жидкость, а в качестве холодильника – бассейн свободно кипящего жидкого азота, заключённый в специальный криостат (рис. 3). В таком устройстве минимальное значение температуры холодильника  $T_C$  не может быть ниже температуры кипящего при атмосферном давлении жидкого азота (77,4 К), а максимальное значение (для стационарного режима охлаждения) не может превышать критическую температуру азота (126,2 К). Удельная мощность охлаждения определяется удельной теплотой испарения жидкого азота, т.е. составляет 199 кДж на 1 кг жидкого азота, испаряемого в холодильнике.

Охлаждаемый или термостатируемый объект находится в тепловом контакте с испарителем. Термосифон описываемого типа не может обеспечить термостатирование объекта при температурах ниже 77,4 К. В случае, если температура охлаждаемого объекта должна быть выше критической температуры азота (126,2 К), термостатирование осуществляется динамическим методом путём изменения количества азота и давления газовой фазы в термосифоне. Заданная температура устанавливается за счёт изменения баланса между потоком отводимого через термосифон тепла от объекта, когда термосифон находится в активном режиме, и потоком тепла, поступающем от окружающей среды.

Термосифон работает как эффективный теплопроводник. Мощность охлаждения с помощью такого устройства  $W$  пропорциональна сечению термосифона и градиенту температуры вдоль его длины и обратно пропорциональна величине длины  $L=L_C+L_H$ :

$$W = \frac{\partial Q}{\partial T} = \frac{k \cdot A \cdot \Delta T}{L}, \quad (1)$$

где  $k$  – удельная теплопроводность термосифона.

Принимая в расчет паразитный поток тепла через криостат  $W_0$ , тепловую проводимость термосифона можно определить как:

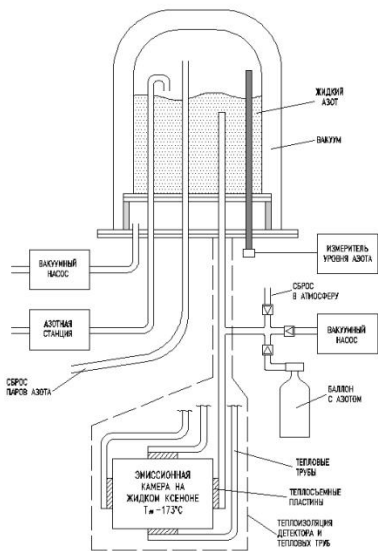
$$k = \frac{(W + W_0) \cdot L}{A \cdot \Delta T}, \quad (2)$$

где  $A$  – площадь сечения термосифона.

### 3. Система термостатирования

Детектор РЭД-100 содержит две ячеистых матрицы из фторопласта-4 на 38 низкофоновых фотоэлектронных умножителей фирмы Hamamatsu R11410-20 с диаметром фотокатода 80 мм (рис. 2). Расстояние между матрицами определяет размер чувствительной области детектора, заполненной жидким ксеноном и окружённый тефлоновым отражателем со встроенными дрейфовыми электродами, и составляет 50 см. Для исключения возникновения конвективных потоков внутри камеры по высоте дрейфового объёма задаётся градиент температур так, чтобы жидкий ксенон внизу дрейфового объёма был на 1 К холоднее жидкого ксенона наверху дрейфового объёма. Для этого в верхнем и нижнем фланцах холодного сосуда (камеры) установлены медные теплообменники для подсоединения двух термосифонов, задающих градиент температур по высоте дрейфового объёма. Эти же термосифоны используются для конденсации ксенона из газообразного состояния при заполнении детектора жидкостью. Дополнительные два термосифона установлены на медном экране, окружающем камеру для выравнивания градиентов температур по окружности камеры (на рисунке не показаны). Таким образом, для работы с детектором РЭД-100 будут использованы 4 термосифона, расположенные внутри сильфонного металлорукава с внутренним диаметром 100 мм.

На рис. 3 представлена принципиальная схема системы термостатирования детектора РЭД-100 (а) и общий вид установки (б) в процессе тестирования термосифонов различных конструкций.



(a)



(б)

Рис. 3. Принципиальная схема термосифонной системы термостатирования детектора РЭД-100 (а) и общий вид установки (б), которая включает жидкоазотный резервуар (в верхней левой части фотоснимка), термосифон в сильфонном металло-рукаве длиной 4 м (в центре фотоснимка) и станцию наполнения многоканальной термосифонной системы азотом с цифровым контролем параметров рабочей среды (стойка справа на фотоснимке)

Динамическое термостатирование осуществляется с помощью электронной системы управления термосифоном. Функциональная схема управления четырёх-канальным термосифоном показана на рис. 4. Система собрана на основе модулей серии *Adam-6000* фирмы *Advantech* и обеспечивает измерение температуры термостатируемого объекта с помощью включённого по трёхточечной схеме платинового терморезистора *PT-100* (б) и давления азота с помощью пьезокристаллического датчика давления *PTI-S-AC15-15AQE* (д). Показанные на рисунке клапаны с электронным управлением используются для впрыска (е) или сброса (откачки) азота (з) в/из термосифона, соответственно. Съём ин-

формации и управление системой контроля осуществляется внешним управляющим компьютером, связанным с установкой по каналу *Ethernet TCP/IP* через сетевой концентратор (а).

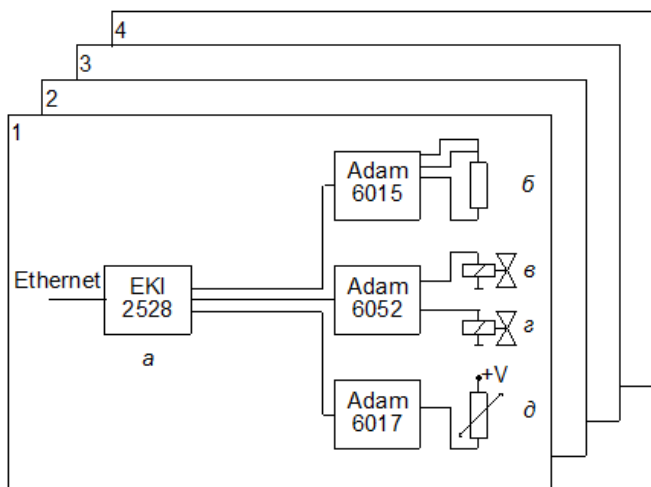


Рис. 4. Функциональная схема управления и контроля параметров четырёхканальной системы термостатирования через локальную сеть (а): EKI-2528 – сетевой концентратор; Adam-6015 – модуль аналогового ввода для термометров сопротивления (б); Adam-6052 – модуль дискретного ввода-вывода управляемых клапанов (в, г); Adam-6017 – модуль аналогового ввода-вывода сигнала с датчика давления (д)

#### 4. Технический запуск системы

Выбор конструкции термосифонов и их тестирование осуществлялось с помощью установки, показанной на рис. 3,б. Для использования в установке РЭД-100 нами выбраны две базовые конструкции термосифонов: на основе медной трубки диаметром 12,5 мм (толщина стенки 0,5 мм) и сильфонных металлорукавов внутренним диаметром от 12 до 35 мм. Для выбора оптимальной конструкции определялись два характерных параметра термосифона: удельная теплопроводность и предел теплопередачи. Предел теплопередачи достигается в том случае, если тепловая нагрузка приводит к нарушению циркуляции двухфазной рабочей среды внутри термосифона (вскипание жидкости и возникновение газо-

вой пробки), что приводит к потере способности термосифона к эффективной теплопередаче.

Результат испытаний двух конструкций сифонного термосифона на предел теплопередачи иллюстрирует рис. 5. Термостатируемым объектом (моделью детектора) являлась стальная болванка массой 5 кг, заключенная в вакуумную камеру на конце сифонного металлорукава с внутренним диаметром 80 мм и длиной 2–4 м. Тепловая нагрузка создавалась искусственно с помощью Джоулевого тепла от мощного резистора, установленного на модели. В случае трубчатого термосифона срыв стационарного режима охлаждения происходил при мощности 100 Вт на резисторе. Аналогичное наблюдение было сделано ранее при работе с трубчатыми термосифонами, изготовленными из нержавеющей стали [10]. В случае сифонного металлорукава примерно такого же внутреннего диаметра предел теплопередачи наблюдался при мощности 60 Вт. Следует отметить, что термосифон на основе гладкой трубки устойчиво работал при коэффициенте заполнения жидкостью  $K_{\text{ж}} = L_{\text{р}}/L > 6\%$ . Термосифон на основе сифонного металлорукава устойчиво работал при  $K_{\text{ж}} > 25\%$ , что связано с рельефной внутренней поверхностью тепловой трубы.

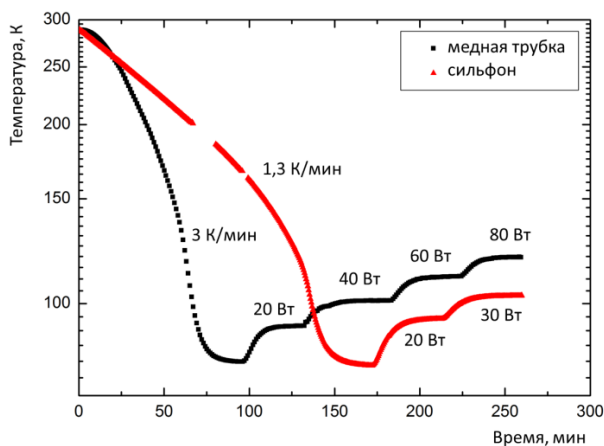


Рис. 5. Исследование предела теплопереноса в термосифонах на основе медной трубки (квадраты) и сифонного металлорукава (треугольники)

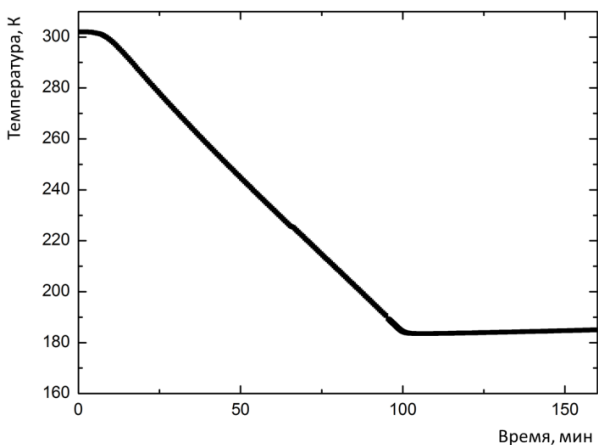


Рис. 6. Динамическая термостабилизация с помощью сильфонного термосифона при температурах  $T > T_c$

Для термостатирования при температурах превышающих критическую температуру азота (126,2 К) использовался динамический метод управления термосифоном, при котором стабилизация температуры достигалась путем изменения количества рабочего вещества (азота) в термосифоне. На рис. 6 показан пример динамической термостабилизации модели при 181–183 К с помощью сильфонного термосифона и системы управления, показанной на рис. 4.

Экспериментальные исследования трубчатых двухфазных термосифонов замкнутого типа с азотом в качестве рабочей среды показали, что они обеспечивают удельную теплопроводность вплоть до  $k = 70\text{--}90$  кВт/(К м), что более чем на два порядка превышает удельную теплопроводность бескислородной меди. При этом предел теплопередачи гладкостенных термосифонов диаметром 10–40 мм вне зависимости от материала стенок составляет порядка  $100$  Вт/см<sup>2</sup>. Это означает, что если термосифон такого типа имеет сечение порядка  $10$  см<sup>2</sup>, то мощность теплопередачи может достигать 1 кВт, что достаточно для конденсации 180 кг ксенона в детектор в течение суток, если тепловой поток через криостат не будет значительно больше, чем 100 Вт.

## Заключение

Нами разработана криогенная система, которая позволяет с высокой эффективностью термостатировать массивные объекты, удалённые на расстояние нескольких метров от холодильной машины на основе свободно-кипящего жидкого азота. Разработанная система позволяет минимизировать массу конструкционных материалов вблизи детектора и дает возможность окружить детектор массивной пассивной защитой для постановки низкофоновых экспериментов. Система термостатирования будет использоваться для обеспечения функционирования жидко-ксенонового детектора РЭД-100 в эксперименте по обнаружению эффекта когерентного рассеяния нейтрино на тяжёлых ядрах [1, 2].

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.

## Список цитируемой литературы

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. Tikhomirov and 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 Spallation Neutron Source: Монография. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. – 88 с.

3. A. Bolozdynya Emission detectors, Singapore: World Scientific, 2010. 209 p.

4. Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И., Буренков А.А., Ефременко Ю.В., Кирсанов М.А., Кобякин А.С., Коваленко А.Г., Коновалов А.М., Кумпан А.В., Стеханов В.Н. // Измерение однопотоковых шумов в эмиссионном детекторе на жидком ксеноне. Приборы и техника эксперимента, 2012. № 4. С. 7–11.

5. А.А. Буренков, Д.Ю. Акимов, Ю.Л. Гришкин, А.Г. Коваленко, В.Н. Лебедев, В.Н. Соловов, В.Н. Стеханов, Ф. Невес, Т.Дж. Самнер // Регистрация одиночного электрона ионизации в электролюминесцентных детекторах на основе ксенона. *Ядерная физика* 72: 693-701, 2009, *Phys. Atom. Nucl.* 72: 653-661, 2009.

6. D.S. Akerib, X. Bai, S. Bedikian, A. Bernstein et al. The LUX Prototype Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 709, 01.01.2013, p. 29–36.

7. Angle J., Aprile E., Arneodo F. et al. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory. *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 021303.

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

9. G.S.H. Lock. The Tubular Thermosyphon. Variation on a theme. Oxford University Press, 1992.

10. Bolozdynya, A., Bradley, A., Bryan, S. et al. Cryogenics for the LUX detector, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2009, v. 56 (4), 5204619, pp. 2309–2312.

# THE TWO-PHASE CLOSED TUBULAR CRYOGENIC THERMOSYPHON

A.I. Bolozdynya<sup>1</sup>, V.V. Dmitrenko<sup>1</sup>, Yu.V. Efremenko<sup>1,2</sup>, A.V. Khromov<sup>1</sup>,  
R.R. Shafigullin<sup>1</sup>, A.V. Shakirov<sup>1</sup>, V.V. Sosnovtsev<sup>1</sup>, I.A. Tolstukhin<sup>1</sup>,  
Z.M. Uteshev<sup>1</sup>, K.F. Vlasik<sup>1</sup>

<sup>1</sup> National Research Nuclear University MPhI, Russia

<sup>2</sup> University of Tennessee, USA

## Abstract

The heat transfer characteristics of a two-phase closed tubular cryogenic thermosyphon filled with nitrogen fluid have been investigated. The thermosyphon consists of a 1.1 cm inside diameter, 5 m long copper tube enclosed in a vacuum jacket, and uses a free-boiling liquid nitrogen pool as a cooling machine. The system is compact, free from mechanical vibrations, and can provide thermal stabilization of remotely located devices in the temperature range of 80 – 120 K with the heat transfer limit up to a 100 W.

*Index Terms:* Cryogenic thermosyphon, Thermal conductivity, Thermal resistance, Nitrogen fluid, Heat transfer.

## 1. Introduction

A two-phase closed tubular thermosyphon is a high performance heat transfer device that can be used to transfer a large amount of heat at a high rate [1]. The thermosyphon or gravity-assisted heat pipe consists of three basic sections as shown in Fig. 1: a cooling section (condenser) located above a heating section (evaporator) and a passive adiabatic section connecting the two active sections. The condenser of length  $L_C$  is filled with gas, which deposits heat energy  $Q$  into a cooling machine operating in good thermal contact with this cooling section. The condensate generated inside the condenser falls down through the adiabatic section into the evaporator, where the liquid is boiling and absorbing the heat  $Q$ . The generated vapor rises into the condenser, returning the heat to the cooling machine, condensing in the liquid phase, then, the heat transfer cycle repeats. Since the operation of the thermosyphon relies upon the gravitational force, the evaporator must be located below the condenser.

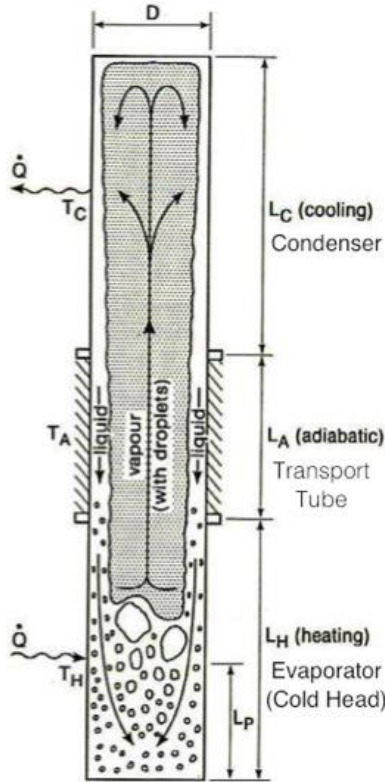


Fig. 1. The operating principle of a two-phase closed tubular thermosyphon (heat pipe) [1]

There are a few working fluids that can be used in cryogenic thermosyphons as shown in Table 1. For this study, we have selected a simple cryogenic cooling machine in which the condenser is immersed in liquid nitrogen that freely boils at atmospheric pressure due to its low cost, availability in large amounts and safety in operations. As seen from Table 1, this nitrogen-based cooling machine can operate in the temperature range between 63.15 K and 126.2 K and pump out the heat from the evaporator with the latent heat of vaporization  $LHV = 199 \text{ kJ/kg}$ . In the simplest configuration, a free boiling liquid nitrogen pool is used providing the cooling section with the temperature  $T_C = 77.36 \text{ K}$ .

Table 1. Working fluids for cryogenic thermosyphons

Gas	$T_{c.p.}, K$	$T_{boiling}, K$	$T_{l.p.}, K$	$LHV, kJ/kg$
He	5.25	4.22	2.18	21
N <sub>2</sub>	44.45	27.104	24.556	86.3
Ne	126.2	77.36	63.15	199
O <sub>2</sub>	154.58	90.19	54.8	213
CF <sub>4</sub>	227.5	145.2	89.4	135.95
Ar	150.85	87.302	83.81	162.3
Kr	209.35	119.93	115.78	107.5
Xe	289.74	165.05	161.4	96.3

## 2. Experimental apparatus

The schematic illustration of the experimental setup is shown in Fig. 2. The setup consists of a test stand, a liquid nitrogen reservoir and a working fluid charging system.

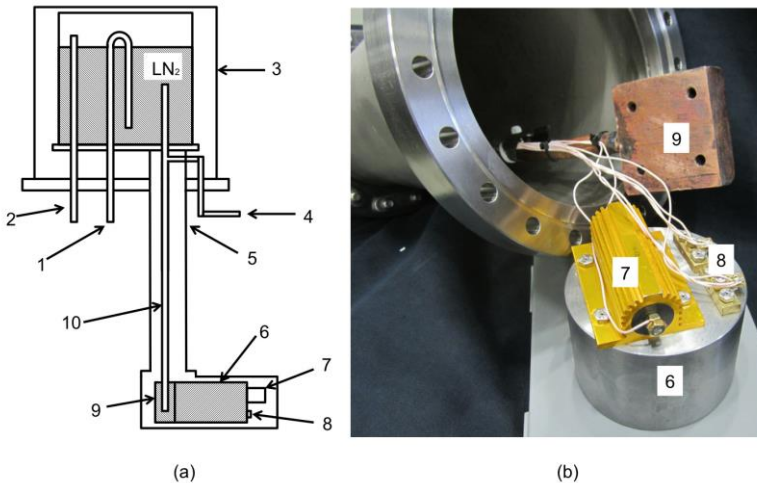


Fig. 2. Schematic drawing of the experimental setup (a) and picture of the disassembled cold end of the thermosyphon (b): 1 – liquid nitrogen inlet; 2 – ventilation outlet; 3, 5 – vacuum jacket; 4 – nitrogen fluid supply from charging system; 6 – cold head; 7 – heater; 8 – resistance thermometer; 9 – evaporator; 10 – adiabatic section

The test stand includes a cryogenic thermosyphon connected to a cooled device or cold head (a steel ingot of 4 kg mass) installed with an adjustable heater and resistance thermometer. The adiabatic section of the thermosyphon is made of 5 m long copper pipe with 11 mm inside diameter wrapped in multiple layers of vacuum superinsulation and enclosed into a vacuumed bellow hose of 68 mm inside diameter. The evaporator is constructed as a channel of 11 mm in diameter and 7 cm in length inside a copper pad of  $8 \times 8 \times 2 \text{ cm}^3$  dimensions attached to the cold head (Fig. 2b). The condenser is a stainless steel closed pipe with 11 mm inside diameter and  $L_H = 30 \text{ cm}$  length installed onto the bottom lid of the custom made liquid nitrogen reservoir via 1-1/3" CF flange. The liquid nitrogen boiling at atmospheric pressure works as a heat sink for the thermosyphon. The vacuum jacket surrounding the reservoir and the thermosyphon is pumped out with a turbo-molecular pump.

The cryogenic thermosyphon is connected to the working fluid charging system (on the right in Fig. 3) by a stainless steel pipe of 2 m in



length and 6 mm in diameter. The charging system is equipped with manual, electronically operated valves and pressure/vacuum gauges to provide operations up to eight thermosyphons simultaneously. The working nitrogen gas is stored in a standard high pressure cylinder.

Fig. 3. General view of the thermosyphon system including LN<sub>2</sub> reservoir (on left), thermosyphon placed inside the bellow hose (in center) and the nitrogen fluid charging station (on right)

The thermosyphon is filled with a small precisely measured amount of nitrogen. The filling ratio of  $FR = L_P / (L_H + L_C + L_A) = 0.065$  is close to the minimum value providing operations in a stable mode. Increasing the nitrogen filling ratio does not significantly affect characteristics of the thermosyphon. During the test the difference in vertical positions of the condenser section and the evaporation section was about 2 m as shown in Fig. 3.

### 3. Results and discussion

Fig. 4 shows the temperature of the cold head under different heat load conditions. At the beginning of the test, the thermosyphon is evacuated at room temperature. The cooling power is applied to the cold head via the evaporator as soon as the thermosyphon is charged with nitrogen fluid. The cooling rate 0.6 K/min is observed at  $FR = 3.2\%$ , 3 K/min is observed when a nitrogen filling ratio of  $FR = 6.5\%$  is achieved (Fig. 4). When the lowest temperature 80 K is achieved, the additional power is applied with the electric heater (15 Ohm, 200 W resistor) installed on the cold head. The temperature

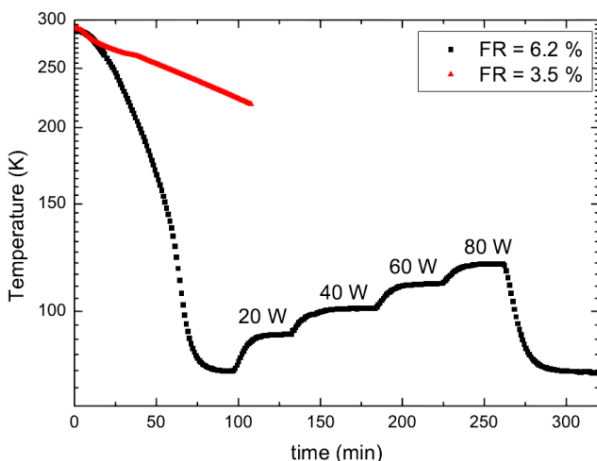


Fig. 4. Temperature of the cold head versus time for a filling ratio of 3.5 % and 6.2 %. Starting at room temperature, the cold head was cooled to 80 K, and four intervals of power were applied with the electric heater (20, 40, 60 and 80 W) as indicated on the graph

rises with the increase of the heat load. The steady states are observed at 20, 40, 60, and 80 W. After achieving 120 K at the cold head with 80 W applied power, the heater is turned off and the temperature of the cold head is restored to 120 K after 1 hour of operation. Further tests showed that the evaporator temperatures can not reach a steady state at a heat load of 100 W or more but rises continuously. This observation indicates that this thermosyphon has a 100 W limit on the heat transfer.

Fig. 5 shows the steady state temperatures versus the applied heat loads. The highest temperature of the cold head 120 K is achieved with 80 W heat loads. The thermosyphon works as an efficient heat conductor at  $HTL < 100$  W. The thermosyphon can not work in steady mode with heat load  $> 100$  W. The cooling power of the thermosyphon  $W$  is proportional to the cross section of the tube  $A$  and the temperature gradient  $\Delta T$  along its length  $L$ :

$$W = \frac{\partial Q}{\partial T} = \frac{k \cdot A \cdot \Delta T}{L}, \quad (1)$$

where factor  $k$  is the thermal conductivity of the thermosyphon. Taking into account the parasitic (passive) heat load from the environment,  $W_0$ , we can define the thermal conductivity  $k$ , as:

$$k = \frac{(W+W_0) \cdot L}{A \cdot \Delta T} \quad (2)$$

The total thermal resistance  $R$  as follows,

$$R = \frac{L}{A \cdot k} \quad (3)$$

Under the assumption that the thermal conductivity of the thermosyphon is temperature independent in the range of 80 – 100 K, from Fig. 5 we can derive  $W_0 = 10$  W, the thermal conductivity  $k = 83$  kW/Km, and the thermal resistance  $R = 0.5$  K/W for the investigated thermosyphon. The heat transfer characteristics of the thermosyphon are compared with published parameters of similar cryogenic thermosyphons in Table 2. Note that the thermal conductivity of our system is close to that of a much larger in diameter thermosyphon described in [2]. At the same time, the total thermal resistance exceeds that for shorter devices reported in [3, 6, 7] showing the effect of using a much longer device in our studies.

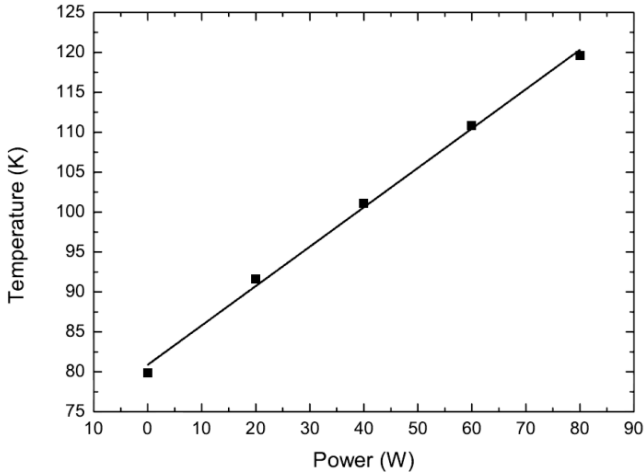


Fig 5. Temperature dependence of thermosyphon at steady mode versus applied heat load

#### 4. Conclusion

Table 2. Heat transfer characteristics of tubular two-phase thermosyphons

Fluid	$T$ , K	$L$ , cm	$I.D.$ , cm	$k$ , kW K/m	$R$ , K/W	$HTL$ , W	Ref.
He	4 – 6	28	1.4		0.6 – 1.2		[7]
N <sub>2</sub> +Ar	75 – 145	28	1.4		0.05 – 0.37	155.7	[3]
N <sub>2</sub>	72 – 79	107	1.1		0.1 – 0.25	146	[6]
N <sub>2</sub>	80 – 100	130	2×0.95			200	[2]
N <sub>2</sub>	80 – 100	137	3.5	55	0.02	900	[2]
N <sub>2</sub>	80 – 120	500	1.1	83	0.5	100	This work

The heat transfer characteristics of the 5-meter long cryogenic thermosyphon filled with N<sub>2</sub> working fluid were studied. The thermal conductivity and the heat transfer limit were measured. The system exhibited extremely high thermal conductivity exceeding that value for copper

by 200 – 500 times and close to that for nanotubes [5]. The heat transfer limit for the nitrogen fluid thermosyphon of  $\approx 1$  cm diameter is about 100 W ([2] and this work); HTL  $\approx 900$  W for the thermosyphon of 3.6 cm inside diameter. These observations agreed with the fact that the heat transfer limit is proportional to the cross section of the thermosyphon: HTL  $\approx A$ .

The studied design of the thermosyphon has the advantage of low cost, compactness, high cooling power and can be used to support operations of large liquid gas installations such as oxygen storage tanks. The simple construction and remote cooling ability of the flexible copper tube thermosyphon with 5 meters length, is important for arrangement of low background experiments in fundamental research such as LUX, RED100 [2, 8], in which cooled devices operate remotely inside a massive shielding, and mass of materials must be minimized. Although the system has been known for a quite long time, the theoretical consideration of thermodynamic processes inside is still study [4].

### **Acknowledgments**

This research is supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation under the Contract No. 11.G34.31.0049 from October 19, 2011. Authors would like to thank Diana Markoff for careful reading of the manuscript.

### **References**

1. G.S.H. Lock. The Tubular Thermosyphon. Variation on a theme, Oxford University Press, 1992.
2. A. Bolozdynya, A. Bradley, S. Bryan, CE. Dahl, J. Rwang, J. Mock, M. Usowicz, T. Shutt. Cryogenics for the LUX detector, IEEE TNS 56 (4) (2009) 2309–2312.
3. Z.Q. Long, P. Zhang. Heat transfer characteristics of thermosyphon with  $N_2 - Ar$  binary mixture working fluid, Int. J. Heat Mass Transfer 63 (2013) 204-215.
4. B.M. Ziapour and H. Shaker. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon using different working fluids, Int. J. Heat Mass Transfer 46 (2010) 307–314.
5. S. Berber, Y.-K. Kwon, and D. Tomànek. Unusually High Thermal Conductivity of Carbon Nanotubes, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4613–4616.

6. R. Christie, D. Robinson, and D. Plachta. Design and Operating Characteristics of a Cryogenic Nitrogen Thermosyphon, AIP Conference Proceedings 710, 1079 (2004). DOI: 10.1063/1.1774792.
7. Z.Q. Long, P. Zhang. Experimental investigation of the heat transfer characteristics of a helium cryogenic thermosyphon, Cryogenics 57 (2013) 95–103.
8. D.Yu. Akimov, I.S. Alexandrov, V.I. Aleshin et al. Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase xenon emission detector, Journal of Instrumentation 8 (2013) P10023.

## ГАММА-ЛОКАТОР ДЛЯ РАДИОНУКЛИДНОЙ ДИАГНОСТИКИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

А.И. Болоздыня, К.А. Воробьев, Е.И. Евграфова, К.И. Жуков<sup>1</sup>,  
В. А. Канцеров, В. В. Сосновцев, Д. Е. Филиппов, А. К. Ягнюкова  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия*  
<sup>1</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия*

Описан миниатюрный детектор  $\gamma$ -квантов на основе сцинтилляционного кристалла  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  и кремниевого фотоумножителя для использования в ядерной медицине. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов составила 29% для  $^{137}\text{Cs}$  (662 кэВ) и 70% для  $^{57}\text{Co}$  (122 кэВ). При использовании вольфрамового коллиматора измерены пространственное разрешение (8 мм для  $^{57}\text{Co}$ ) и угловое разрешение прибора ( $26^\circ$  для  $^{57}\text{Co}$ ).

### Введение

Гамма-локатор – это миниатюрный детектор  $\gamma$ -излучения, предназначенный для использования в ядерной медицине с целью определения в режиме реального времени пространственного распределения радиоактивных фармакологических препаратов в теле человека. Для этого в кровеносную систему пациента вводят фармакологические препараты, активно усваиваемые определенными новообразованиями и содержащие радиоактивные изотопы, излучающие  $\gamma$ -кванты, например  $^{99m}\text{Tc-MIBI}$  и  $^{99m}\text{Tc-тетрофосмин}$  [1]. При ручном сканировании тела пациента  $\gamma$ -локатором скорость счета прибора возрастает по мере приближения детектирующей части к области расположения активного очага и достигает максимума в точке, где расстояние между локатором и очагом минимально (рис. 1).

Методика ручного сканирования миниатюрным  $\gamma$ -детектором при радиоизотопной диагностике дополняет томографические исследования с помощью  $\gamma$ -камер и позитронно-эмиссионных томографов [2]. В англоязычной научной литературе такие приборы чаще всего называют *gamma probe*, что в дословном переводе на русский язык означает *гамма-зонд* [3, 4]. Широко известны  $\gamma$ -зонды производства американских компаний Neoprobe и Mammotome, использующие в качестве  $\gamma$ -детектора полупроводниковые детек-

торы на основе CdZnTe [3], и европейского производителя EuroRad (Франция) на основе сцинтилляционного кристалла CsI и кремниевое фото диода [4]. Конфигурация  $\gamma$ -зондов варьируется в зависимости от решаемой задачи.

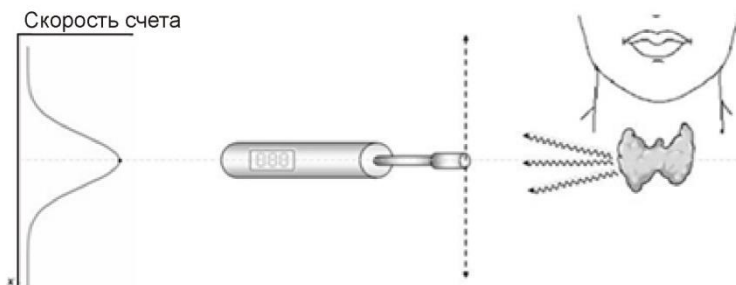


Рис. 1. Локализация областей с высокой концентрацией радиофармпрепарата с помощью  $\gamma$ -локатора

В данной работе исследованы характеристики  $\gamma$ -локатора на основе нового высокоэффективного для  $\gamma$ -квантов неорганического сцинтиллятора  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  отечественного производства и твердотельного кремниевое фотоумножителя (Si-ф.э.у.) с внутренним усилением оптического сигнала производства японской компании Hamamatsu, принцип действия которого в свое время был разработан в НИЯУ МИФИ [5, 6].

## 1. Устройство гамма-локатора

Устройство и внешний вид действующего образца  $\gamma$ -локатора показаны на рис. 2. Чувствительная часть прибора – сцинтилляционный кристалл  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  в форме цилиндра диаметром 5 мм и длиной 10 мм – находится в оптическом контакте с кремниевым фотоумножителем Hamamatsu MPPC S10931-050P с размерами чувствительной области  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ . Сцинтиллятор и фотоприемник помещены в герметичный светонепроницаемый пластиковый корпус. Электронные компоненты системы сбора данных размещены на многослойной печатной плате, расположенной внутри того же цилиндрического корпуса. Для выделения узкого конического поля зрения сцинтиллятор заключен в вольфрамный цилиндр (колли-

матор) с толщиной стенки 2 мм и диаметром осевого отверстия 5 мм.

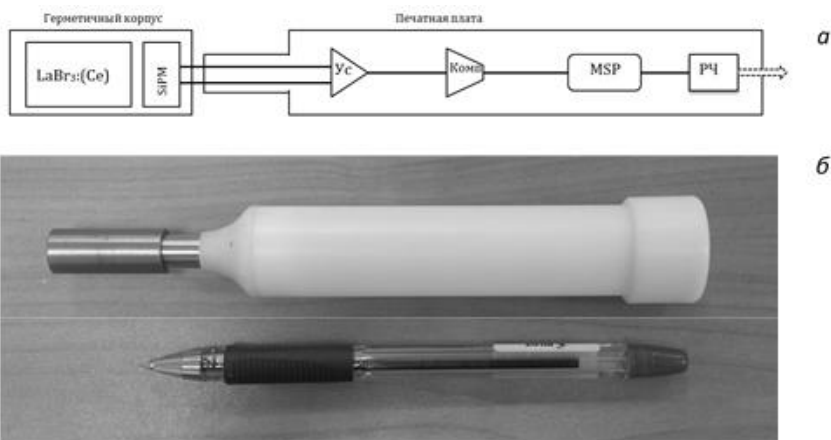


Рис. 2. а – Схема устройства  $\gamma$ -локатора: Ус – усилитель, Комп – компаратор, MSP – микроконтроллер, РЧ – радиочастотный передатчик; б – общий вид пробника

Блок электроники  $\gamma$ -локатора, расположенный внутри пробника, содержит схему подачи напряжения смещения на Si-ф.э.у., схему усиления и дискриминации аналогового сигнала детектора и схему питания. Батарейное питание +3 В подается на вход преобразователя постоянного напряжения DC-DC MAX 1932, на выходе которого устанавливается напряжение от 25 до 75 В. Тонкая регулировка напряжения смещения обеспечивается подачей на второй контакт Si-ф.э.у. напряжения той же полярности величиной от 0 до 1000 мВ. Величина напряжения выставляется программным образом с помощью цифроаналогового преобразователя (ц.а.п.). Подача напряжения смещения на Si-ф.э.у. и регулировка порога дискриминации осуществляются с помощью компьютера, с которым локатор соединен по радиоканалу или кабелю. Выходная информация (скорость счета детектора) выводится на экран персонального компьютера (п.к.). Аналоговый сигнал с фотоприемника подается на усилитель и, далее, на компаратор, на котором с помощью ц.а.п. выставляется требуемое значение опорного напряжения  $U_{оп}$ . С выхода компаратора информация уже в цифровом формате пода-

ется на вход микроконтроллера MSP430, в котором осуществляется суммирование импульсов с детектора. Для последующей обработки данные передаются на п.к.

## 2. Измерение характеристик гамма-локатора

### 2.1. Эффективность регистрации

Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов определялась с помощью  $\gamma$ -источника на основе изотопа  $^{57}\text{Co}$  на линии 122 кэВ, которая по энергии близка к линии наиболее распространенного медицинского радиоизотопа  $^{99m}\text{Tc}$  (140 кэВ), а также с помощью  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  (662 кэВ).

Для определения эффективности измерялась скорость счета детектора в зависимости от расстояния между детектором и  $\gamma$ -источником. На рис. 3, помимо экспериментальных данных, представлены расчетные кривые скорости счета детектора в зависимости от расстояния до источника. Кривые, показанные сплошной линией, рассчитаны в приближении точечного источника при условии его 100%-ной эффективности. Путем варьирования эффективности регистрации установлено, что наилучшее согласие расчетных кривых и экспериментальных данных достигается при эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, равной 70% на линии 124 кэВ ( $^{57}\text{Co}$ ) и 29% на линии 662 кэВ ( $\text{Cs-137}$ ), что соответствует кривым, проходящим вблизи экспериментальных точек (штриховые линии на рис. 3). Данные на рис. 3 хорошо аппроксимируются зависимостью  $\sim 1/R^2$ , т.е. , в представленном диапазоне расстояний можно пользоваться приближением точечного источника и точечного детектора.

Приведенные экспериментальные данные позволяют определить чувствительность  $\gamma$ -локатора как скорость счета детектора, отнесенную к единице активности источника. При использовании источника  $^{57}\text{Co}$  эта величина составила 12 импульсов/с/кБк, что более чем в два раза превышает минимальную требуемую чувствительность для медицинских  $\gamma$ -пробников 5 импульсов/с/кБк [3].

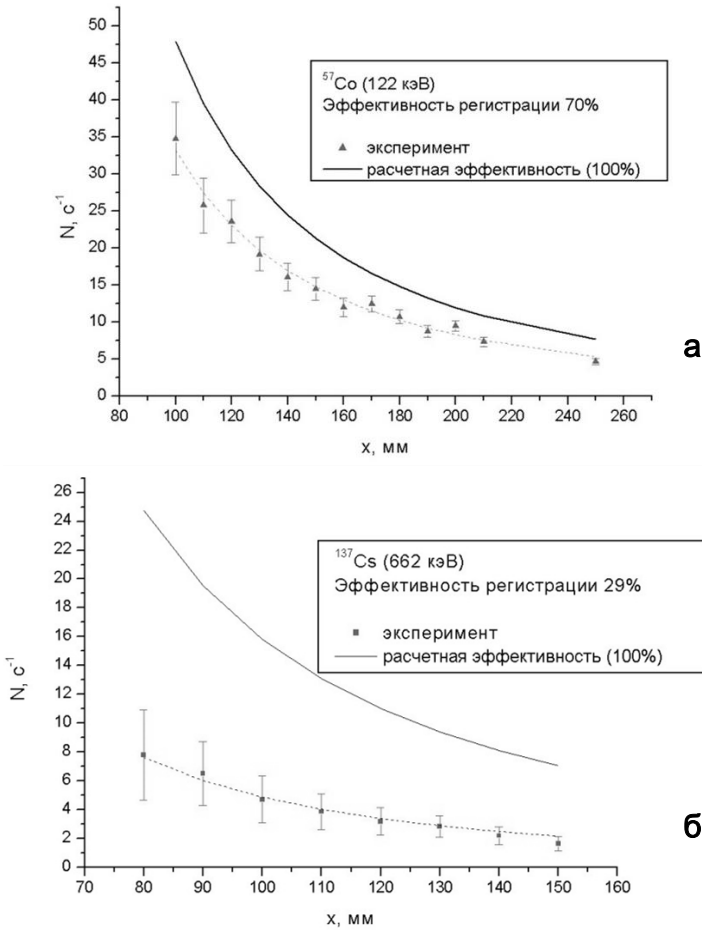


Рис. 3. Зависимости скорости счета детектора от расстояния до источника  $^{57}\text{Co}$  активностью 100 кБк (а) и  $^{137}\text{Cs}$  активностью 100 кБк (б). Точки – эксперимент, сплошная линия – расчетная эффективность (100 %)

## 2.2. Пространственное и угловое разрешение

Пространственное разрешение  $\gamma$ -пробника характеризует минимальное расстояние между двумя точечными источниками, на котором они могут быть идентифицированы как отдельные источники. Для определения пространственного разрешения снимают зависимость скорости счета детектора от положения источника

вдоль линии, перпендикулярной оси детектора, как показано на рис. 4.

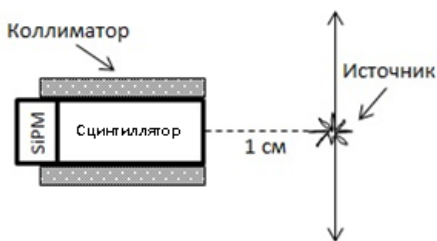


Рис. 4. Схема измерения пространственного разрешения  $\gamma$ -локатора

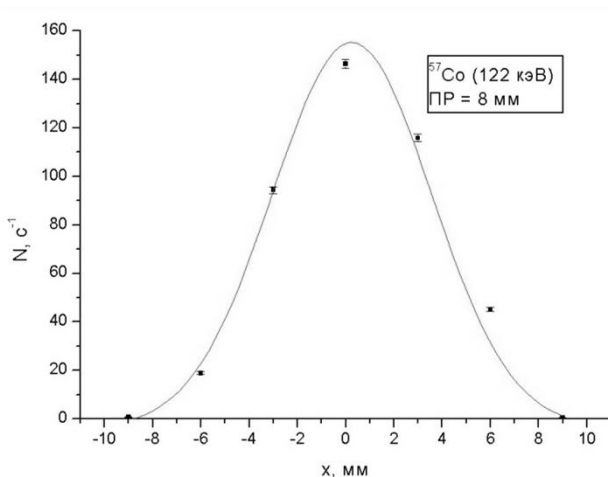


Рис. 5. Зависимость скорости счета от поперечной координаты между детектором и источником

Наименьшее расстояние между детектором и источником вдоль оси детектора выбирается равным 1 см, что соответствует типичной глубине расположения лимфоузлов в теле человека. Ширина на полувысоте этого распределения (FWHM) является характеристикой пространственного разрешения прибора. Результаты измерений представлены на рис. 5. Пространственное разрешение FWHM на линии 122 кэВ ( $^{57}\text{Co}$ ) составило 8 мм.

Для определения пространственной селективности (углового разрешения детектора) измеряется зависимость скорости счета детектора от полярного угла между осью детектора и линией, соединяющей детектор и источник, как показано на рис. 6. FWHM данного распределения принимается в качестве характеристики пространственной селективности. Результаты измерений представлены на рис. 7. Ширина распределения на полувысоте составила  $26^\circ$  на линии 122 кэВ.

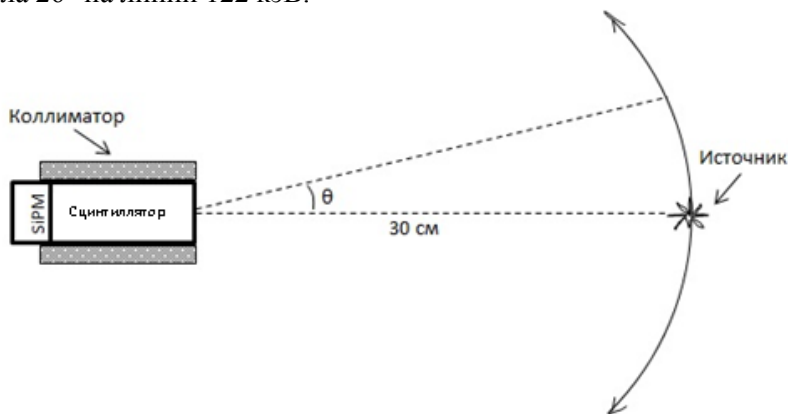


Рис. 6. Схема измерения пространственной селективности  $\gamma$ -локатора

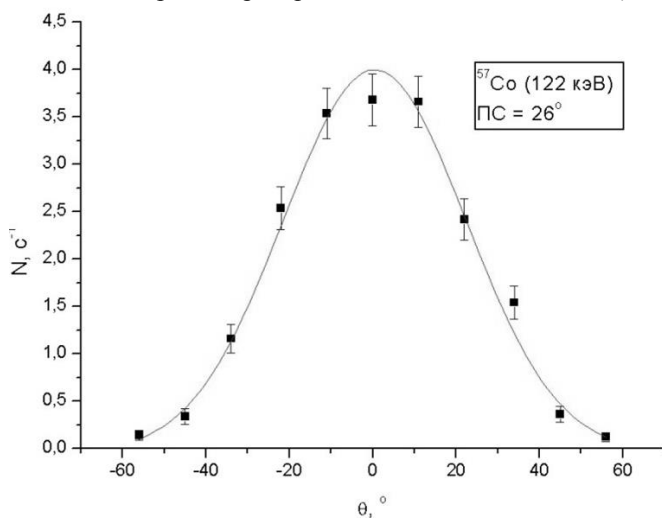


Рис. 7. Зависимость скорости счета от полярного угла

### 2.3. Визуализация биологического объекта

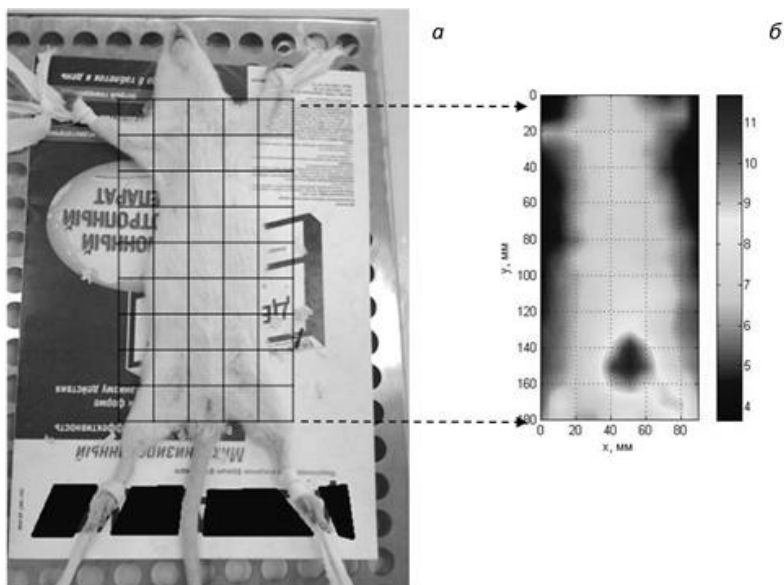


Рис. 8. Лабораторное животное в процессе измерений (а) и полученная с помощью гамма-локатора карта распределения плотности накопления радиофармпрепарата (б). Шкала яркости изображения представлена в логарифмических единицах

Гамма-локатор был испытан в режиме визуализации *in vivo* на лабораторной крысе, которой был введен радиофармпрепарат “Технефит”. Спустя три часа после введения радиофармпрепарат накопился преимущественно в мочевом пузыре, размеры которого составляют примерно 1 см, что позволило испытать прибор в условиях, близких к реальным условиям применения.

На рис. 8а показана схема сканирования тела крысы: на тело наложена сетка, в узлах которой снималась скорость счета в зависимости от двумерного положения  $\gamma$ -локатора. Двумерное распределение активности препарата было получено с помощью пакета программ MATLAB, как показано на рис. 8б. Из восстановленного изображения видно, что область повышенной концентрации радиофармпрепарата четко различима по сравнению с соседними

участками. Фоновая активность мягких тканей позволяет определить контуры тела крысы, что обеспечивает возможность привязки области максимального накопления радиофармпрепарата к анатомической структуре.

## Заключение

В данной статье представлены результаты исследования характеристик  $\gamma$ -локатора на основе неорганического сцинтиллятора  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  и кремниевого фотоумножителя Si-ф.э.у. Продемонстрирована возможность определения плотности распределения радиофармпрепарата *in vivo* на лабораторных животных. Результаты измерений основных характеристик  $\gamma$ -локатора в сравнении с коммерчески доступными приборами аналогичного класса приведены в таблице. Из сравнения параметров приборов видно, что разработанный в НИЯУ МИФИ  $\gamma$ -локатор не уступает западным аналогам по своим техническим характеристикам. Предполагается, что его коммерческая цена может быть ниже за счет относительно невысокой стоимости компонент отечественного производства.

Сравнение характеристик  $\gamma$ -локатора и зарубежных аналогов

Марка прибора (производитель)	Координатное разрешение, мм	Угловое разрешение, градус	Чувствительность, импульсов/с/кБк
EuroprobeCsJ, (Eurograd, Франция)	14	35	7
C-Trak Omni-Probe, (Care Wise, США)	15	50	23
Neoprobe-2000 (Neoprobe, США)	15	36	10
Гамма-локатор (НИЯУ МИФИ)	<b>8</b>	<b>26</b>	<b>12</b>

Работа выполнена частично при поддержке государственного контракта НИЯУ МИФИ и Министерства образования РФ № 11.G34.31.0049 от 19 октября 2011 г., и частично при финансо-

вой поддержке Сколковского института науки и технологий (Сколтех) в рамках проекта Skoltech/MIT Initiative.

### Список литературы

1. Чернов В.И., Афанасьев С.Г., Синилкин И.Г. // Сибирский онкологический журнал. 2008. № 4 (28). С. 5.

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

3. Wengenmair H., Kopp J. Gamma Probes for Sentinel Lymph Node Localization: Quality Criteria, Minimal Requirements and Quality of Commercially Available Systems. [http://www.klinikum-augsburg.de/index.php/fuseaction/download/lrn\\_file/gamma\\_probes.pdf](http://www.klinikum-augsburg.de/index.php/fuseaction/download/lrn_file/gamma_probes.pdf)

4. 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.

5. Беляев В.Н., Брантова Т.С., Емельянова О.В. Гамма-локатор на основе полупроводникового фотодетектора для оперативной диагностики онкологических заболеваний. // Мед. физика. 2010. № 2. С. 42.

6. Беляев В.Н., Брантова Т.С., Воробьев К.А., Горский Е.В., Грачёв В.М., Канцеров В.А., Крутикова М.М., Шмелёва А.П. Оптимизация характеристик гамма-локатора на основе кремниевого фотоумножителя для интраоперационной диагностики онкологических заболеваний. // Мед. физика. 2012. № 2 (54). С. 49.

ЛЭЯФ НИЯУ МИФИ.  
СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 1

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

