

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Государственный научный центр Российской Федерации -
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики»
Национального исследовательского центра «Курчатовский
институт»

На правах рукописи

Александров Иван Сергеевич

Разработка сверхчувствительного метода регистрации
ионизации в детекторах на основе благородных газов

Специальность: 01.04.01 - приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико - математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико - математических наук,
Д.Ю. Акимов

Москва 2014

Оглавление

Введение	8
Темная Материя	8
Когерентное рассеяние нейтрино	10
Мотивация данной диссертационной работы	12
1 Свойства ксенона как рабочего вещества детектора	17
1.1 Физические свойства жидкого ксенона	19
1.2 Сцинтилляция и ионизация	20
1.3 Захват электронов электроотрицательными примесями	23
1.4 Электролюминесценция	25
2 Эмиссионный двухфазный детектор и его элементы	27
2.1 Эмиссионный двухфазный детектор с ФЭУ и МГЛФД	27
2.2 Многопиксельный Гейгеровский Лавинный Фотодиод (МГЛФД)	31
2.3 Газовый Электронный Умножитель (ГЭУ)	37
3 Предварительные тесты МГЛФД в жидком ксеноне	40
3.1 Постановка задачи	40
3.2 Выбор спектросместителя	41
3.3 Газовая система и криостат для испытаний	42
3.4 Схема и описание конструкции и схемы измерений	43
3.5 Проведение измерений характеристик МГЛФД и определение эффективности регистрации системы спектросместитель + МГЛФД	48
3.6 Заключение	57
4 Испытание регистрирующей системы ТГЭУ + спектросместитель + матрица МГЛФД	59
4.1 Схема и описание конструкции	59
4.2 Регистрирующая электроника и схема считывания установки	66
4.3 Результаты испытаний схемы с одним ТГЭУ	67
4.4 Результаты испытаний схемы с каскадом из двух ТГЭУ	71
4.5 Восстановление координат методом центра масс	75
4.6 Заключение	81
Оглавление	

Аннотация

В последнее десятилетие в экспериментах по поиску редких процессов нашли широкое применение детекторы на основе благородных газов. Фотоэлектронные умножители в таких детекторах являются наиболее радиоактивными элементами и актуальной является частичная или полная их замена на полупроводниковые фотодиоды. Одним из вариантов их замены являются Многопиксельные Гейгеровские Лавинные Фотодиоды (МГЛФД или SiPM, GAPD, MRSAPD и другие названия фотодиода).

В 2008 – 2010 году были проведены исследования работы нового детектора света (МГЛФД) в среде жидкого ксенона с целью оценки эффективности регистрации сцинтилляции и электролюминесценции, лежащих в области длин волн вакуумного ультрафиолета. Испытание фоторегистрирующей системы на основе МГЛФД и волнового сместителя спектра(спектрсместителя) в жидком ксеноне, а также измерение эффективности регистрации ультрафиолета осуществлено впервые в мировой практике.

Полученные экспериментальные данные о достаточно высокой эффективности регистрации свидетельствуют о перспективности применения данного типа детектора в системах на основе сжиженных благородных газов.

В дальнейшем увеличение эффективности регистрации системы спектрсместитель + система фотодетекторов возможно при использовании МГЛФД с более высокой эффективностью регистрации в области излучения спектрсместителя.

С целью практической проверки применимости данного метода был собран прототип регистрирующей системы. Проведены измерения в двухфазном детекторе на основе благородного газа для экспериментов по поиску Темной Материи и поиску редкого процесса когерентного рассеяния реакторного антинейтрино на атомном яд-

ре.

При традиционном считывании с помощью ФЭУ в двухфазном детекторе на основе благородного газа типичное число фотоэлектронов на один ионизационный электрон составляет $\sim 10 - 20$. В предлагаемой системе достигается такое же усиление и даже больше, в следствие использования газового усиления в дополнении к электролюминесцентному. Благодаря высокой гранулярности достигается миллиметровая разрешающая способность. Данная методика перспективна для экспериментов по регистрации реакторного антинейтрино, когерентно рассеянного на атомном ядре. Миллиметровая точность в такой задаче требуется для дискриминации фоновых многоэлектронных событий, произошедших в различных точках рабочего объема детектора в пределах временного окна интеграции. С целью демонстрации возможностей данного метода был собран и испытан эмиссионный двухфазный детектор со считыванием электролюминесценции с помощью системы ТГЭУ + спектросместитель + МГЛФД (ТГЭУ - Толстый Газовый Электронный Умножитель). Применение данной методики возможно в медицинской физике для построения изображений.

Актуальность темы

В последнее десятилетие в экспериментах по поиску редких процессов нашли широкое применение детекторы на основе благородных газов. Фотоэлектронные умножители в таких детекторах являются наиболее радиоактивными элементами и актуальной является частичная или полная их замена на полупроводниковые фотодиоды. Одним из вариантов их замены является Многопиксельный Гейгеровский Лавинный Фотодиод (МГЛФД или SiPM, GAPD, MRSAPD и другие названия фотодиода).

В 2008 – 2010 году были проведены исследования работы нового детектора света – МГЛФД в среде жидкого ксенона с целью оценки эффективности регистрации сцинтилляции и электролюминесценции, лежащих в области вакуумного ультрафиолета. Испытание фоторегистрирующей системы на основе МГЛФД и волнового сместителя спектра(спектрсместителя) в жидком ксеноне, а также измерение эффективности регистрации ультрафиолета осуществлено впервые в мировой практике.

Полученные данные о достаточно высокой эффективности регистрации свидетельствуют о перспективности применения данного типа детектора в системах на основе сжиженных благородных газов.

В дальнейшем увеличение эффективности регистрации системы спектрсместитель + система фотодетекторов возможно при использовании МГЛФД с более высокой эффективностью регистрации в области излучения спектрсместителя.

С целью практической проверки применимости данного метода был собран прототип регистрирующей системы. Проведены измерения в двухфазном детекторе на основе благородного газа для экспериментов по поиску Темной Материи и поиску редкого процесса когерентного рассеяния реакторного антинейтрино на атомном яд-

ре.

В традиционном считывании с помощью ФЭУ в двухфазном детекторе на основе благородного газа типичное число фотоэлектронов на один ионизационный электрон составляет $\sim 10 - 20$. Предлагаемая система позволяет увеличить это число до ~ 100 в следствие дополнительного газового усиления, а также позволит измерить двухмерные координаты одноэлектронных событий с миллиметровой точностью. Данная методика перспективна для экспериментов по регистрации реакторного антинейтрино, когерентно рассеянного на атомном ядре. Миллиметровая точность требуется для дискриминации фоновых многоэлектронных событий, произошедших в различных точках рабочего объема детектора в пределах временного окна интеграции. Применение данной методики возможно в медицинской физике для построения изображений. С целью демонстрации возможностей данного метода был собран и испытан эмиссионный двухфазный детектор со считыванием электролюминесценции с помощью системы ТГЭУ + спектросместитель + МГЛФД (ТГЭУ - Толстый Газовый Электронный Умножитель).

Цель работы

Целями диссертационной работы являются:

- Демонстрация возможности регистрации вакуумного ультрафиолета с помощью МГЛФД и волнового сместителя спектра.
- Оценка эффективности регистрации системы МГЛФД + Спектросместитель.
- Демонстрация возможности работы Толстого Газового Электронного Умножителя (ТГЭУ) в парах ксенона.
- Демонстрация возможности работы системы ТГЭУ + МГЛФД + Спектросместитель.

Научная новизна и практическая ценность работы

- Впервые успешно протестирована многоканальная система регистрации на основе МГЛФД, спектросместителя и ТГЭУ в двухфазном эмиссионном детекторе на жидком ксеноне.
- Получена эффективность порядка 10% для системы спектросместитель + МГЛФД при регистрации сцинтилляции в жидком ксеноне.
- Успешно протестирована защита для р-терфинала, предотвращающая загрязнение жидкого ксенона электроотрицательными примесями.
- Успешно протестирован переизлучатель большой площади с защитным слоем в двухфазном детекторе (время жизни свободных электронов ~ 10 мкс).
- Исследована работа ТГЭУ на основе каптона в ксеноне (электролюминесцентное усиление).

Положения, выносимые на защиту

- Результаты измерения эффективности регистрации фотонов на длине волны 175 нм для системы "спектросместитель + МГЛФД" в жидком ксеноне.
- Результаты, полученные при экспериментальном тестировании системы регистрации ионизации ТГЭУ + спектросместитель + матрица МГЛФД: величина сигнала приведенная к одному электрону и её оценки для фотоприемника большей площади, величина пространственного разрешения, время жизни свободных электронов при наличии спектросместителя.

Апробация работы

Основные и промежуточные результаты, полученные в ходе работы над диссертацией, обсуждались на российских и международных научных семинарах и конференциях:

- 11th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Como, Italy 2009
- International Workshop on new Photon Detectors, Shinshu university Japan, 24-26 June 2009
- ICHEP Paris, France, 22-28 July, 2010
- ICHEP Melbourne, Australia, 4-11 July, 2012
- NDIP 2011 Lyon, France July 4-8 2012
- International Workshop on new Photon Detectors, Orsay, France, 24-26 June 2009
- VCI 2013, Вена, Австрия 2013 г.
- Сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Москва, Россия, 2010, 2011 гг.
- Научной сессии НИЯУ МИФИ, г. Москва, Россия, 2011 г.

Введение

Жидкие благородные газы привлекают внимание физиков - экспериментаторов благодаря уникальному сочетанию хороших сцинтилляционных свойств и возможности регистрации выделившегося заряда при взаимодействии частиц и излучений в детекторах с рабочей средой на их основе. Еще одним важным свойством является возможность извлечения электронов из жидкой фазы в газовую с использованием имеющихся на сегодняшний день технологий регистрации заряда в газонаполненных детекторах.

Свойства жидких благородных газов применительно к созданию детекторов частиц исследовались на протяжении многих лет. Был достигнут значительный прогресс в понимании физики, лежащей в основе процессов передачи энергии в детекторах, а также в технологиях очистки газов и материалов, регистрации света и заряда, малошумящей электронике и криогенике. Жидкие благородные газы нашли свое применение в трековых детекторах благодаря возможности 3D реконструкции событий и в калориметрии благодаря хорошему энергетическому разрешению. В физике высоких энергий и элементарных частиц благородные жидкие газы используются в таких направлениях как: γ - астрономия, поиск безнейтринного β - распада, поиск Темной Материи и когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре. Последние два приложения имеют много общего с инструментальной точки зрения - в обоих случаях требуется регистрация низкоэнергичного атома отдачи после взаимодействия частицы с атомным ядром. Эти эксперименты более подробно описаны ниже. Необходимо отметить, что прямой поиск WIMP - частиц Темной Материи уже идет. Создание детекторов для обнаружения упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре только начинается.

Темная Материя

В течение последних десятилетий были сделаны фундаментальные открытия, коренным образом изменившие наше представление о Вселенной. В современной космологической модели обычная (барионная) материя составляет не более 5% полной массы/энергии во Вселенной. Примерно 25% составляет невидимая (темная) материя, которая не излучает и не поглощает электромагнитные волны и проявляет себя только через гравитационное взаимодействие. Остальные $\sim 70\%$ составляет так называемая тёмная энергия.

В наиболее общепринятой гипотезе Темная Материя является газом тяжелых слабо взаимодействующих частиц WIMP (Weakly Interacting Massive Particle).

Поиск WIMP заключается в наблюдении низкоэнергетичных ядер отдачи, образованных в результате их упругого рассеяния WIMP на атомном ядре. Для ядер отдачи предсказывается энергия в диапазоне от 0 до нескольких десятков кэВ и энергетический спектр близкий к экспоненциальному. Такие эксперименты по прямому поиску Темной Материи требуют низкофоновых условий. Несмотря на относительно большое сечение, ядра отдачи трудно наблюдать из-за их малой энергии, из которой только 10-20% идёт на ионизацию и возбуждение. Поэтому сигнал от ядра отдачи имеет величину несколько десятков электронов и фотонов. Следовательно, детектор, регистрирующий ионизацию, должен обладать одноэлектронной чувствительностью. Такую чувствительность обеспечивает эмиссионный двухфазный детектор на основе жидкого благородного газа (аргона, ксенона) [1]. В нём образованный заряд вытягивается электрическим полем из жидкости в газовую фазу. Детектор с электролюминесцентным усилением ионизационного сигнала в газовой фазе позволяет регистрировать предельно малую величину ионизации – вплоть до одного электрона [2].

Метод хорошо работает в детекторах на основе жидкого ксенона

или аргона с массой до нескольких десятков (и даже сотен) килограммов, и ожидается, что он будет работать также хорошо в детекторах с массой сжиженного газа до нескольких тонн. Этот метод был предложен 40 лет назад на кафедре экспериментальной ядерной физики МИФИ [3]. Адаптация этого подхода для низкофоновых экспериментов была предложена 15 лет назад [4]. Эмиссионные детекторы такого типа использовались и используются в настоящее время в экспериментах по поиску Темной Материи во Вселенной: Zepplin [27, 28], XENON [5], LUX и LZ [5]. С их помощью предполагается достичь рекордных результатов в экспериментах следующего поколения, XENON 1T [6], LZ [5]. В экспериментах с использованием эмиссионных детекторов были получены наилучшие пределы на сечения взаимодействия гипотетических слабовзаимодействующих массивных частиц WIMP с атомными ядрами.

Когерентное рассеяние нейтрино

Изучение свойств нейтрино является одной из главных задач современной физики элементарных частиц. На этом направлении в последние годы достигнуты значительные успехи. Из анализа результатов, полученных в экспериментах по поиску осцилляций атмосферных, солнечных и реакторных нейтрино, сделаны выводы о существовании конечной массы нейтрино и определено большинство параметров нейтринных состояний. Однако, многие фундаментальные свойства нейтрино остаются до сих пор неизвестными. Неизвестна величина магнитного момента нейтрино, а также неизвестно имеет ли нейтрино античастицу (Дираковский тип нейтрино) или является истинно нейтральной частицей (Майорановское нейтрино).

Когерентное рассеяние нейтрино на атомном ядре – фундаментальный физический процесс, который должен происходить согласно Стандартной модели электрослабого взаимодействия [7], до сих пор так и не наблюдался. Причиной этому являются большие техни-

ческие трудности: энерговыделение от нейтрино при работе с самым мощным их источником - ядерным реактором - происходит преимущественно в области энергий менее 1 кэВ.

На поиск когерентного рассеяния реакторных антинейтрино на атомном ядре нацелены современные эксперименты с полупроводниковыми детекторами TEXONO [8, 9] и CoGeNT [10]. В полупроводниковых детекторах основной и самой трудной задачей является снижение энергетического порога регистрации, определяемого шумами электроники, уровень которых, в свою очередь, зависит от электрической емкости детектора. Разработанная недавно технология изготовления германиевых детекторов с "точечным" контактом позволила существенно снизить (вплоть до ~ 250 эВ) энергетический порог детекторов. Тем не менее, этого пока недостаточно, учитывая, что как эффект, так и шум имеют экспоненциальный характер зависимости от энергии. Кроме того, методика полупроводниковых детекторов обладает ограниченной возможностью экранировки чувствительного объема от радиоактивного фона окружающих материалов.

Перспективным экспериментом по поиску редкого процесса когерентного рассеяния реакторных антинейтрино на атомном ядре является эксперимент RED-100 (Russian Emission Detectors - Российский Эмиссионный Детектор). Установка RED-100 представляет собой эмиссионный двухфазный детектор, в котором в качестве рабочего вещества используется ксенон. Схематический вид детектора представлен на рисунке 1 [11].

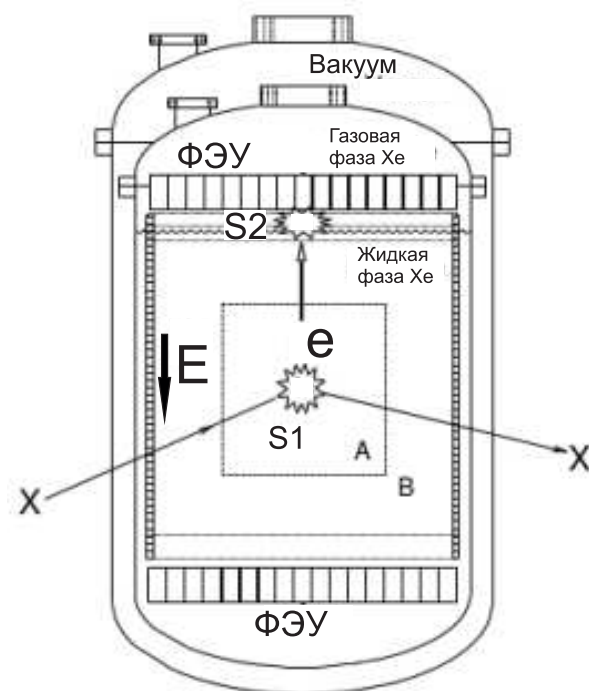


Рис. 1: Схематически вид детектора RED-100: сцинтилляционный импульс генерируется в точке взаимодействия между частицами X и атомом ксенона. S2 - электролюминесценция в газовой фазе ксенона. Напряженность электрического поля (> 1 кВ/см/бар); ФЭУ - матрицы ФЭУ для регистрации S1 и S2.

Криостат изготовлен из низкофонового титана и имеет общую массу 221 кг. Чувствительный объем диаметром 40 см просматривается двумя матрицами ФЭУ, состоящими из девятнадцати трехдюймовых ФЭУ Hamamatsu R11410-10. Расстояние между матрицами ФЭУ составляет 75 см. Охлаждение и поддержание необходимой температуры в рабочей камере будет осуществляться с помощью термосифона. Масса ксенона в чувствительном объеме детектора RED 100 составляет 100 кг, общая масса ксенона 250 кг. Детектор будет находиться внутри пассивной защиты.

Рассматриваются два варианта постановки эксперимента: вблизи ядерного реактора на Калининской атомной электростанции (КАЭС) в России и на источнике SNS Национальной Лаборатории Oak Ridge, США. В настоящий момент идет сборка детектора.

Мотивация данной диссертационной работы

Экспериментальные группы, которые ведут разработку детекторов на основе конденсированных благородных газов для низкофоновых экспериментов, занимаются поиском новых регистрирующих устройств ионизации и света. Довольно большое внимание было уделено многопиксельным Гейгеровским Лавинным Фотодиодам (МГЛФД, см. Главу 2) как альтернативе применяемым в настоящее время в низкофоновых экспериментах фотоумножителям благодаря их существенно меньшей внутренней радиоактивности. Первой на возможность применения этих новых приборов в детекторах темной материи указала экспериментальная группа XENON, которая впервые провела испытания фотодетектора Российского производства в тестовой камере с жидким ксеноном в надежде увидеть отклик прибора в области излучения жидкого ксенона (175 нм) [12]. Несмотря на то, что полученный результат эффективности регистрации света в области вакуумного ультрафиолета около 5% процентов оказался ошибочным, как в последствии было показано группой ИТЭФ [48], эта работа стимулировала других исследователей, и в том числе группу ИТЭФ, на дальнейшие разработки в этом направлении. В настоящее время применение МГЛФД рассматривается в таких известных экспериментах, использующих жидкий ксенон в качестве детектирующей среды, как MEG [13]. Разработкой фоточувствительной матрицы МГЛФД занимается также коллаборация NEXT по поиску двойного безнейтринного β -распада ^{136}Xe с помощью детектора на газообразном ксеноне [14]. Аналогичная работа по применению МГЛФД в криогенном детекторе на жидком аргоне ведется группой ИЯФ им. Будкера, г. Новосибирск [45]. Особенностью этой работы является то, что матрица МГЛФД (называемых авторами GARD) применяется не для регистрации ультрафиолета, а инфракрасного излучения, также генерируемого при электролюминесценции. Другим перспективным элементом для двухфазного

эмиссионного детектора на жидком благородном газе является газовый электронный умножитель (ГЭУ, ТГЭУ, см. Главу 2), размещаемый в газовой фазе детектора. Этот элемент дает возможность создать более сильное электрическое поле (в отверстиях), чем это допустимо в плоскопараллельной геометрии. Последнее позволяет получить дополнительное лавинное усиление электронов ионизации, эмитированных из жидкости в газовую фазу, а также получить выигрыш в величине электролюминесцентного сигнала. Идея использования тандема ТГЭУ + МГЛФД была предложена исследовательской группой из Университета г. Шеффилд, Великобритания, входящей в состав коллаборации по поиску темной материи ArDM. Детектор ArDM [15–17] построен по двухфазной классической схеме с регистрацией ультрафиолета двумя матрицами фотоумножителей со спектросместителем. В качестве альтернативного варианта в работе [44] рассматривалось считывание с помощью ТГЭУ + МГЛФД + спектросместитель (тетрафенилбутадиен). Исследования, описанные в этой работе, показали перспективность данного направления: усиление, достижимое в оптическом канале (в терминах количества произведенных фотонов), оказалось почти на порядок величины выше усиления в терминах размножения электронов, достижимого в зарядовом канале. К тому же, собственный шум МГЛФД является однофотонным (на уровне одной сработавшей ячейки), в то время, как шум зарядочувствительного канала, как правило, составляет не менее нескольких сотен электронов. Аналогичной работы с двухфазным эмиссионным детектором на жидком ксеноне ни на момент начала работы, описанной в настоящей диссертации, ни к настоящему времени не проводилось. Мотивацией данной работы явились два момента:

1. В поиске темной материи в последнее время возник интерес к легким WIMP (с массой порядка нескольких ГэВ) [18–22]. Та-

кие WIMP дают в детекторе сигнал с энерговыделением порядка нескольких кэВ и менее. В этой же области энергий ожидаются события в эксперименте по обнаружению редкого процесса когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре на источнике нейтрино SNS [23], а в эксперименте вблизи реактора атомной станции – еще ниже, в области менее 1 кэВ. В двухфазном эмиссионном детекторе, позволяющем регистрировать одновременно сцинтилляционный и ионизационный (электролюминесцентный) сигналы и на основании их сравнения проводить режекцию γ -фона, порог определяется наименее чувствительным каналом, которым является сцинтилляция, и составляет величину порядка 2 кэВ электронного эквивалента. Если отказаться от регистрации сцинтилляции и проводить регистрацию сигналов только в канале ионизации (посредством электролюминесценции), то порог можно существенно снизить. При этом теряется информация о глубине события, которая при наличии сцинтилляционного и ионизационного сигналов определяется из разности моментов их прихода, и следовательно, при анализе данных не удастся исключить из рассмотрения верхний слой ксенона, наиболее подверженный радиоактивности верхнего слоя фотоумножителей (нижние ФЭУ, как правило, защищены слоем ксенона, находящимся между сетчатым катодом детектора и фотокатодами). Замена матрицы фотоумножителей на менее радиоактивные фотодетекторы позволило бы решить эту проблему.

2. Более высокая гранулярность матрицы фотодетекторов МГЛ-ФД верхнего слоя, регистрирующих электролюминесценцию, позволила бы улучшить пространственное разрешение по сравнению с разрешением, которое обеспечивает матрица ФЭУ. Это дало бы возможность в эксперименте по обнаружению когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре существенно уменьшить фон случайных совпадений от спонтанных одноэлектронных событий, обнаружен-

ный в лабораторных тестах с двухфазным ксеноновым детектором. Данный фон является равномерно распределенным по всей поверхности детектора, и при выборе порога регистрации между двумя и тремя ионизационными электронами, его можно существенно подавить при хорошей локализации события в детекторе [24].

Глава 1

Свойства ксенона как рабочего вещества детектора

В данном разделе рассмотрим жидкий ксенон как рабочее вещество детекторов ионизирующего излучения. Его детектирующие свойства были открыты в 1968 году [25]. В дальнейшем с использованием оригинальной идеи [Б. Долгошеина, В. Лебедеко] и Б. Родинова [26] об электронной эмиссии из жидкости в газ, была разработана двухфазная время - проекционная камера со способностью регистрации одиночного электрона для поиска частиц Темной Материи [27, 28]. Жидкий ксенон остается предпочтительной рабочей средой детекторов по целому ряду причин и используется как в космических детекторах для астрофизических γ - лучей, так и в детекторах, расположенных на ускорителях или глубоко под землей для поиска редких процессов. Из числа жидких благородных газов ксенон имеет наименьшую длину поглощения для проникающего излучения благодаря высокому атомному номеру и плотности. Он также имеет высокий ионизационный и сцинтилляционный выход близкий к сцинтилляционному выходу NaI(Tl) и быстрый временной отклик. Как говорилось во введении, также по сравнению со всеми регистрирующими средами жидкие благородные газы имеют уникальную особенность одновременно регистрировать электроны ионизации и сцинтилляционные фотоны. Детекторы, использующие

оба эти канала с высокой эффективностью регистрации, имеют значительные преимущества в измерении свойств ионизирующего излучения. В последние годы большой прогресс был достигнут в разработке фотодетекторов с высокой квантовой эффективностью на длине волны ~ 175 нм, соответствующей максимуму спектра излучения жидкого ксенона. Одновременно, прогресс в криогенной технике позволил создать охладители с мощностью, достаточной для ожижения и поддержания температуры жидкости, что значительно упростило работу с детекторами данного типа. Существенный прогресс в методах очистки благородных газов за последние годы позволил достичь чистоты рабочей среды по электроотрицательным примесям, позволяющей получить времена жизни свободных электронов до нескольких миллисекунд. Текущие задачи современных экспериментов - это выполнение строгих требований по радиационной чистоте для всех материалов, контактирующих с жидким ксеноном, от герметичных сосудов и газовых систем до фотонных и зарядочувствительных датчиков. Благодаря отбору материалов и снижению фона чувствительность жидкоксеноновых детекторов в экспериментах по поиску редких событий растет. Более 12 лет назад стандартный размер детектора на жидком ксеноне был ограничен по массе несколькими стами граммами. Десять лет назад время-проекционные камеры LXeGrit и RAPID имели массу 30 кг 60 кг соответственно. Современные детекторы XENON 100 и ECHO имеют массу около 200 кг. В эксперименте MEG самый большой действующий жидкоксеноновый калориметр имеет массу 2.7 тонны. Сегодня конструируются детекторы для различных применений с массой рабочего вещества от 300 кг до 7 тон.

Далее рассмотрим основные физические свойства жидкого ксенона как рабочей среды детектора для различных типов частиц. Уникальные и важные особенности жидких благородных газов, ха-

раактерные для этого класса материалов - это рождение электрон-ионных пар и сцинтилляция, при этом зарядовый и световой сигналы комплементарны и антикоррелируют. Одновременная регистрация сигналов ионизации и сцинтилляции с высоким разрешением позволяет с высокой точностью вычислить энергию, а также идентифицировать тип ионизирующего излучения.

1.1 Физические свойства жидкого ксенона

В таблице 1.1 приведены физические свойства жидкого ксенона как рабочего вещества детектора [29–32]. Благодаря высоким атомному номеру (54) и плотности (~ 3 г/см³) жидкий ксенон эффективно поглощает излучение. По сравнению с кристаллом NaI(Tl) или с полупроводником, таким как германий (Ge), в жидком ксеноне длина пробега частиц меньше. С помощью жидкого ксенона достаточно легко создать большой однородный объем, который не так просто построить с использованием других диэлектрических сред.

Таблица 1.1: Свойства жидкого ксенона как рабочего вещества детектора.

Величина	Значение
W - Энергия необходимая для образования электрон-ионной пары, эВ	$15,6 \pm 0,3$
Подвижность электронов, см ² /В*с	2000 ± 200
Подвижность дырок, см ² /В*с	$3,6 * 10^{-3}$
Поперечный коэффициент диффузии (D_T) при электрическом поле 1 кВ/см, см ² /с	80
Поперечный коэффициент диффузии (D_T) при электрическом поле 10 кВ/см, см ² /с	50
Продольный коэффициент диффузии (D_L) (кВ/см)	$0,1 D_T$
Порог электрического поля, В/см	$1 - 2 * 10^{-6}$
Порог электрического поля (электролюминесценция), В/см	$4 - 7 * 10^6$
Сцинтилляция Длина волны, нм	175

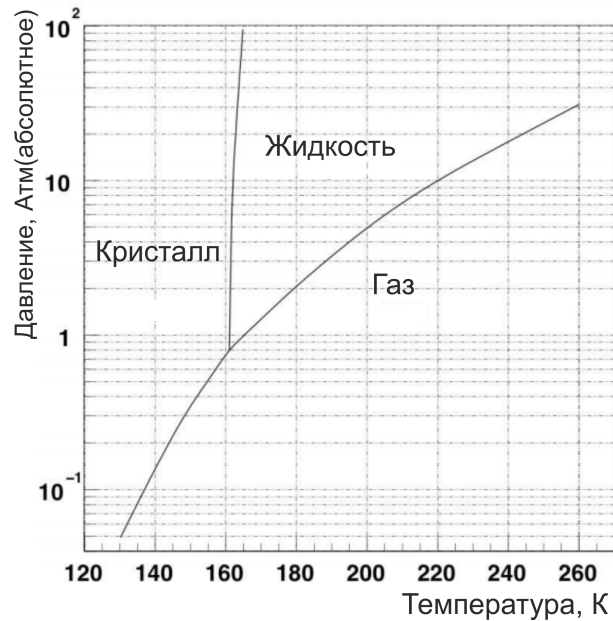


Рис. 1.1: Фазовая диаграмма ксенона

На рисунке 1.1 изображена фазовая диаграмма состояний ксенона: кристаллического, жидкого и газообразного [31]. При атмосферном давлении жидкая фаза ксенона имеет узкий температурный диапазон от $\sim 162\text{K}$ до 165K . Относительно высокая температура точки кипения жидкого ксенона по сравнению с другими жидкими благородными газами не требует мощной криосистемы для ожижения газа.

1.2 Сцинтилляция и ионизация

Сцинтилляция в жидких газах является результатом процесса распада возбужденных димеров (эксимеров) в основное состояние. Спектры излучения для аргона (Ar), криптона (Kr), неона (Ne) и гелия (He) в жидкой, твердой и газообразной фазах показаны на рисунке 1.2. Интересно отметить, что испускающие уровни для всех трех фаз ксенона, аргона и криптона идентичны, а уровни жидкого и твердого неона сильно отличаются друг от друга.

К формированию возбужденных димеров Xe_2^* ведут два пути –

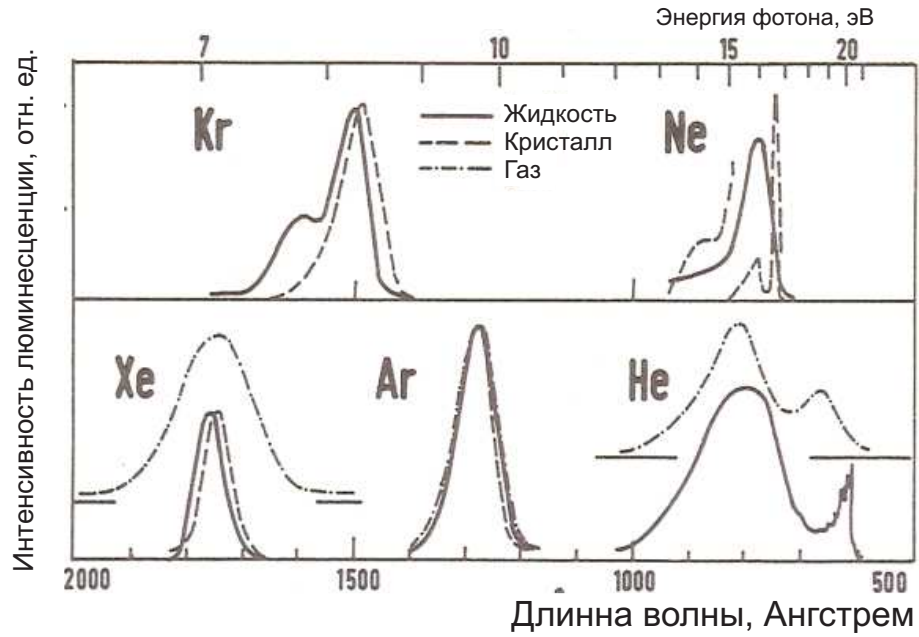
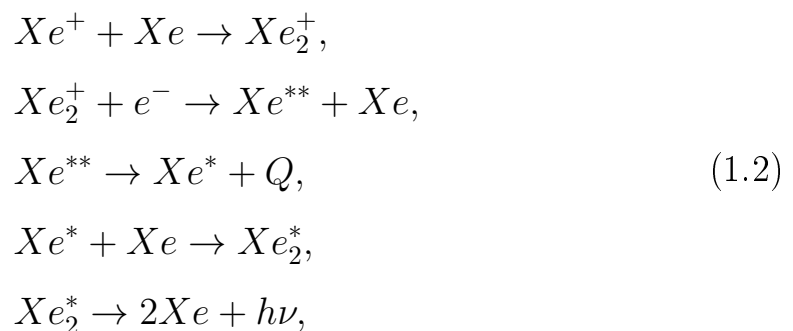
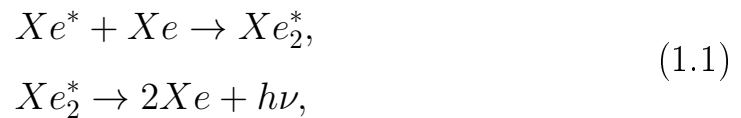


Рис. 1.2: Спектры излучения жидких инертных газов, а также спектры твердой и газовой фаз

возбуждение атомов и электрон-ионная рекомбинация. Более детально это можно записать в виде двух следующих процессов [33]:



где Q - количество теплоты, переданное среде. Если E - энергия выделенная ионизирующим излучением, то максимальный сцинтиляционный выход рассчитывается как E/W_{ph} , где W_{ph} - средняя энергия, необходимая для рождения одного фотона. W_{ph} может быть записана как:

$$W_{ph} = W / \left(1 + \frac{N_{ex}}{N_i}\right), \quad (1.3)$$

где W - средняя энергия, необходимая для рождения электрон-ионной пары. N_{ex} и N_i - количество экситонов и электрон-ионных пар, рожденных ионизирующим излучением, соответственно. Сцинтилляционный выход зависит от линейной передачи энергии, то есть плотности электрон-ионных пар, рожденных вдоль трека частицы, поскольку вероятность рекомбинации между электронами и ионами возрастает с увеличением плотности электрон-ионных пар.

1.3 Захват электронов электроотрицательными примесями

Для того, чтобы захват электронов не оказывал существенного влияния на работу детектора, имеющего характерные размеры несколько десятков сантиметров, концентрация электроотрицательных примесей в жидком ксеноне должна быть ниже 1 частицы на миллиард по уровню кислородного эквивалента вещества (ppb). Рассмотрим процесс захвата подробнее. Захват электрона примесью S формирует отрицательный ион:



и уменьшает концентрацию электронов:

$$\frac{d[q]}{dt} = -k_s[q][C_s], \quad (1.5)$$

где C_s - концентрация примеси взятая как моль/л, k_s - константа захвата в л/(моль*с). Зависимость концентрации электронов от времени выражается формулой:

$$[q(t)] = q(0)e^{-k_s[C_s]t} \quad (1.6)$$

а время

$$\tau = (k_s[C_s])^{-1} \quad (1.7)$$

называется временем жизни электрона.

Как правило, в жидком ксеноне присутствуют два типа электроотрицательных примесей: одни с увеличением поля уменьшают сечение захвата, а другие, наоборот, увеличивают сечение захвата. Рис 1.3 показывает сечение захвата как функцию от напряженности приложенного электрического поля для некоторых электроотрицатель-

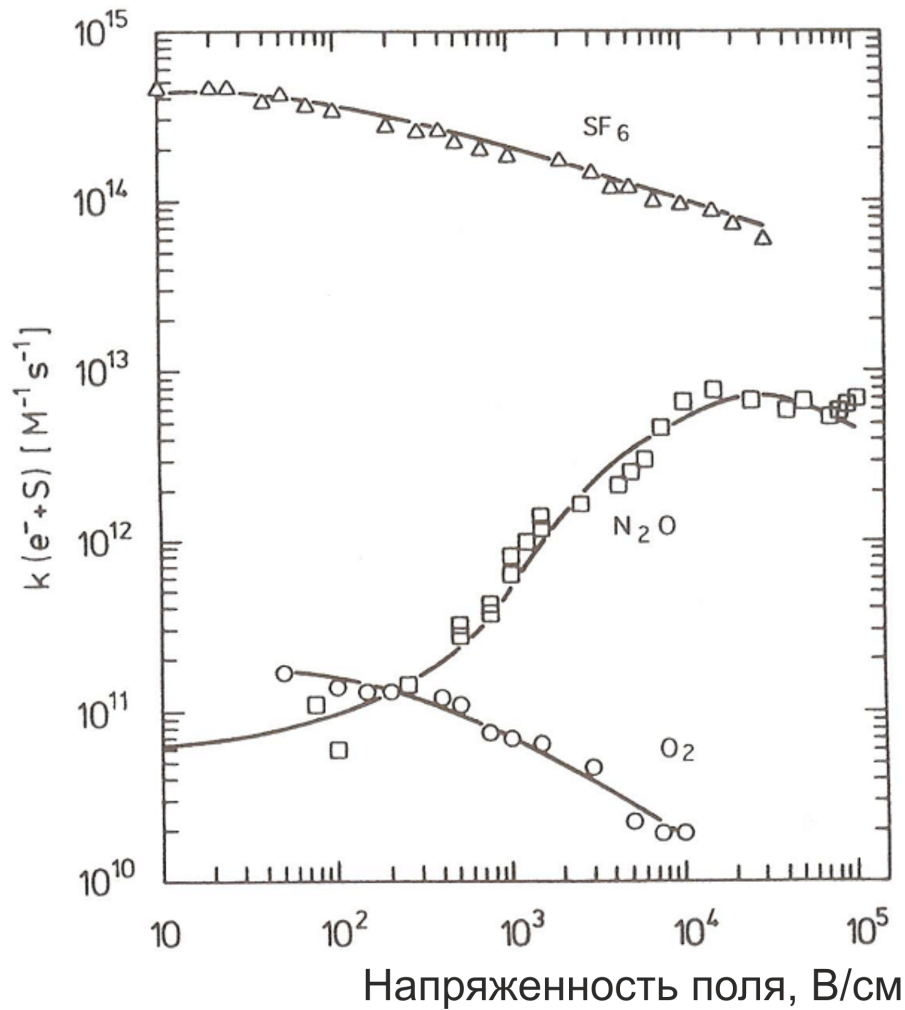


Рис. 1.3: Константа захвата электронов в жидком ксеноне ($T = 167^0K$) для растворенных веществ: (Δ) SF_6 , (\square) N_2O , (\circ) O_2 , [34]

ных газов SF_6 , N_2O и O_2 . Случай с SF_6 и O_2 [34] соответствует первому типу примесей, а N_2O второму.

Концентрация 1 атом примеси на миллиард атомов (ppb) ксенона соответствует длине поглощения 1 метр при напряженности электрического поля ~ 1 кВ/см. Было изобретено несколько методов для очистки от примесей. Выбор наиболее подходящего метода зависит не только от объема очищаемой жидкости, но также от требований к чистоте благородного газа. Методы очистки включают в себя адсорбцию и метод химических реакций, фильтрацию, разделение. Газообразование от жидкостей, емкостей и других материалов детектора входят в полную концентрацию электроотрицательных

примесей в жидкости. Величина отгаживания и временная шкала диффузии зависят от типа материалов и их поверхностей. Чистота уровня 1 ppb для жидкого ксенона достижима при использовании горячих металлических газопоглотителей, а также холодных молекулярных фильтров. Более детально с методами очистки и современными системами очистки жидкого ксенона можно ознакомиться в [35–39] и [40].

1.4 Электролюминесценция

Электролюминесценция (в иностранной литературе также широко используется термин пропорциональная сцинтилляция) происходит при дрейфе заряда в газообразном ксеноне, к которому приложено электрическое поле. Электролюминесценция аналогично сцинтилляции является процессом снятия возбуждения димеров Xe_2^* , образованных, как и в случае сцинтилляции, из возбужденных атомов Xe^* , которые в свою очередь образуются электронами, ускоренными электрическим полем.

Величина электролюминесценции прямо пропорциональна количеству заряда, напряженности электрического поля и длине дрейфа электронов. Количество фотонов электролюминесценции, производимых одним электроном, рассчитываются по эмпирической формуле:

$$N_{ph} = a * x * (E/n) + b * x, \quad (1.8)$$

где E - электрическое поле в газовой фазе в размерности [В/см], $n = N_a * \rho/a$ - плотность атомов, ρ -плотность газа, $x = n * d$, где d -величина пути дрейфа лавины электронов в газе [41]. Для ксенона величины a и b принимаются: $a = 0.137 \text{ V}^{-1}$, $b = -4.7 * 10^{-18} \text{ см}^2/\text{атом}$. В соответствие с этой формулой количество фотонов на

электрон может достигать значения в несколько сотен и более. В детекторах с дополнительным газовым усилением эта величина может быть гораздо больше, что дает уникальную возможность регистрации сверхмалой ионизации вплоть до одиночных электронов.

Глава 2

Эмиссионный двухфазный детектор и его элементы

2.1 Эмиссионный двухфазный детектор с ФЭУ и МГЛФД

Как было отмечено во Введении, эмиссионный двухфазный детектор, предложенный в свое время в России, нашел уникальное применение в экспериментах по поиску частиц Темной Материи. Также использование такого детектора планируется в эксперименте по наблюдению редкого процесса когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре.

Сочетание возможности иметь большую массу детектирующего вещества в виде жидкой фазы и возможности обеспечения значительного усиления делает эмиссионный двухфазный детектор на жидком благородном газе уникальным инструментом для задач перечисленных выше.

Детектор представляет собой криогенный объем, в котором находятся электродная система и фотоприемники, просматривающие пространство между электродами. Объем заполнен жидким благородным газом (аргон, ксенон) до некоторого уровня таким образом (рисунок 2.1), чтобы в основном объеме система электродов обеспечивала умеренное (дрейфовое) поле, а над поверхностью - сильное. Рассмотрим принцип работы такого детектора (рисунок 2.1). Реги-

стрируемая частица (γ - квант, нейтрон, WIMP и др.) производят возбуждение и ионизацию в жидкой фазе благородного газа.

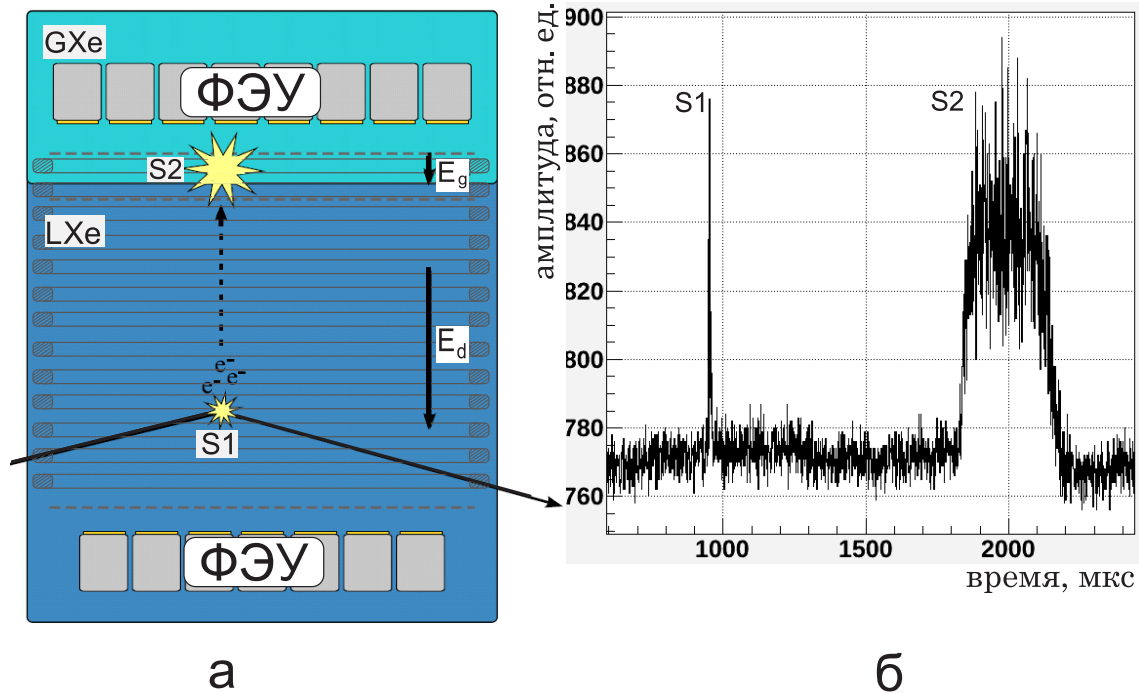


Рис. 2.1: а) Схема и принцип работы двухфазного эмиссионного детектора; б) осциллограмма сигнала двухфазного эмиссионного детектора

В процессе снятия возбуждения атомов и частичной рекомбинации (см. Главу 1) происходит высвечивание сцинтилляционных фотонов (S1 рисунок 2.2 б), которые регистрируются фотоприемниками (большая часть нижним их слоем). Типичная осциллограмма сигнала с фотоумножителей представлена на рисунке (2.2 б). Электроны, избежавшие рекомбинации с ионами на треке частицы, дрейфуют под действием приложенного электрического поля к поверхности жидкости. Преодолевая потенциальный барьер на границе жидкость - газ, электроны попадают в газовую фазу (область с сильным электрическим полем), где происходит электролюминесценция (S2), которая также регистрируется фотоприемниками (в данном случае больше верхним слоем). Электрическое поле должно быть достаточно большим (~ 10000 В/см), чтобы обеспечить высокий выход фотонов электролюминесценции.

Необходимо отметить, что при таком поле эффективность эмиссии электронов в газовую фазу составляет $\sim 80\%$. Согласно формуле (1.8) при электрическом поле в газовой фазе ~ 10 кВ/см высвечивается ~ 650 фотонов на 1 см дрейфа на один электрон ионизации.

За счет геометрической эффективности и квантовой эффективности фотоприемников число фотоэлектронов будет намного меньше этого значения. Так, например, в детекторе ZEPLIN III при размере области электролюминесценции 4 мм, поле 7.5 кВ/см и квантовой эффективности использовавшихся фотоумножителей $\sim 30\%$ среднее число зарегистрированных фотоэлектронов на один электрон ионизации составило около 30 [42].

Выход сцинтилляционных фотонов на единицу поглощенной энергии существенно меньше чем для электролюминесценции. Соотношение величин сигналов S1 и S2 составляет несколько сотен. Например, ZEPLIN III имел сцинтилляционный выход 1,3 и 1,8 фотоэлектронов на кэВ для второго и первого сеансов наблюдений соответственно [43].

В том случае, если энерговыделение в детекторе достаточно для регистрации сцинтилляционных фотонов, детектор работает как время - проекционная камера с трехмерным восстановлением координат. Вертикальная координата (Z) получается из разности моментов появления сигналов S1 и S2, а горизонтальные (X и Y) - из относительной величины сигналов фотоумножителей.

В эмиссионных детекторах для поиска WIMP соотношение между сигналами S1 и S2 для различных сортов частиц различно это и используется для активной режекции радиационного фона [28].

В низкофоновых экспериментах с использованием эмиссионных двухфазных детекторов основной вклад в радиационный фон дают фотоумножители, которые расположены в непосредственной близости от рабочего объема. Несмотря на значительный прогресс в раз-

работке низкофоновых фотоумножителей для эмиссионных детекторов, ФЭУ продолжают оставаться самыми радиоактивными элементами детектора. В связи с этим, является актуальной полная или частичная их замена на полупроводниковые фотодетекторы. Одним из вариантов замены является Многопиксельный Гейгеровский Лавинный Фотодиод (МГЛФД).

В настоящей диссертационной работе рассматривается конструкция, в которой вместо верхнего слоя ФЭУ используются МГЛФД в виде матрицы, состоящей из 19 фотодиодов. Поскольку, на момент подготовки эксперимента МГЛФД, чувствительных в диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ), не существовало, для преобразования излучения ксенона из области ВУФ в видимую область спектра использовался спектросместитель, напыленный на сапфировое окно. Для дополнительного лавинного размножения электронов использовался Толстый Газовый Электронный Умножитель (ТГЭУ; см. параграф 2.3). Аналогичная схема регистрации ионизации использовалась для эмиссионного детектора на жидком аргоне [46]. Для детектора на жидком ксеноне данная схема предложена и испытана впервые. Схематично конструкция представлена на рисунке 2.2. Детальное описание эксперимента приведено в Главе 4.

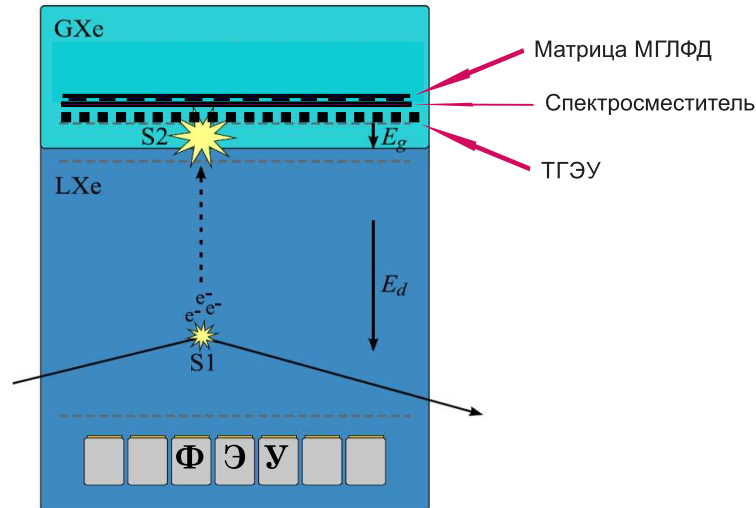


Рис. 2.2: Схема внутренней структуры двухфазного детектора с ТГЭУ и матрицей МГЛФД

2.2 Многопиксельный Гейгеровский Лавинный Фотодиод (МГЛФД)

Изобретенные в СССР в конце 80 - х начале 90 - х годов Многопиксельные Гейгеровские фотодиоды являются перспективными приборами широкого применения в современной экспериментальной физике. В настоящее время производство приборов перешло из стадии опытных образцов к серийному производству. Разработчиками и производителями являются:

- ЦПТА (Центр передовых технологий и аппаратуры)(Москва)/
Photonique (Geneva) – В. Головин
- Zecotek (Сингапур), З. Садыгов
- Институт электроники (Минск), В. Залесский
- МИФИ/Пульсар (Москва), Б. Долгошеин
- Hamamatsu Photonics (Япония)
- SensL (Cork, Ireland)

- КЕТЕК (Мюнхен, Германия)
- RDM (Бостон, США)
- MPI Semiconductor Laboratory (Мюнхен, Германия)
- Amplification Technologies(Орландо, США)
- STMicroelectronics (Италия)
- ExcelitasTechnologies (PerkinElmer)
- Novel Device Laboratory (Китай)
- Philips (Нидерланды)

Разные производители предлагают своё название фотодетектору: MRS APD, MAPD, SiPM, SSPM, SPM, G – APD, MPPC, PPD, DAPD. [47].

МГЛДФ - это фотоприемник на основе упорядоченного набора (матрицы) р- n- переходов (пикселей), выполненного на общей подложке [48]. Прогресс в улучшении чувствительности в видимой области спектра позволил использовать прибор во многих применениях в качестве замены фотоумножителю. Как пример, можно привести использование этих диодов в системах регистрации сцинтилляционной вспышки в органических сцинтилляторах со сбором света спектросмещающим волокном ($\lambda_{max} = 500$ нм). На основе этих фотодиодов созданы, например, прототип адронного калориметра для экспериментов на планируемом электрон - позитронном коллайдере ILC [49] , система мюонного триггера в эксперименте ALICE [50], а также эксперимент T2K (Токай То Каміока), который принадлежит к новому поколению ускорительных экспериментов с длинной базой, основной целью которого является изучение осцилляции нейтрино [51].

Этот фотодиод обладает рядом достоинств по сравнению с фотоумножителем:

- малое рабочее напряжение питания – несколько десятков вольт;
- компактность - толщина прибора, установленного в корпус, не более нескольких миллиметров;
- возможность работы в сильных магнитных полях;
- рекордное одноэлектронное разрешение;
- высокое внутреннее усиление порядка 10^6 , что значительно снижает требования к электронике;
- малый разброс коэффициента усиления ячеек (менее 10%);
- эффективность регистрации видимой области спектра на уровне или лучше вакуумных ФЭУ;
- возможность работы, как в режиме счета импульсов, так и в спектрометрическом режиме;
- хорошее временное разрешение (десятки пикосекунд);

Сравнительные характеристики МГЛФД, PIN - диодов, лавинных фотодиодов (ЛФД) и ФЭУ приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1: Сравнительные характеристики детекторов света

Показатели	PIN	ЛФД(APD)	ФЭУ	МГЛФД (Разные производители)
Эффективность регистрации света, %				
470нм	80-90	75-85	20	18-45
590нм	80-90	75-85	17-15	17-40
670нм	80-90	80	<1	10-40
Усиление	1	50 (типичное)	$10^6 - 10^7$	$10^5 - 10^7$
Рабочее напряжение, В	20-200	100-1000	1000-2000	20-70
Работа в магнитном поле	Нечувствителен к магнитному полю до 4 Тл	Нечувствителен к магнитному полю до 4 Тл	Ухудшение характеристик при полях более 0,1 Тл	Нечувствителен к магнитному полю до 4 Тл

Из анализа таблицы 2.1 следует, что данный прибор нового типа в целом не уступает, а по ряду параметров превосходит параметры традиционных фотодетекторов.

Фотодиод также практически не чувствителен к прохождению заряженных частиц через него под прямым углом (или под углом близким к нормали), поскольку при этом энерговыделение происходит только в одной ячейке, вносящей незначительный вклад в общий сигнал [52].

К недостаткам по сравнению с ФЭУ можно отнести высокий уровень шума на единицу площади и относительно небольшие размеры.

МГЛФД представляет собой матрицу миниатюрных фоточувствительных ячеек (до 10000 шт/мм²), работающих в лавинном режиме. На рисунке 2.3 (а) представлена структура одной ячейки многоэлементного фотодиода [49].

На рисунке 2.3 (б) схематично показан принцип устройства МГЛ-ФД, который состоит из независимых пикселей с размерами порядка $30 \times 30 \text{ мкм}^2$ [48].

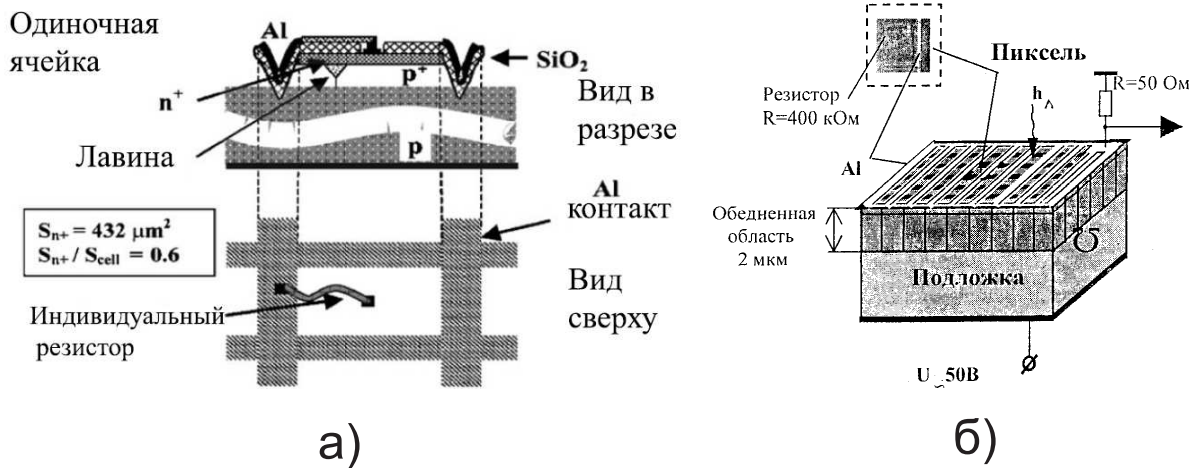


Рис. 2.3: а - Структура одиночной ячейки лавинного Гейгеровского фотодиода производства ЦПТА, б - устройство матрицы МГЛФД

Посредством алюминиевых шин все пиксели объединены, и к ним приложено одинаковое напряжение смещения, превышающее пробойное, что обеспечивает работу в Гейгеровском режиме. При попадании кванта света в активную область пикселя в нем развивается самогасящийся Гейгеровский разряд. Гашение, т.е. прекращение разряда, происходит из-за падения напряжения на р-n-переходе до уровня ниже пробойного благодаря наличию в каждом контуре токоограничивающего резистора. Токовые сигналы от сработавших пикселей суммируются на общей нагрузке. Разброс величин усиления определяется технологическим разбросом величин элементарных емкостей и напряжений пробоя пикселей и составляет менее 10 %. Поскольку все пиксели имеют сходные характеристики, отклик детектора на слабые световые вспышки имеет цифровой характер (количество сработавших пикселей) и пропорционален их интенсивности.

Каждая индивидуальная ячейка (фотодиод) работает в цифровом режиме, то есть сигнал не зависит от числа первичных носителей, и имеет мертвое время, равное времени восстановления RC-контура до пробойного напряжения. Выходной сигнал одной ячейки равен произведению ее емкости на величину разности между рабочим напряжением и напряжением пробоя:

$$Q = C * (U - U_{br}) \quad (2.1)$$

Загрузочная способность и линейность в рабочем интервале световых потоков достигаются высокой гранулярностью фотодетектора, обеспечивающей малую вероятность попадания двух и более фотонов в одну ячейку. Пробой может быть инициирован как электроном, так и дыркой, но из-за значительной разницы в подвижности и ионизационном коэффициенте вероятность пробоя, инициированного дыркой, существенно ниже. Поэтому, основной областью, где электрон - дырочная пара может дать регистрируемый сигнал, является р-область.

Поглощение фотонов в кремнии сильно зависит от длины волны (см рисунок 2.4). Видно, что для регистрации фотонов с различными длинами волн необходимы структуры с разным расположением слоев: для зеленого света - $n^- - p - \pi - p^{++}$ с расположением чувствительного слоя в глубине, для синего света - $p^+ - n - \nu - n^{++}$ с чувствительным слоем, максимально приближенным к поверхности прибора.

Эффективность регистрации прибора определяется как произведение вероятности фотоэффекта (квантовой эффективности) в чувствительном слое на вероятность возникновения гейгеровского пробоя и на геометрический фактор, равный отношению площади всех ячеек к общей площади прибора. Типичные эффективности регистрации в зависимости от длины волны приведены на рисунке 2.4

для приборов производства ЦПТА с геометрическим фактором $\sim 73\%$ [48].

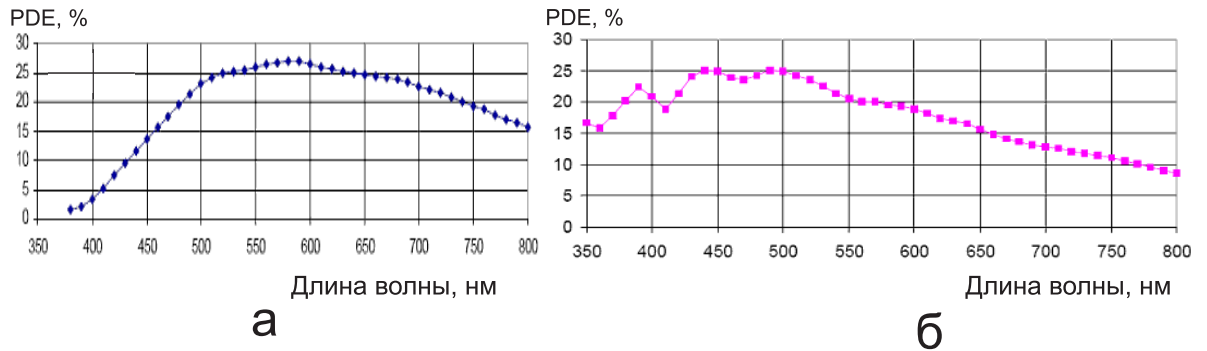


Рис. 2.4: Эффективность регистрации фотодиодов в зависимости от длины волны: $n^- - p^- - \pi - p^{++}$ ("зеленый а), $p^+ - n - \nu - n^{++}$ ("синий б)

В данной работе использовались "синие" фотодиоды.

2.3 Газовый Электронный Умножитель (ГЭУ)

В данном разделе рассматривается принцип работы Газовых Электронных Умножителей (ГЭУ, GEM) [53]. ГЭУ представляет собой тонкую диэлектрическую пластину со сквозными отверстиями, покрытую с обеих сторон металлической фольгой. Отверстия имеют форму конуса с обеих сторон и расположены в виде гексагональной матрицы. Плотность отверстий может составлять от нескольких десятков до нескольких тысяч на квадратный сантиметр. Обычно ГЭУ с отверстиями диаметром порядка нескольких десятков микрон изготавливаются с помощью фотолитографии путем химического травления металла и диэлектрика с обеих сторон пленки. ГЭУ с характерными размерами отверстий и толщиной порядка долей миллиметра называется Толстый Газовый Электронный умножитель (ТГЭУ; ThGEM) и изготавливается по технологии изготовления печатных плат (см. рисунок 2.5 а, б). При подаче разности потенциалов на металлические электроды в отверстиях создается сильное электрическое поле. Соответственно, силовые линии внешнего поля

концентрируются в отверстиях, как изображено на рисунке 2.5 (в).

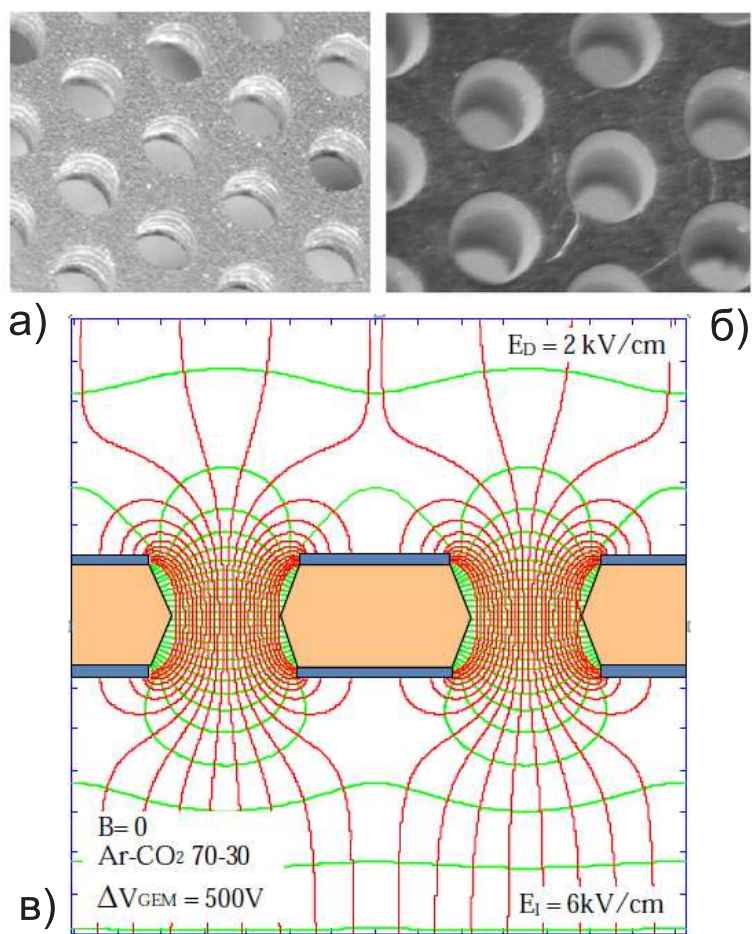


Рис. 2.5: Фрагменты ТГЭУ, изготовленных по технологии печатных плат: а - из фольгированного стеклотекстолита, б - из фольгированного фторопласта, в - характерная картина силовых линий электрического поля в ТГЭУ при условии $\Delta V_{GEM} = 500V$, дрейфовое поле $E_D = 2 \text{ кВ/см}$, Индукционное поле $E_I = 6 \text{ кВ/см}$ [54]

Первичные электроны, рожденные под воздействием излучения перед ГЭУ (дрейфовый промежуток), дрейфуют вдоль силовых линий и фокусируются в отверстия, в которых под действием сильного электрического поля развиваются электронные лавины. Промежуток между последним ГЭУ и анодом называют индукционным. Таким образом, каждое отверстие является миниатюрным пропорциональным счетчиком. Значительная часть электронов лавины выходит из отверстия в индукционный (газовый) промежуток для регистрации на считывающем электроде или для усиления в последую-

щих газовых усилительных каскадах. Способность ГЭУ работать в каскадной схеме является главным преимуществом ГЭУ перед другими газовыми детекторами.

В представленном эксперименте ТГЭУ работает в режиме оптического съема информации, то есть без индукционного промежутка. Электроны, дрейфуя и размножаясь в сильном электрическом поле в отверстиях, также производят электролюминесценцию. Величина электролюминесцентного сигнала может быть рассчитана в соответствии с формулой (1.8), если известна карта электрического поля в отверстиях и за его пределами. Оценки показывают, что даже при небольших значениях коэффициента газового усиления можно достичь на соответствующей толщине ТГЭУ такого же или большего светового выхода как и на линейных участках дрейфа в газовой фазе детектора.

В настоящей диссертационной работе используется Толстый Газовый Электронный Умножитель с толщиной 0.25 мм, диаметром отверстий 0.4 мм и шагом 0.7 мм. ТГЭУ выполнен на двустороннем металлизированном каптоне, покрытом золотом.

Глава 3

Предварительные тесты МГЛФД в жидком ксеноне

3.1 Постановка задачи

Как было показано в работе группы ИТЭФ [66], эффективность регистрации ультрафиолета при помощи МГЛФД в жидком ксеноне (с длиной волны 175 нм) составляет менее 1%, что явно недостаточно для создания сцинтилляционного детектора на основе жидкого ксенона и МГЛФД в качестве фотоприемника. На данном этапе работы ставилась цель – оценить достижимую эффективность регистрации сцинтилляционного ультрафиолета при использовании спектросместителя и МГЛФД с максимумом спектральной чувствительности в синей области спектра. Основной технической сложностью являлось помещение МГЛФД и спектросместителя непосредственно в среду жидкого ксенона.

Спектросместитель должен быть нанесен (напылен) на прозрачный для ультрафиолета материал. Толщина напыленного слоя подбирается так, чтобы эффективность поглощения была близка к 100%, но в то же время отсутствовало самопоглощение из-за перекрытия спектров испускания и поглощения спектросместителя. Фоточувствительная поверхность МГЛФД должна размещаться как можно ближе от поверхности слоя спектросместителя. Поскольку веще-

ство спектросместителя, как правило, является органическим соединением, выделяющим в среду жидкого ксенона электроотрицательные примеси, то это приводит к невозможности работы детектора в режиме сбора заряда. Поэтому потребовалось разработать конструкцию, в которой спектросместитель был бы изолирован от среды жидкого ксенона.

Результатом этого этапа исследования является оценка общей эффективности регистрации системы МГЛФД + волновой сместитель спектра, полученная из сравнения количества сработавших ячеек фотодетектора и количества попавших на переизлучатель фотонов. Для надежности результатов необходимо было использовать запуск от другого фотоприёмника, чувствительного в области вакуумного ультрафиолета.

3.2 Выбор спектросместителя

В качестве спектросместителя было выбрано органическое вещество р-терфенил, имеющее спектр излучения в синей области спектра (см. Рисунок 3.1, кривая 3), неоднократно использованное в различных приложениях для регистрации ультрафиолета при помощи ФЭУ, чувствительного в синей области спектра. Как видно из рисунка 3.1, в области длин волн высвечивания р-терфенила эффективность регистрации "синего" МГЛФД составляет около 15% (кривая 4). Слой спектросместителя толщиной 150 нм был нанесен на прозрачное для ультрафиолета сапфировое стекло методом вакуумного напыления. Исследования по оптимизации толщины напыленного слоя р-терфенила, а также покрытие слоя защитной пленкой из полипараксилилена (Полипараксилилен (Парилен) - ароматический линейный полимер, широко применяется в качестве влагозащитных покрытий различных изделий радиотехники и микроэлектроники (печатных плат, интегральных микросхем, СВЧ-устройств

и др.)) [67] (см. ниже) осуществлялись в ИСПМ им. Н.С. Ениколова РАН. Для указанной толщины напыления эффективность поглощения близка к 100%.

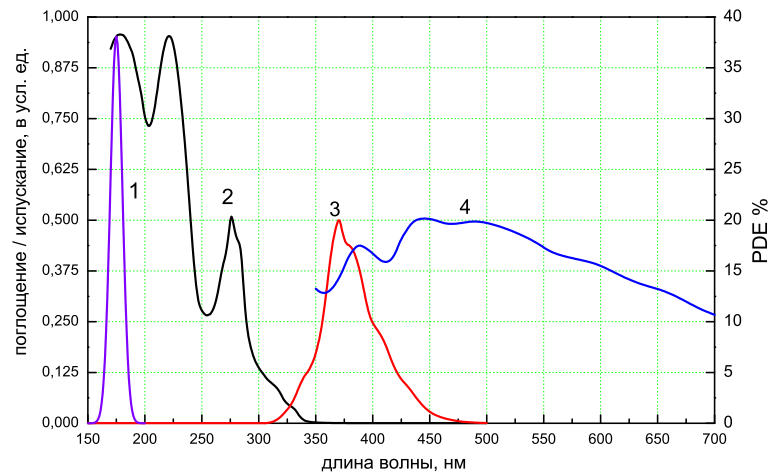


Рис. 3.1: 1- Спектр излучения жидкого ксенона, 2 - спектр поглощения р - терфенила, 3 - спектр излучения р - терфенила, 4 - эффективность регистрации МГЛФД производства ЦПТА [68]

3.3 Газовая система и криостат для испытаний

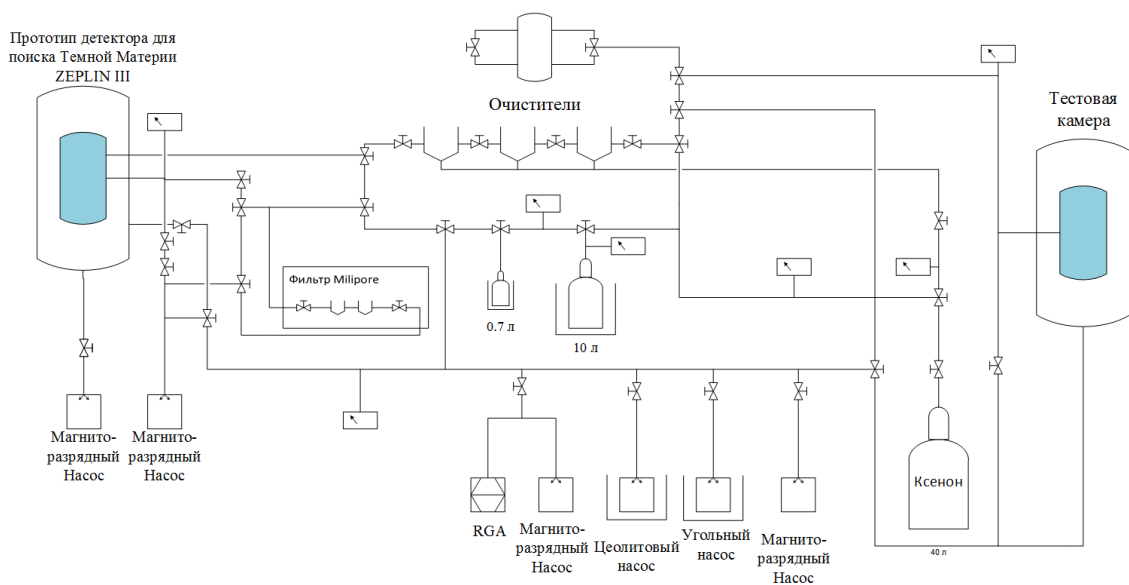


Рис. 3.2: Схема газовой системы

На Рисунке 3.2 представлена схема газовой системы, которая использовалась в испытаниях. Подготовка камеры к измерениям про-

водилась несколько дней. Вначале был герметизирован и откачен рабочий объем камеры. Откачка рабочего объема камеры проводилась до уровня вакуума $\sim 10^{-4}$ Тор, достаточного для обеспечения необходимой чистоты ксенона. Для обеспечения хорошей теплоизоляции и стабильного состояния рабочей камеры (температура жидкого ксенона $\sim -100^\circ \text{C}$) во внешнем объеме камеры также был обеспечен вакуум $\sim 10^{-4}$ Тор. После заполнения установки жидким ксеноном, поддержание постоянного давления ($1,8 \pm 0,1$ Атм.) и температуры ($-97 \pm 1^\circ \text{C}$) осуществлялось периодической подачей жидкого азота.

Форвакуумная откачка осуществлялась при помощи угольного и цеолитового криогенных насосов, а окончательная - магнито-разрядным насосом. Для предварительной очистки ксенона были использованы горячие кальциевый (Ca) и титановый (Ti) геттеры (рабочая температура 700°C и 900°C соответственно). Окончательная очистка производилась непосредственно перед конденсацией ксенона с помощью геттера Mykrolis Megaline.

3.4 Схема и описание конструкции и схемы измерений

В приведенных ниже измерениях был использован фотодетектор производства ЦПТА площадью 2×2 мм². Количество ячеек в матрице составляло 1584 штуки. МГЛФД был смонтирован в корпусе, выполненном из вакуумно-чистых материалов (металл, тефлон). Фото МГЛФД, установленного в корпус, представлено на рисунке 3.3.

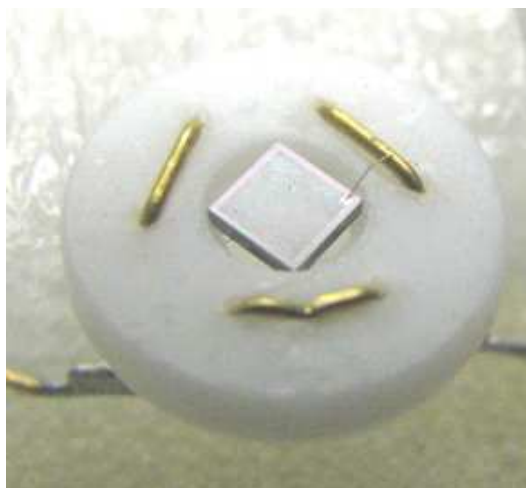


Рис. 3.3: Фото МГЛФД, смонтированного в корпус

Как было отмечено выше, из-за возможного попадания даже незначительного количества р-терфенила возможно сильное загрязнение рабочего газа. Были испытаны две конструкции, предотвращающие контакт спектросместителя с ксеноном.

На первом этапе работ фланец с напыленным на внутреннюю поверхность сапфирового окна спектросместителем был герметично закрыт фланцем с аналогичным сапфировым окном. Сборка конструкции производилась в закрытом боксе в атмосфере аргона для предотвращения попадания влаги и кислорода между фланцами. На Рисунке 3.4 представлена готовая конструкция из двух фланцев.



Рис. 3.4: Фото переизлучателя (собранные в атмосфере аргона фланцы)

Схема испытания переизлучателя в жидком ксеноне представлена на Рисунке 3.5 А. Все конструкционные материалы были подобраны для обеспечения вакуумной чистоты. Дополнительно перед окончательной сборкой была проведена работа по очистке готовых деталей от жира и прочих внешних загрязнений. Окончательная сборка проводилась в чистом помещении.

На втором этапе работ проводились измерения с конструкцией, в которой вместо второго фланца для предотвращения попадания электроотрицательных примесей в ксенон слой спектросместителя был покрыт слоем полипараксилилена, прозрачным к видимому свету, как показано на Рисунок 3.5 (Рисунок Б). Покрытие полипараксилиленом образует конформную пленку, которая предотвращает газовыделение с поверхности даже при очень малых её толщинах (вплоть до 10 Ангстрем). При сборке соблюдались аналогичные требования по чистоте.

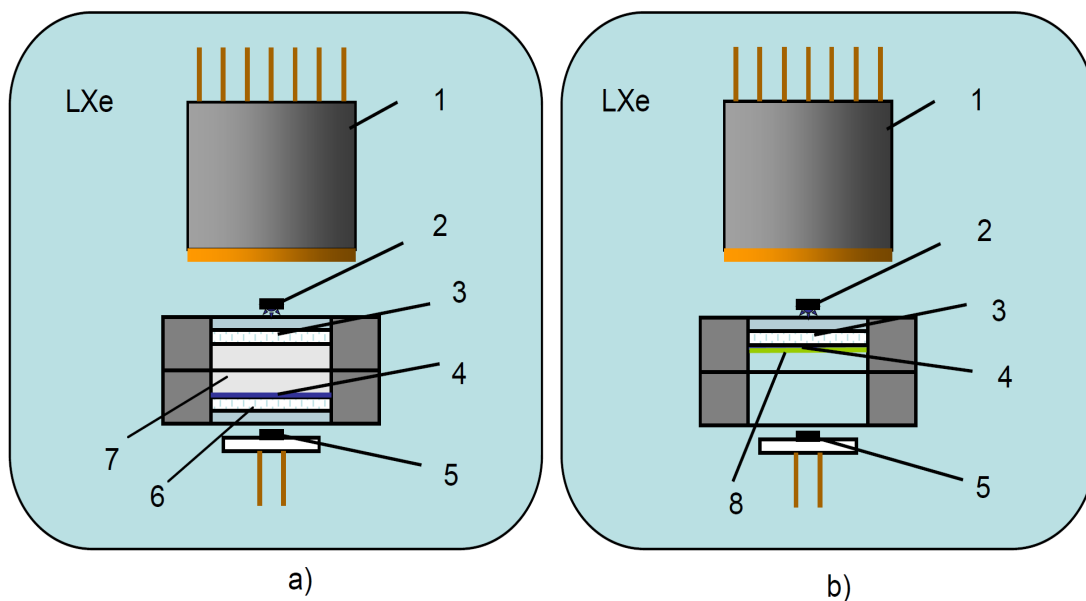


Рис. 3.5: Схема измерений: 1 - ФЭУ Hamamatsu R7400-06, 2 - α источник ^{241}Am , 3 - сапфировое окно, 4 - слой р - терфенила, 5 - МГЛФД, 6 - окно, покрытое р-терфенилом 7 - Ag атмосфера, 8 - слой полипараксилилена

В качестве источника ионизирующего излучения был использован ^{241}Am . Фото источника приведено на Рисунке 3.6. Он был расположен в нескольких миллиметрах от входного окна фланца с напыленным спектросместителем. Выбранный источник испускает α -частицы с энергией 5.4 МэВ, которые имеют пренебрежимо малый пробег в жидком ксеноне. Это позволяет считать источник света точечным, что упрощает проведение оценок эффективности регистрации света.

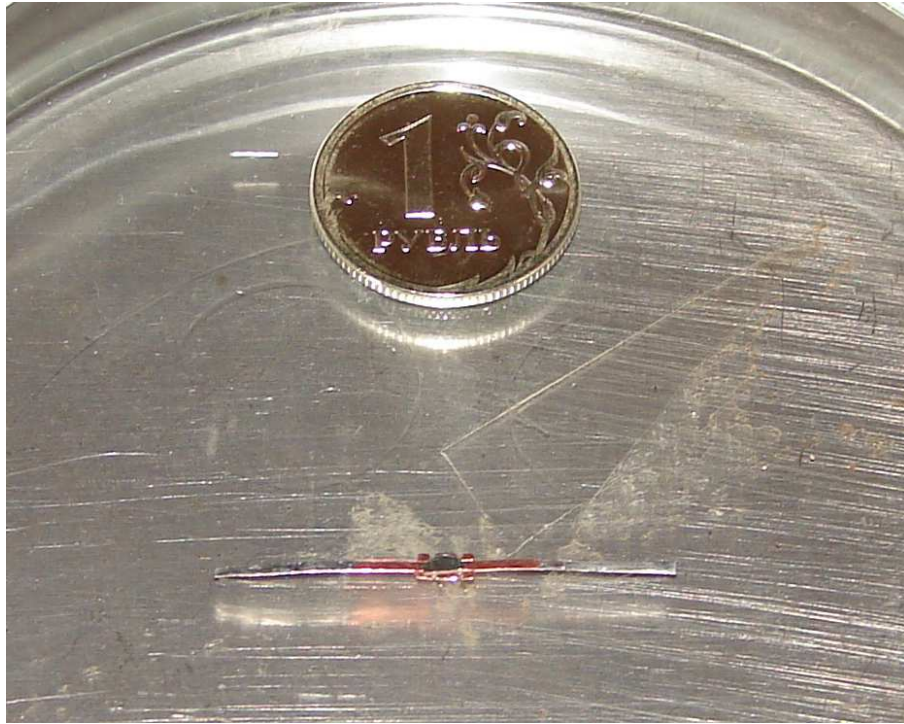


Рис. 3.6: Фото α - источника (α - источник прикреплен к медной оправке)

Для проведения измерений был собран электронный канал, блок-схема которого представлена на Рисунок 3.7. Специально изготовленный многоканальный блок питания питает предусилитель и обеспечивает напряжение смещения на МГЛФД, контролируемое вольтметром. Для проведения измерения вольт-амперной характеристики МГЛФД в цепь дополнительно включался еще один вольтметр (не показан на схеме), который измерял падение напряжения на последовательном резисторе величиной 100 кОм. Для уменьшения шумов и наводок предусилитель был смонтирован как можно ближе к камере для минимизации длины проводов.

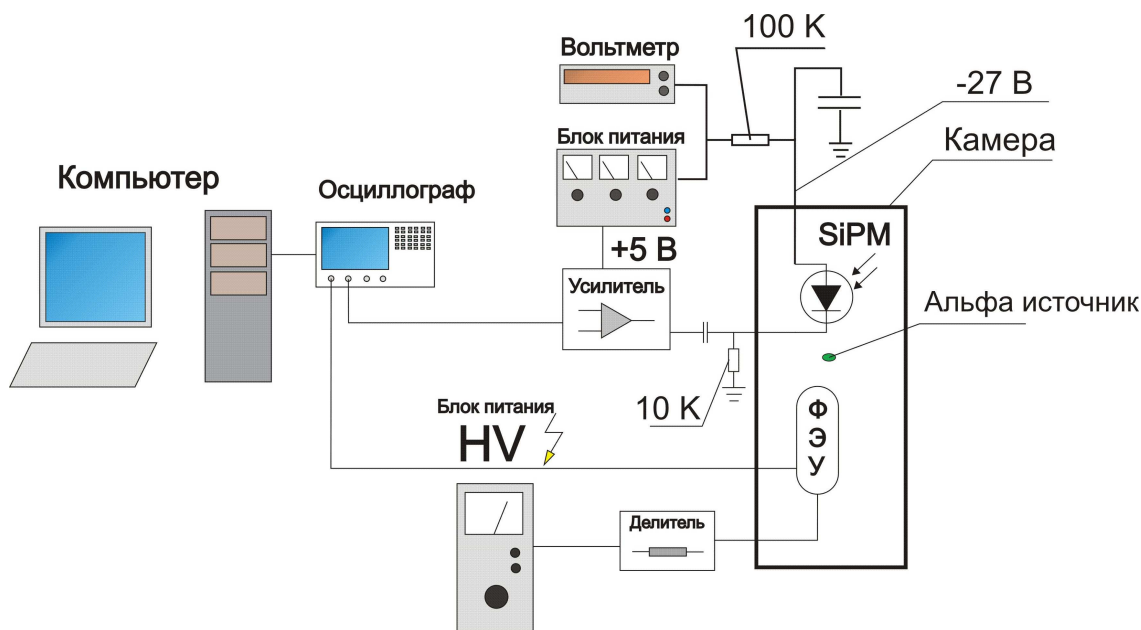


Рис. 3.7: Схема измерений

Сигналы с МГЛФД и ФЭУ оцифровывались при помощи цифрового четырехканального осциллографа LeCroy LT 344 с частотой дискретизации 500 МГц и записывались на жесткий диск компьютера, соединенного с осциллографом по шине GPIB.

Для исключения возможных запусков осциллографа от сигналов, имеющих "не световую" природу (электрические наводки, пробой одной из ячеек и др.), запуск осциллографа осуществлялся сигналом с ФЭУ Hamamatsu R7400-06, чувствительного к ВУФ и регистрирующего свет, испущенный переизлучателем в обратном направлении (по отношению к МГЛФД).

3.5 Проведение измерений характеристик МГЛФД и определение эффективности регистрации системы спектросместитель + МГЛФД

После получения приборов от производителя были проведены измерения их характеристик при комнатной температуре и температуре жидкого ксенона. На Рисунке 3.8 представлены вольт-амперные ха-

рактеристики МГЛФД при обеих температурах.

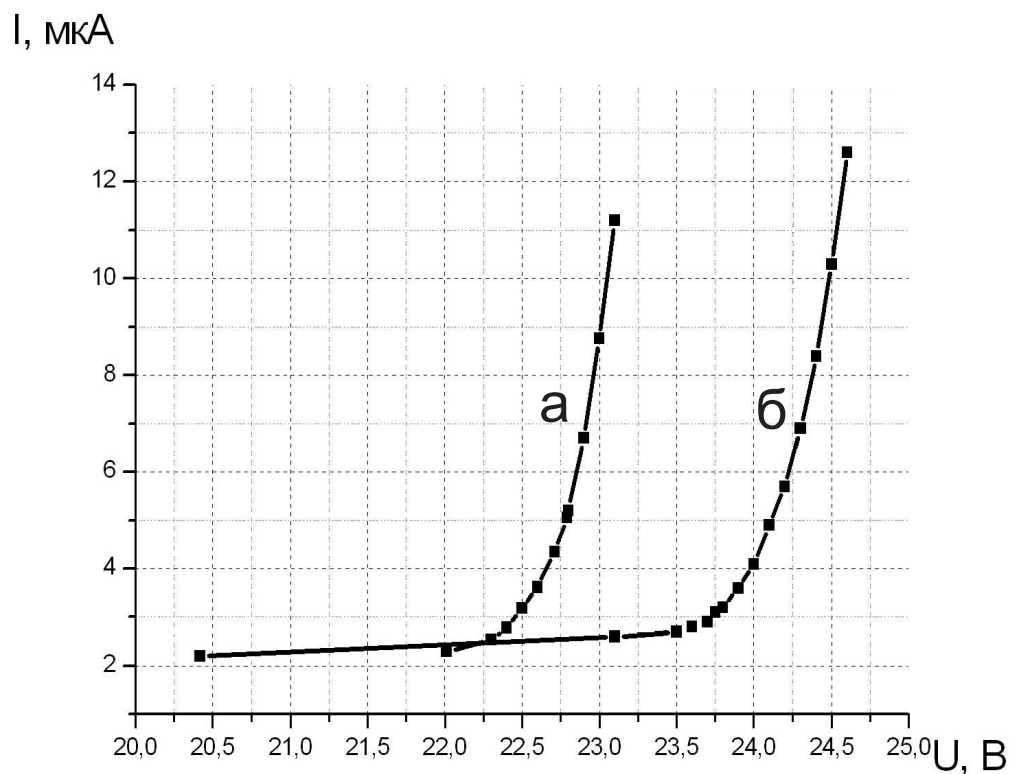


Рис. 3.8: Вольтамперная характеристика фотодиода производства ЦПТА: а) при температуре жидкого ксенона ($\sim -97^{\circ}\text{C}$), б) при комнатной температуре

Как видно, пробойное напряжение падает с температурой с коэффициентом около 20 мВ на один градус и может быть пересчитано к любой температуре. Рабочее напряжение выбиралось на 3.5 - 4 Вольта выше точки пробоя по данным работы [48], т.к. при данном напряжении происходит выполаживание кривой эффективности регистрации (что было подтверждено и измерениями, приведенными ниже).

На следующем этапе предварительных измерений проводилась калибровка положения пика от срабатывания одной ячейки при температуре жидкого ксенона. На Рисунке 3.9 представлен спектр сигналов МГЛФД при малой засветке.

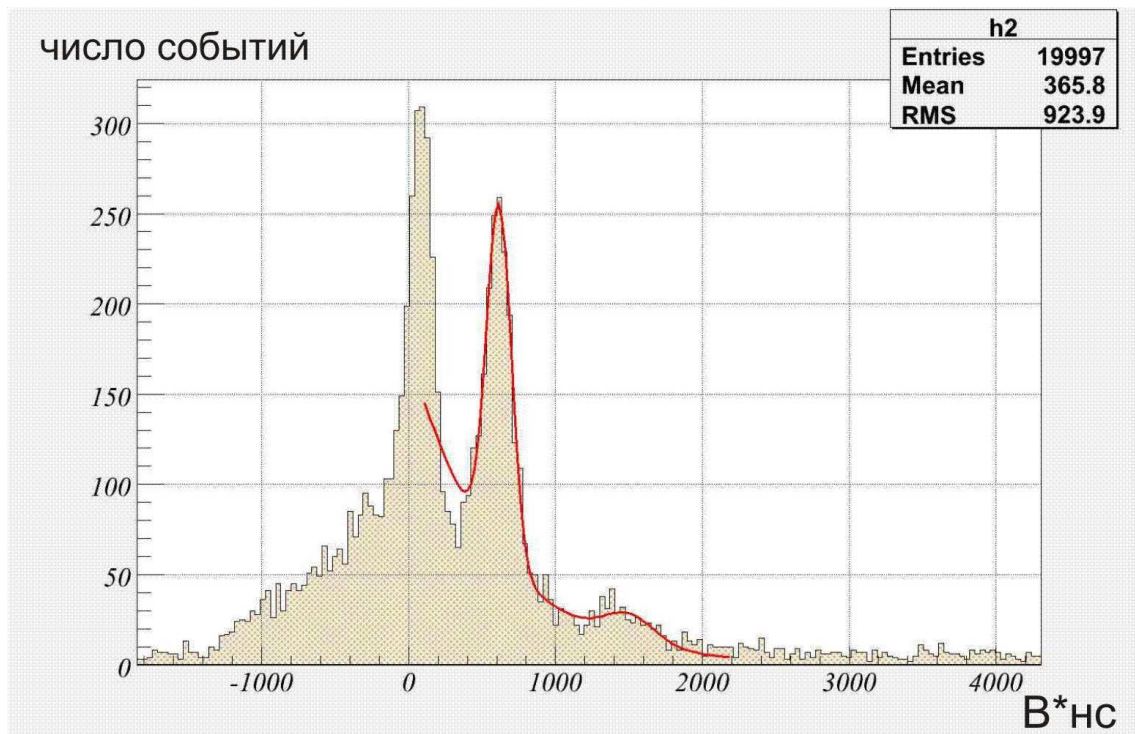


Рис. 3.9: Спектр, полученный с МГЛФД при сцинтиляции от α -частиц (увеличена область каналов 1-го и 2-го пиков)

Красной линией показана фитирующая функция, которая использовалась для определения положения пиков от одной и двух сработавших ячеек. После определения расстояния между этими двумя пиками вычислялся заряд, приходящийся на одну сработавшую ячейку, и любой сигнал мог быть выражен в количестве сработавших ячеек.

На Рисунке 3.10 представлена типичная форма импульсов от α -частиц.

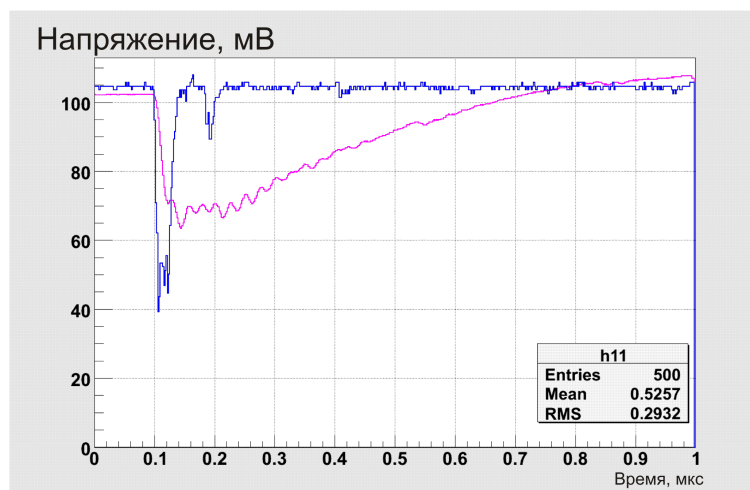


Рис. 3.10: формы сигналов с детекторов света: красный - сигнал с ФЭУ, синий - сигнал с МГЛФД

После набора статистики был построен зарядовый спектр сигналов с МГЛФД (Рисунок 3.11) при запуске сигналом с ФЭУ. Хорошо видно положение пика от α -частиц, которое было пересчитано в количество сработавших ячеек.

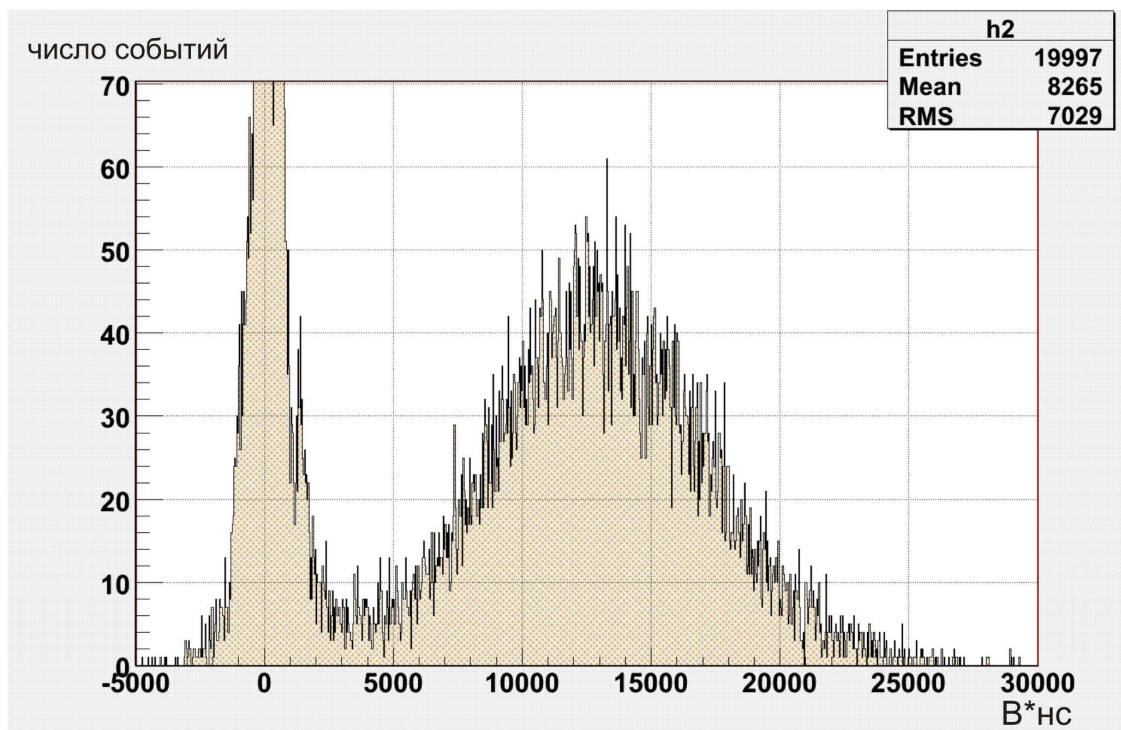


Рис. 3.11: Спектр, полученный с МГЛФД при сцинтилляции от α -частиц

Для контроля измерения были выполнены при различных напряжениях смещения, которые приведены на Рисунке 3.12. Подтвердилось насыщение эффективности регистрации для данного типа диодов при напряжении выше пробойного на 3.5 В.

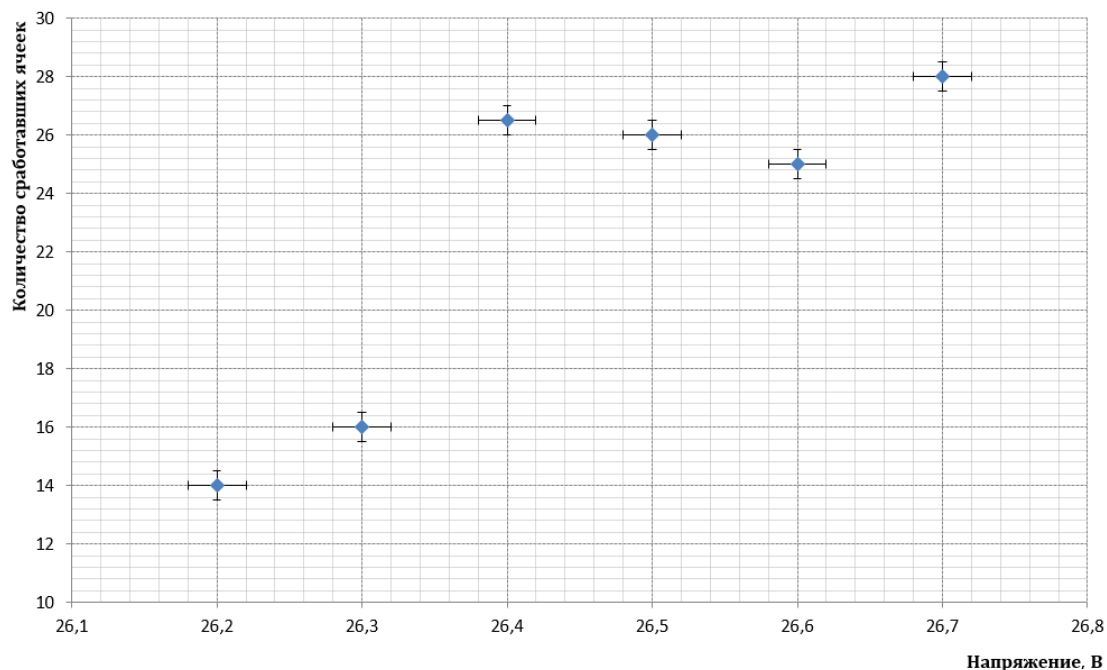


Рис. 3.12: Зависимость положения пика α -частиц, выраженного в числе сработавших ячеек, от напряжения на МГЛФД

Для оценки влияния вклада шумов были проведены их измерения при различных напряжениях смещения. Ниже приведены измеренные одно-ячеечные шумы:

$$\begin{aligned}
 &26.3V - 0.8MHz, \\
 &26.4 - 1.7MHz, \\
 &26.7 - 2.9MHz
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Как и ожидалось, шумы растут с увеличением напряжения смещения, но их вклад в пределах окна интегрирования в полный сигнал от α -частиц остается пренебрежимо мал во всем диапазоне измерений и может быть отброшен при вычислении эффективности регистрации.

При вычислении эффективности регистрации после определения сигнала от α -частиц в количестве сработавших ячеек проводилась поправка на коэффициент перекрестных наводок (или фотоионизационный коэффициент), когда сигнал от одной ячейки посредством инфракрасного фотона из лавины инициирует сигнал в соседней ячейке. Значение этого коэффициента (α в выражении 3.2) определялось по соотношению частот одно и двух ячейчных шумов (Рисунок 3.13).

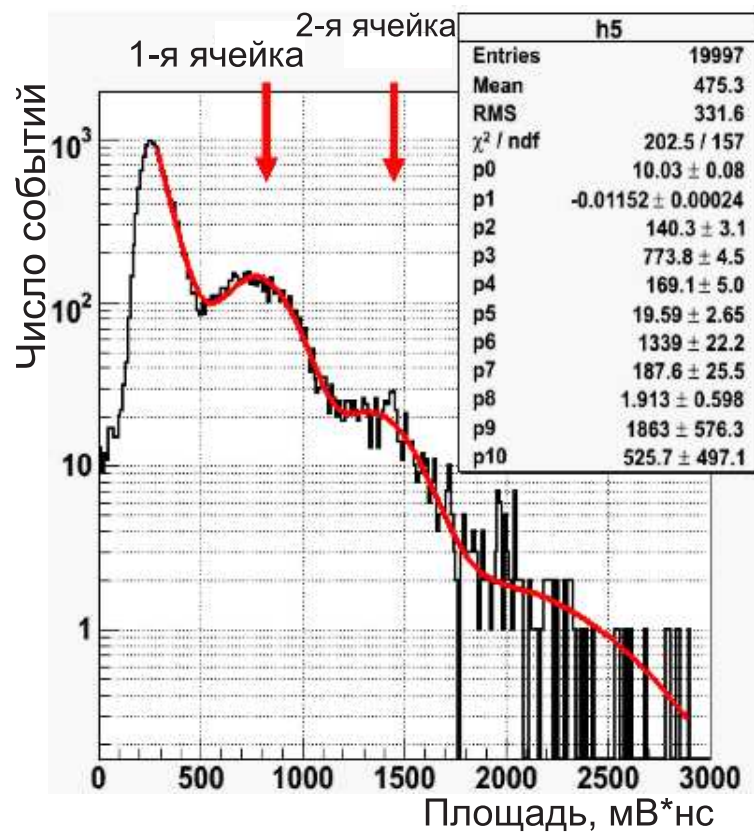


Рис. 3.13: Спектр, полученный с МГЛФД (случайный триггер)

Коррекция осуществлялась с помощью формулы:

$$N_{phe} = N_{cells} * (1 - \alpha), \quad (3.2)$$

где α - вероятность перекрестных наводок. Полученные значения количества фотоэлектронов (N_{phe}) приведены в таблице 3.1.

В первой и второй серии измерений (Рисунок 3.5 А и 3.5 Б) бы-

ло взято значение количества сработавших ячеек при напряжениях (выход на плато) 26.4 и 26.6 В, соответственно. Оно оказалось равным 27.0 ± 0.5 и 84.0 ± 1.5 ячеек. Число сработавших ячеек N_{phe} связано с числом фотонов N_0 , испущенных источником, соотношением (3.3):

$$N_{phe} = f * N_0 * \frac{\Omega_1}{4\pi} * \frac{\Omega_2}{4\pi} * \eta * \xi \quad (3.3)$$

где f - коэффициент затухания света в окнах (включая отражения от поверхностей), Ω_1 - эффективный телесный угол спектроместителя по отношению к источнику, Ω_2 - эффективный телесный угол фотодетектора по отношению к плоскости спектроместителя (усредненный по поверхности), η - коэффициент эффективности переизлучения ВУФ в видимый диапазон и ξ - эффективность регистрации МГЛФД в диапазоне излучения спектроместителя. $N_0 = E_a/w$, где $E_a = 5.486$ МэВ - α энергия частицы. $w = 16.3 \pm 0.3$ эВ - энергия, необходимая для рождения одного фотона в жидком ксеноне.

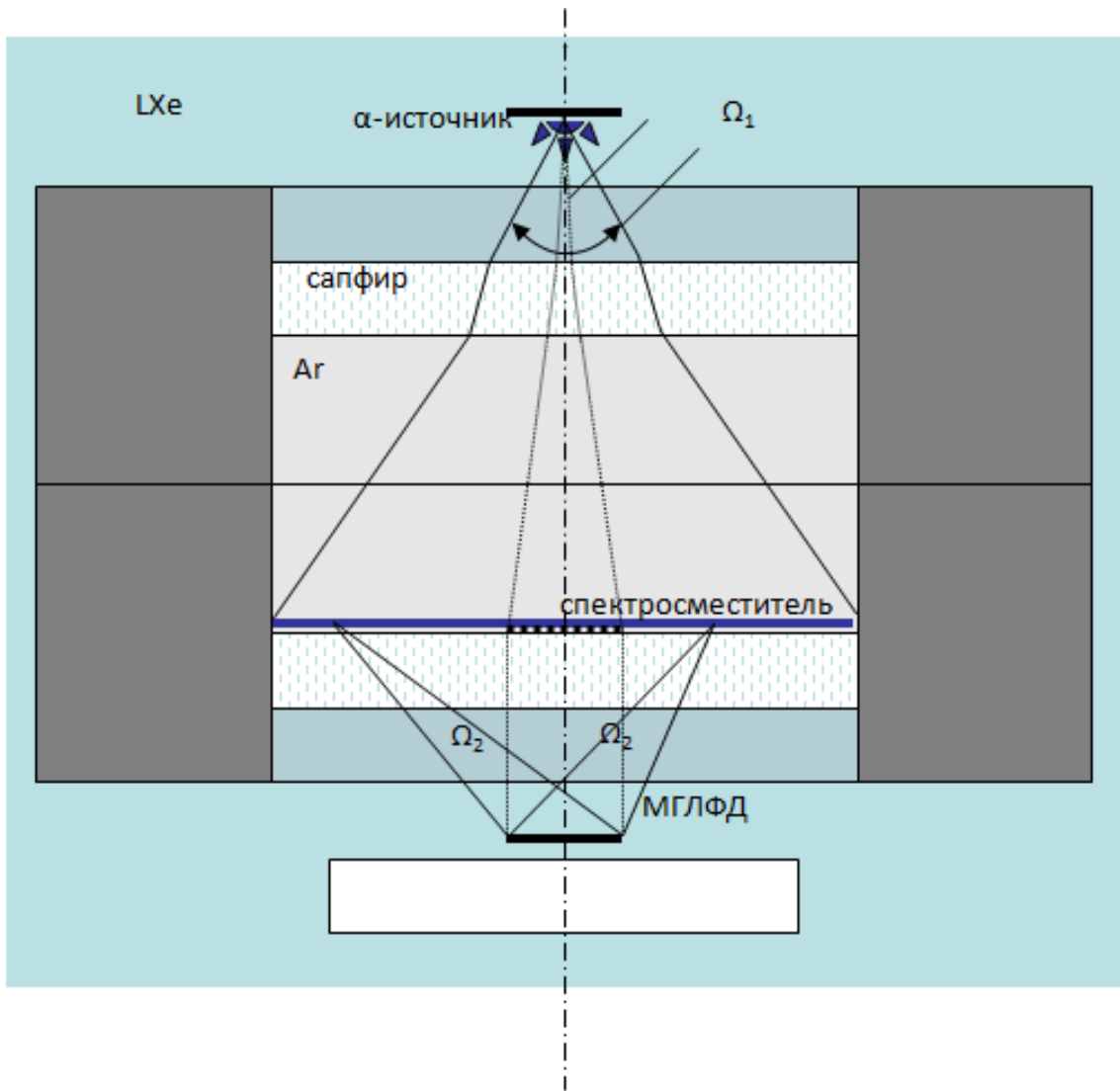


Рис. 3.14: Схема эксперимента для расчета PDE

Вторую часть выражения (3.3) можно рассматривать как эффективность регистрации фотонов PDE всей системой, состоящей из спектрсместителя и фотодетектора:

$$PDE = \frac{\Omega_2}{4\pi} * \eta * \xi \quad (3.4)$$

Очевидно, что наибольшая величина PDE может быть достигнута, когда спектрсместитель расположен непосредственно на поверхности фотодетектора. В приведенных выше тестах он, однако, располагался на некотором расстоянии от фотодетектора, различном для случаев, изображенных на рисунке 3.5 А и 3.5 Б. Чтобы

учесть это различие, нужно получить значение PDE для гипотетического идеального случая, когда спектросместитель располагается в непосредственной близости от фотодетектора ($PDE = PDE^0$). В этой, приведенной к идеальному случаю геометрии, фотодетектор окажется спроектированным на плоскость спектросместителя и будет определять телесный угол $\Omega_1 = \Omega_1^0$, в котором будет работать спектросместитель, а угол Ω_2 в этом случае превратится в 2π . Различие телесных углов в реальной геометрии и в приведенной сводится к вычислению коэффициента μ :

$$\frac{\Omega_1}{4\pi} * \frac{\Omega_2}{4\pi} = \mu * \frac{\Omega_1^0}{4\pi} * \frac{1}{2} \quad (3.5)$$

Коэффициент μ вычислялся как методом Монте Карло, так и аналитически. В первом случае он определялся соотношением числа попавших на фотодетектор фотонов в реальной геометрии и приведенной при одинаковом числе разыгранных фотонов. Во втором случае - из выражения 3.5, при этом, усредненное значение Ω_2 находилось интегрированием по всей плоскости спектросместителя с учетом яркости спектросместителя в каждой точке. Значения коэффициента μ для обоих случаев приведены в таблице (3.1). Таким образом:

$$N_{phe} = f * N_0 * \frac{\Omega_1}{4\pi} * \frac{\Omega_2}{4\pi} * \eta * \xi = f * N_0 * \mu * \frac{\Omega_1^0}{4\pi} * \frac{1}{2} * \eta * \xi = f_0 * N_0 * \mu * \frac{\Omega_1^0}{4\pi} * PDE^0 \quad (3.6)$$

Откуда:

$$PDE^0 = N_{phe} \frac{4\pi}{f * N_0 * \mu * \Omega_1^0} \quad (3.7)$$

Полученные значение PDE^0 приведены в таблице (3.1).

Таблица 3.1: Сравнительные характеристики детекторов света

Серия изменений	N_{cells}	N_{phe}	μ	f	$\Omega_1^0/4\pi$	PDE, %
Рисунок 3.5 а	27 ± 0.5	24 ± 0.5	0.74	0.68	$1.35 * 10^{-3}$	9.7 ± 1.2
Рисунок 3.5 б	84 ± 1.5	72 ± 1.5	0.17	0.75	$1.99 * 10^{-2}$	8.4 ± 1.1

3.6 Заключение

Эффективность регистрации системы МГЛФД + спектросместитель составила порядка $\sim 10\%$ независимо от геометрии светосбора и метода герметизации спектросместителя. Такая же эффективность была получена для ФЭУ чувствительного в синем диапазоне (квантовая эффективность $\sim 20\%$) с спектросместителем тетрафенилбутадиен для сцинтилляции в жидком аргоне [69]. Последующее увеличение эффективности регистрирующей системы осуществимо несколькими способами:

- использование МГЛФД с большей эффективностью регистрации

В результате проведенного этапа исследований была отработана методика использования р-терфенила в жидком ксеноне, которая позволяет защитить рабочее вещество детектора от электроотрицательных примесей. Исходя из полученных данных (рисунок 3.1), следует что оптимальная толщина спектросместителя $\sim 150 \div 200$ нм для р - терфенила (для $\sim 100\%$ поглощения). При большей толщине напыленного слоя значительно вносит вклад эффект поглощения переизлученного света.

Следующим шагом стало создание новой системы регистрации с высокой чувствительностью для использования в двухфазных эмиссионных детекторах на основе благородных газов для поиска Темной Материи и экспериментов по поиску когерентного рассеяния ре-

акторного антинейтрино на атомном ядре, описанной в следующей главе.

Глава 4

Испытание регистрирующей системы ТГЭУ + спектрсместитель + матрица МГЛФД

4.1 Схема и описание конструкции

Детектор, в котором проводилось испытание регистрирующей системы ТГЭУ + Спектрсместитель + матрица МГЛФД, был ранее построен как прототип детектора Темной Материи ZEPLIN III [28]. Схема первоначального варианта детектора с характерными размерами показана на рисунке 4.1.

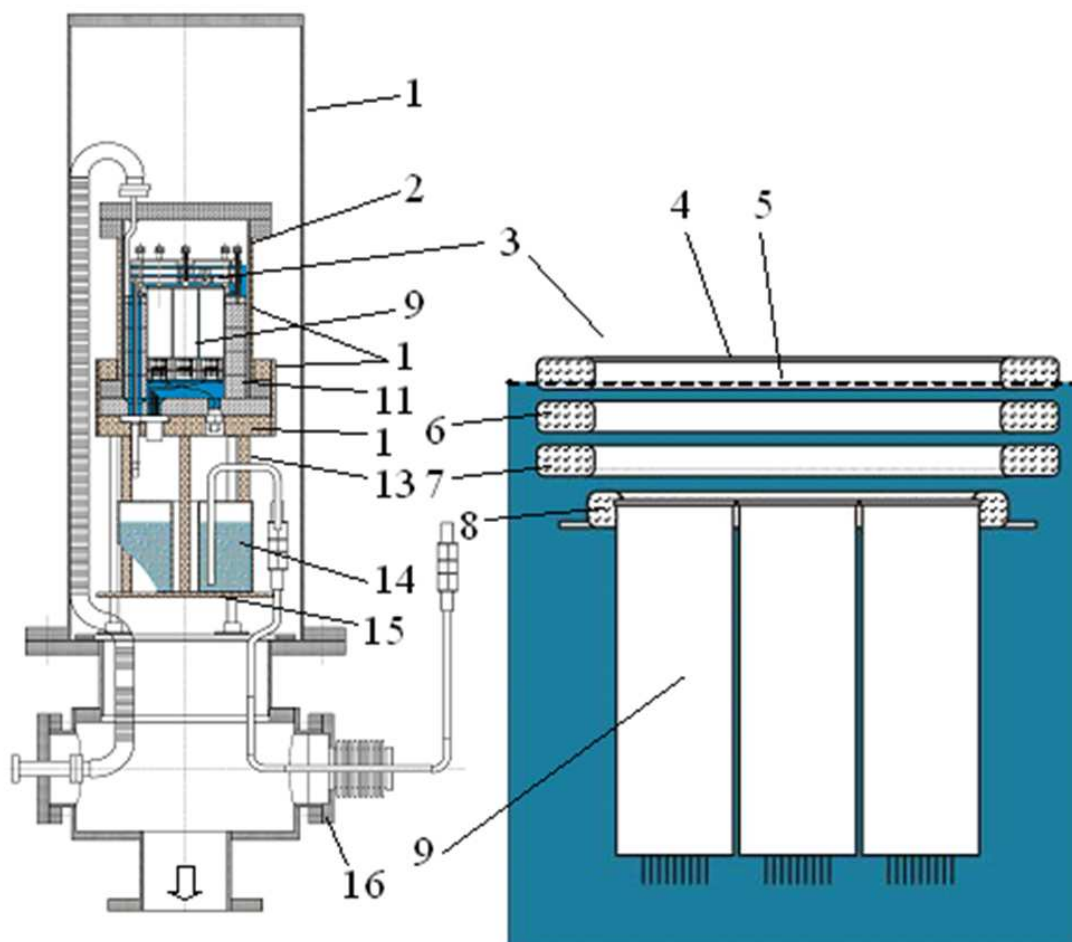


Рис. 4.1: Схема внутренней структуры двухфазного детектора прототипа детектора Темной Материи ZEPLIN III: 1 – вакуумный кожух; 2 – камера для заполнения жидким Xe; 3 – электродная система; 4 – зеркальный анод; 5 – уровень жидкого Xe; 6 – дрейфовое кольцо; 7 – проволочный катод (0.1 мм, шаг 1 мм); 8 – экранирующий электрод (0.1 мм, шаг 1 мм); 9 – фотоумножители; 10 – медный кожух; 11 – вытеснители ксенона; 12 – медное основание; 13 – теплопроводящие стержни; 14 – сосуд с жидким азотом; 15 – медное основание; 16 – фланец с газовыми и электрическими вводами.

Матрица из семи ФЭУ (6), чувствительных в области вакуумного ультрафиолета, погружена в жидкий ксенон (7) и регистрирует сцинтилляцию и электролюминесценцию от жидкого ксенона, находящегося в рабочем объеме, который расположен сверху над матрицей. Система электродов состоит из катода (4), промежуточного полезадающего кольца (3) и зеркального анода (1). В непосредственной близости от фотокатодов ФЭУ расположен сетчатый электрод (5) для защиты фотокатодов от сильного электрического поля, со-

здаваемого катодом. Этот электрод находится под таким же электрическим потенциалом как и фотокатоды. Катод (4) и защитный электрод (5) выполнены из стальной проволоки диаметром 0.1 мм с шагом 1 мм и, таким образом, имеют оптическую прозрачность 90%. Глубина жидкого ксенона между катодом и поверхностью составляет 22 мм, диаметр рабочей области 105 мм, величина электролюминесцентного зазора (между поверхностью жидкого ксенона и анодом) составляет 5 мм. Катод, на который подается большой отрицательный потенциал, и элементы, через которые осуществляется подвод высокого напряжения к нему, находятся в среде жидкого ксенона. Это минимизирует вероятность электрического пробоя на корпус. Аналогичным образом (через жидкий ксенон) осуществляется подвод высокого напряжения к аноду. Высокое напряжение подается в камеру с жидким ксеноном при помощи высоковольтных вводов Ceramaseal. Экспериментально проверено, что максимальное значение напряжения, которое возможно подать на катод, составляет 10 кВ.

Количество жидкого ксенона внутри рабочей области составляет ~ 0.6 кг, в то время как полное количество ксенона, необходимое для заполнения камеры составляет 5 кг.

В детекторе используются ФЭУ - 181 с окном из MgF_2 , произведенные компанией МЭЛЗ (Москва). ФЭУ этого типа имеют мультищелочной фотокатод диаметром 30 мм и квантовую эффективность около 15% для длины волны 200 нм. Матрица из семи ФЭУ (9 на рисунке 4.1) имеет общий делитель снаружи камеры. Камера детектора помещена в вакуумный криостат, охлаждаемый жидким азотом (рисунок 4.1).

Схема конструкции детектора с использованием системы ТГЭУ + спектросместитель + МГЛФД показана на рисунке 4.2.

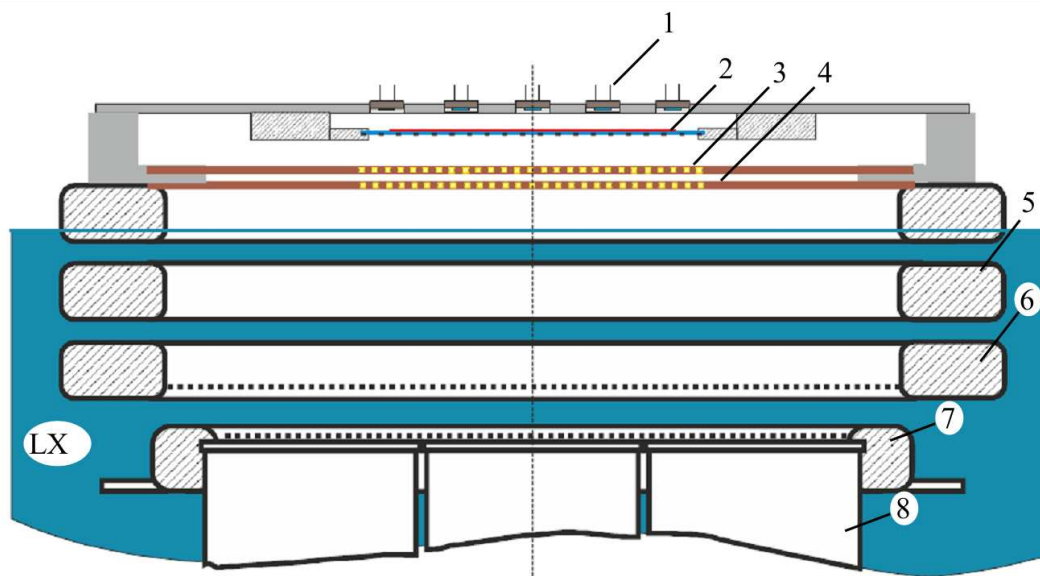


Рис. 4.2: Схема внутренней структуры двухфазного детектора для изучения отклика схемы ТГЭУ + Спектрсмещитель + матрица МГЛФД: 1 – Матрица из девятнадцати МГЛФД; 2 – спектросместитель нанесенный на сапфир, защищенный оптически прозрачной металлической сеткой ; 3, 4 – ТГЭУ2 и ТГЭУ1, соответственно; 5 – среднее полезадающее кольцо; 6 – катод; 7 – защитная сетка ФЭУ; 8 - матрица из семи ФЭУ.

Данная система была установлена над поверхностью жидкого ксенона таким образом, что ТГЭУ располагался на том месте, где раньше находился зеркальный анод. Испытания проводились как с одиночным ТГЭУ, так и с каскадом из двух ТГЭУ. За ТГЭУ располагалось сапфировое окно с нанесенным слоем р - терфенила толщиной 140 нм, покрытым защитным слоем полипараксилилена [68]. Окно было расположено аналогичным образом, как и в предварительных тестах (Глава 3), то есть открытой стороной к ТГЭУ. Таким образом ультрафиолет от электролюминесценции в отверстиях ТГЭУ попадал через сапфировое окно на спектросместитель. Переизлученный спектросместителем свет регистрировался матрицей МГЛФД, расположенной над окном. Непосредственно перед сапфировым окном была дополнительно установлена оптически прозрачная сетка, находящаяся под нулевым потенциалом для экранировки матрицы МГЛФД от электрического поля ТГЭУ.

Геометрические размеры системы:

- Диаметр ТГЭУ - 50 мм;
- Диаметр отверстий ТГЭУ - 0.4 мм;
- Шаг отверстий ТГЭУ - 0.7 мм;
- Толщина ТГЭУ - 0.25 мм;
- Толщина сапфирового окна - 0.5 мм;
- Диаметр сапфирового окна - 50 мм;
- Диаметр области напыления р - терфенила 40 мм;
- Матрица состоит из 19 МГЛФД, общей площадью 76 мм²;
- Расстояние между поверхностью жидкого ксенона и плоскостью ТГЭУ - 5 мм;
- Расстояние между первым и вторым ТГЭУ в случае каскада из двух ТГЭУ - 9 мм;
- Расстояние между плоскостью спектросместителя и матрицей МГЛФД - 3.2 мм;

Относительное расположение матриц МГЛФД и ФЭУ в проекции на горизонтальную плоскость показано на рисунке 4.11 в разделе 4.5.

Напряжение на обкладки ТГЭУ подавалось через многоконтактный высоковольтный разъем, расположенный на верхнем фланце камеры. Подача напряжения на матрицу МГЛФД и съем сигналов с них осуществлялись через многоконтактный разъем, также расположенный на верхнем фланце. Для изоляции проводников внутри камеры использовались тонкие каптоновые трубки диаметром 1 мм.

Компьютерная трехмерная модель детектора и фотографии отдельных элементов показаны на рисунках 4.3 и 4.4 соответственно.

Процесс вакуумной подготовки камеры осуществлялся с помощью вакуумной/газовой системы описанной в разделе 3.3.

Необходимо отметить, что процесс вакуумной подготовки является важнейшей процедурой перед заполнением детектора жидким ксеноном. От того, насколько велика "отгазовка" с поверхностей в различных элементах детектора, будет зависеть величина времени жизни свободных электронов в жидком ксеноне. До установки в камеру исследуемых элементов (ТГЭУ, спектросместитель, матрица МГЛФД) в ней уверенно получали вакуум до 10^{-5} Торр, при этом, он держался на этом уровне несколько суток, а время жизни свободных электронов составляло величину 10 – 20 мкс. Это достигалось тем, что в качестве конструкционных материалов использовались исключительно неорганические материалы: нержавеющая сталь, медь, стекло. В исследуемой конструкции содержалось большое количество органических материалов: тефлон, каптон, полипараксилилен, которые, хотя и обладают относительно низким газовыделением, тем не менее, могут выделять электроотрицательные примеси. В процессе очистки камеры с установленной в ней системой ТГЭУ + спектросместитель + матрица МГЛФД выяснилось, что газовыделение от установленных элементов достаточно велико: при остановке откачки вакуум ухудшался за несколько часов до 10^{-2} Торр. Это привело к заметному ухудшению времени жизни (раздел 4.3).

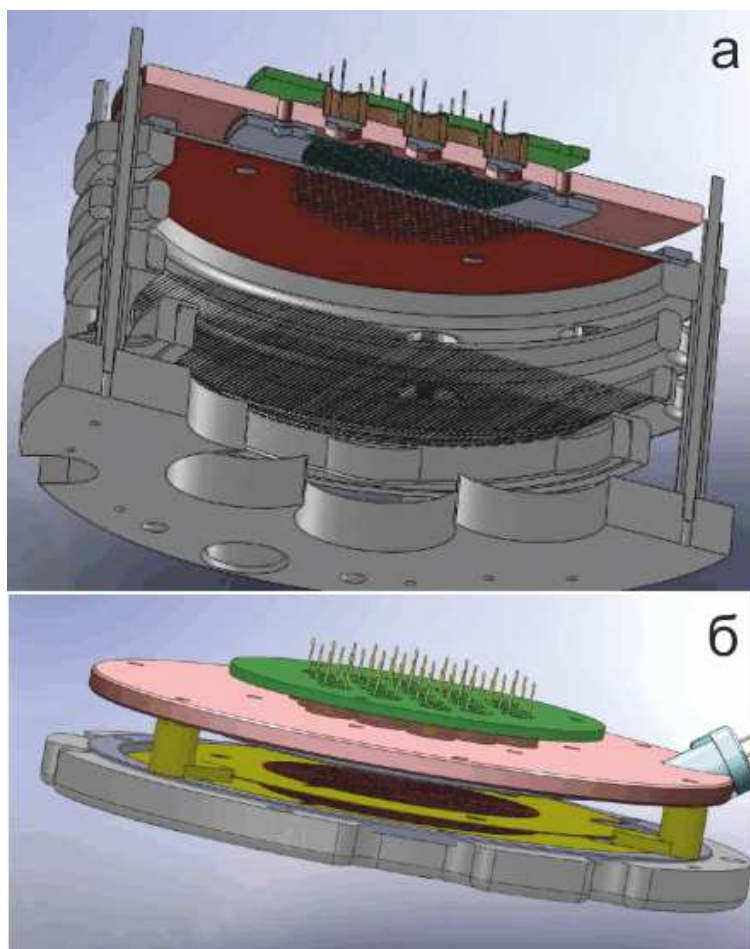


Рис. 4.3: Трёхмерная модель : а) детектора с одним ТГЭУ б) конструкции ТГЭУ + спектро-
сместитель + матрица МГЛФД

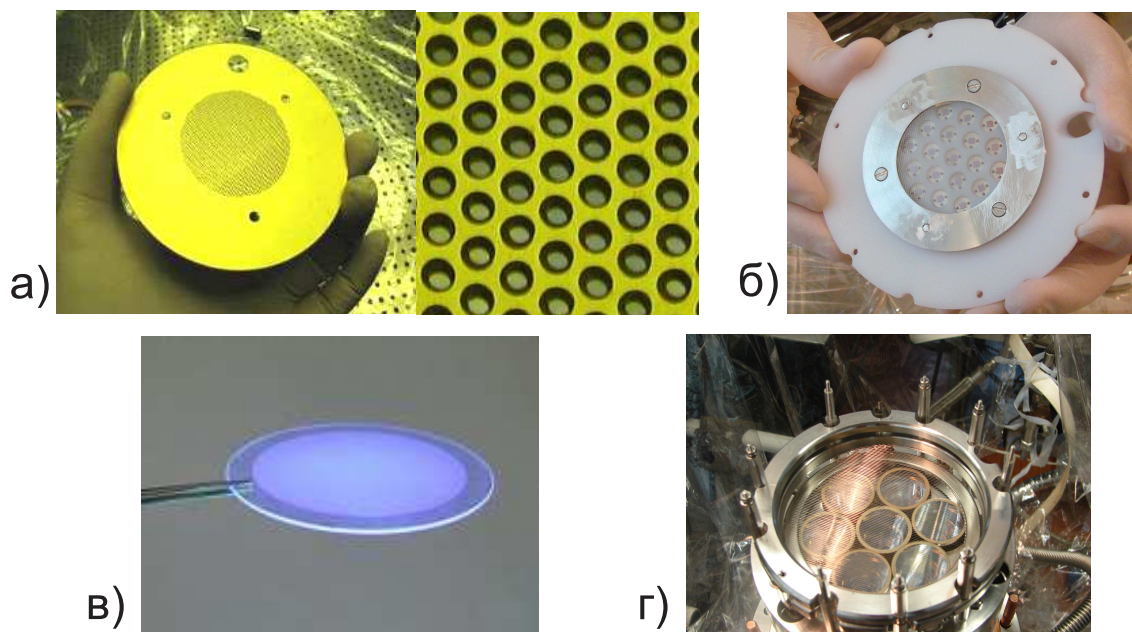


Рис. 4.4: Фото элементов: а) газовый электронный умножитель (ГЭУ); б) спектросмиститель и матрица МГЛФД в сборе; в) сапфировое окно с напыленным спектросмистителем; г) электродная система (вид сверху): промежуточное кольцо, защитный экран, ФЭУ.

4.2 Регистрирующая электроника и схема считывания установки

Сигналы с матрицы МГЛФД поступали на усилители, смонтированные в коммутационном блоке, который был установлен непосредственно на разъеме вакуумного кожуха криостата детектора. В этом блоке также был смонтирован блок питания, обеспечивающий индивидуальное напряжение смещения для каждого МГЛФД. Такая необходимость была обусловлена различием пробойного напряжения фотодиодов. Напряжения смещения были установлены приблизительно на 0.7 В выше точки пробоя. Хотя эта величина существенно ниже напряжения при котором достигается полная эффективность регистрации, её выбор был обусловлен значительным ростом шума при дальнейшем увеличении напряжения. Сигналы с 16 усилителей оцифровывались с помощью двух 8 - канальных 12 - разрядных модулей АЦП VME VX1720 CAEN с частотой 200 - мГц.

Оцифровка 16 из 19 каналов матрицы была обусловлена наличием только двух 8 - канальных модулей АЦП. Сигналы с ФЭУ после предварительного усиления были разделены на 2 канала: высокой чувствительности (дополнительный коэффициент усиления ~ 5) и низкой чувствительности (без дополнительного усиления). Сигналы с низкой чувствительностью оцифровывались 8-канальным 12 - разрядным модулем VME Struck SIS3320 с частотой 250 - мГц, а для высокой чувствительности были использованы два 4 - канальных цифровых осциллографа соединенных по шине GPIB: Tektronix DPO7000 (625 мГц) и LeCroy LT344 (500 мГц). Все данные сохранялись на жестком диске персонального компьютера.

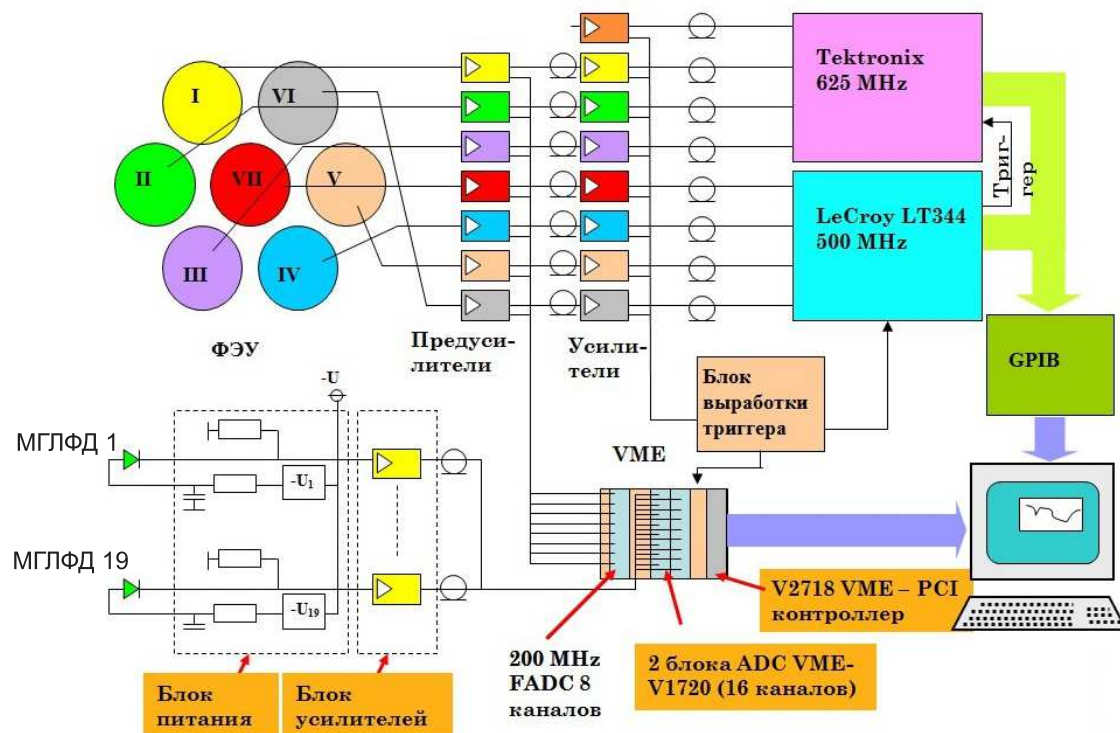


Рис. 4.5: Блок-схема регистрирующей электроники

4.3 Результаты испытаний схемы с одним ТГЭУ

При первом заполнении детектора жидким ксеноном время жизни электрона составило $\tau_e = 3.3 \pm 0.9$ мкс при напряженности поля 3.75

кВ/см. Время жизни было измерено усреднением большого числа электролюминесцентных сигналов мюонных событий и экстраполяцией экспоненциальной функцией. Такое низкое значение времени жизни было вполне ожидаемо, учитывая описанные выше потенциально загрязненные элементы детектора. Последующие заливки позволили получить время жизни электрона $\tau_e = 10.1 \pm 1.3$ мкс. Далее на рисунках 4.6, 4.7 и 4.8 приведены осциллограммы сигналов при различных разностях потенциалов на ТГЭУ. Осциллограмма соответствует γ -кванту с энергосодержанием ~ 15 кэВ (480 извлеченных электронов из жидкой в газовую фазу, что соответствует ~ 7 зарегистрированным матрицей ФЭУ фотоэлектронам на один электрон ионизации).

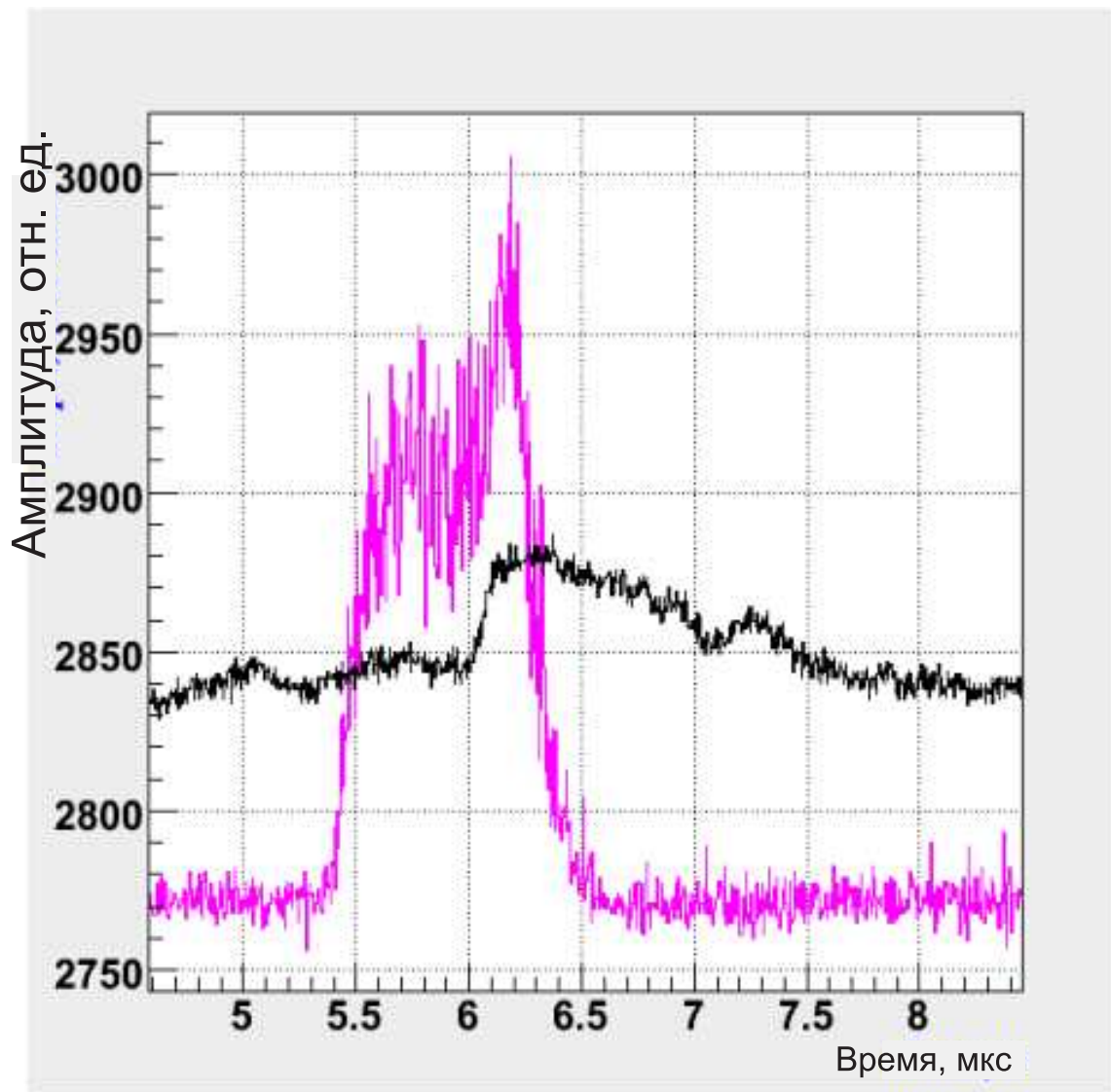


Рис. 4.6: формы сигналов: красная линия - суммарный сигнал с матрицы ФЭУ, черная линия - суммарный сигнал с матрицы МГЛФД при разнице потенциалов на ТГЭУ 1.6 кВ.

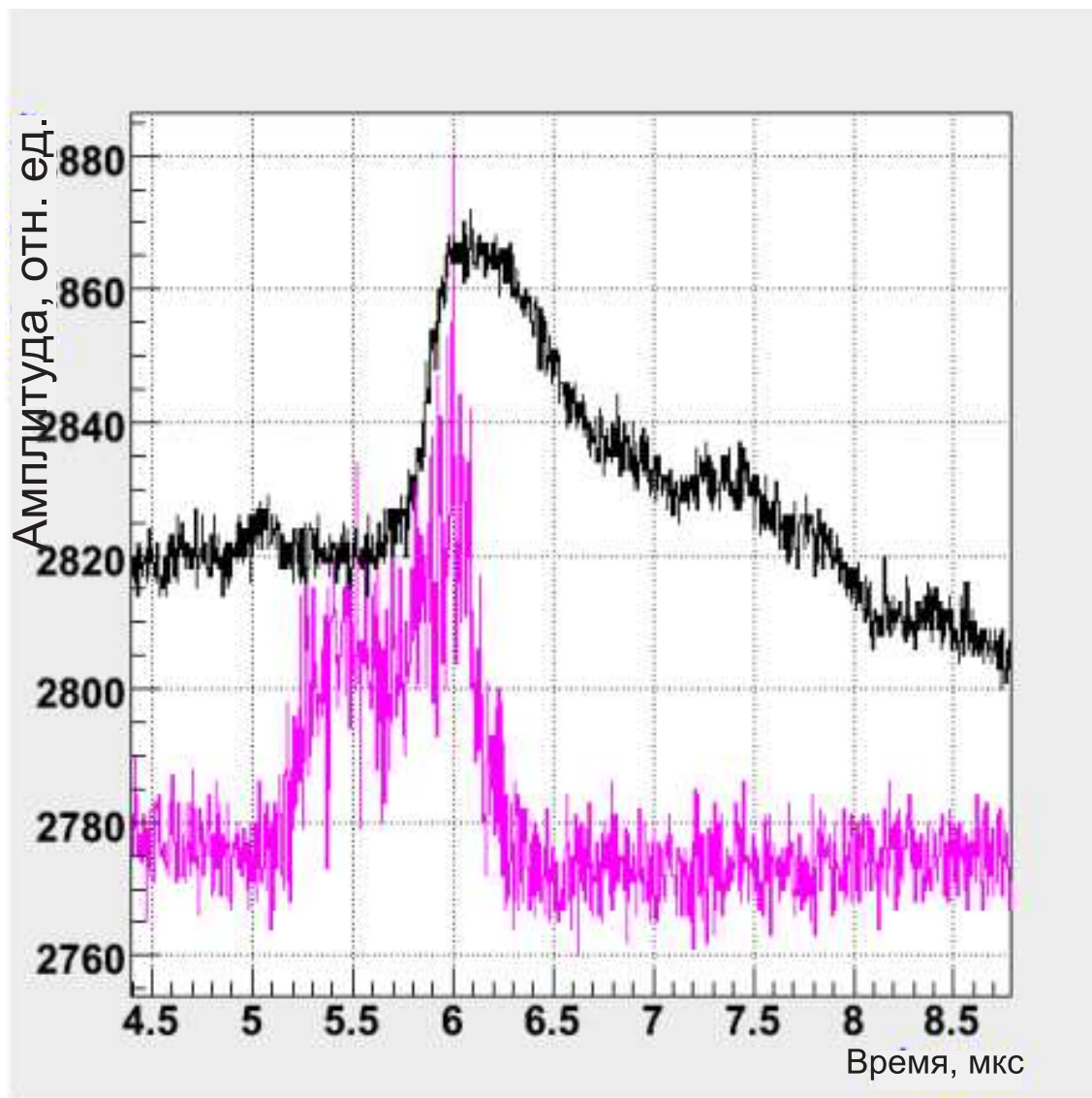


Рис. 4.7: формы сигналов: красная линия - суммарный сигнал с матрицы ФЭУ, черная линия - суммарный сигнал с матрицы МГЛФД, при разнице потенциалов на ТГЭУ 1.8 кВ.

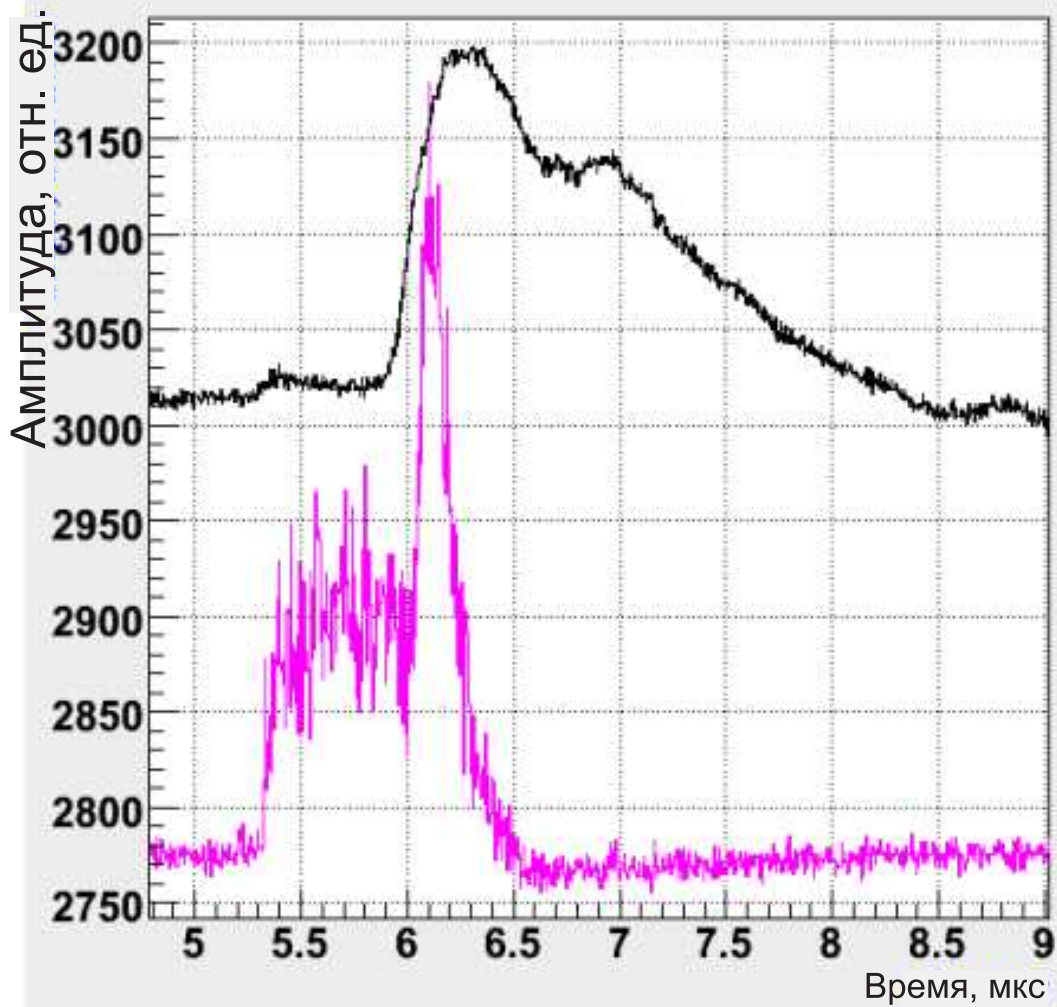


Рис. 4.8: формы сигналов: красная линия - суммарный сигнал с матрицы ФЭУ, черная линия - суммарный сигнал с матрицы МГЛФД, при разнице потенциалов на ТГЭУ 2.0 кВ.

4.4 Результаты испытаний схемы с каскадом из двух ТГЭУ

Рассмотрим работу регистрирующей системы с двумя ТГЭУ (рисунок 4.2)

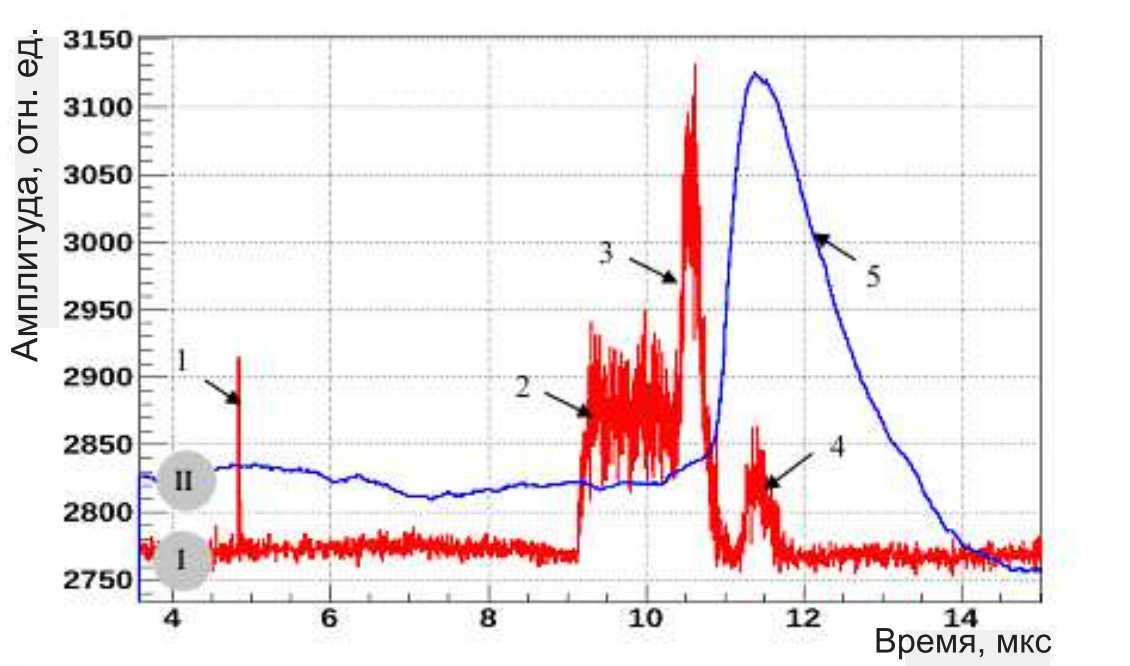


Рис. 4.9: Формы сигналов: красная линия - суммарный сигнал с матрицы ФЭУ, черная линия - суммарный сигнал с матрицы МГЛФД.

На рисунке 4.9 приведена осциллограмма сигналов с матриц ФЭУ и МГЛФД. Красная линия (I) соответствует суммарному сигналу с матрицы ФЭУ. Синяя линия (II) соответствует суммарному сигналу с матрицы МГЛФД. Сигнал (1) соответствует сцинтилляции в жидком ксеноне; сигнал (2) соответствует электролюминесценции в газовой фазе между поверхностью жидкого ксенона и ТГЭУ1, сигнал (3) - электролюминесценции в ТГЭУ1, сигнал (4) - электролюминесценции в ТГЭУ2. Сигнал от ТГЭУ2 существенно подавлен, так как свет от него на пути к ФЭУ проходит через ТГЭУ1, который имеет оптическую прозрачность $\sim 30\%$. Сигнал с матрицы МГЛФД (5) соответствует электролюминесценции в ТГЭУ2. Очевидно, что сигналы (4) и (5) должны совпадать во времени. Видимая на рисунке 4.9 разница во времени появления сигналов обусловлена небольшим несовпадением временных привязок используемых модулей АЦП.

При испытании регистрирующей системы с каскадом из двух ТГЭУ на ТГЭУ1 поддерживалась постоянная разность потенциалов,

равная 1.6 кВ, а на ТГЭУ2 разность потенциалов варьировалась от 1.5 до 2.1 кВ. Зависимость сигнала с ТГЭУ2 от разности потенциалов на обкладках показана на рисунке 4.10 для двух вариантов считывания: с помощью матрицы ФЭУ (красные квадратные маркеры, левая шкала) и при помощи матрицы МГЛФД (зеленые треугольные маркеры, правая шкала). Сигналы нормированы к величине электролюминесценции в газовой фазе (плоская часть сигнала с ФЭУ (2)). Это было сделано в связи с тем, что в данном эксперименте не было технической возможности использовать низкоэнергетичный радиоактивный источник с монолинией по энергии, находящийся в объеме детектора. На том же рисунке показаны величины электролюминесцентного сигнала в ТГЭУ1, зарегистрированного матрицей ФЭУ, при различных значениях разности потенциалов на ТГЭУ2. Независимость сигнала с ТГЭУ1 от разности потенциалов указывает на отсутствие искажений электрического поля в ТГЭУ1, которое мог бы вызвать ТГЭУ2. Из рисунка 4.10 видно, что зависимость сигнала с матриц ФЭУ и МГЛФД от напряжения совпадают в пределах ошибок измерений. Это говорит о линейности обоих измерительных трактов в выбранных диапазонах измерений. Резкий рост величины сигнала при напряжении на ТГЭУ2 более 2 кВ свидетельствует о начале лавинного усиления в отверстиях ТГЭУ2. Можно полагать, что при напряжениях менее 2 кВ превалирует "чистая" электролюминесценция, что является наиболее благоприятным режимом для спектроскопии малых величин заряда (вплоть до одного электрона ионизации).

К сожалению, данный тип ТГЭУ не позволил провести измерения при более высоких напряжениях (> 2.2 кВ).

По плоской части сигнала с матрицы ФЭУ (2) на основании известной для данного двухфазного детектора величины удельного выхода фотоэлектронов на единичный электрон ионизации, движу-

щийся в газовом зазоре (эта величина составила ~ 7 ф.э./э), было оценено количество электронов вышедших из жидкой фазы в газообразную. Величина сигнала с матрицы МГЛФД оценивалась в числе сработавших ячеек суммарно всех элементов матрицы. На основании этого была получена оценка величины сигнала нормированного на один электрон. Она составила 0.75 ± 0.1 ячеек на электрон при напряжении на ТГЭУ2 2.2 кВ. Здесь необходимо отметить, что данная величина была получена при значении рабочего напряжения, превышающего пробойную точку менее чем на 1 В (рисунок 3.8 в разделе 3.5). При этом напряжении эффективность регистрации фотонов составляла приблизительно $1/3$ от максимальной, которая, согласно измерениям, описанным в Главе 3 составила $\sim 10\%$. Вторым моментом, который необходимо отметить, это геометрический фактор заполнения матрицы МГЛФД. Он оценивается $\sim 6\%$ (отношение площади фотоприемников к площади круга заключающего в себе матрицу). В будущем можно рассчитывать на фактор заполнения $\sim 50\%$ и даже более: для недавней разработки немецкой фирмы КЕТЕК [74] (модель РМ6600) при активной площади $6 * 6$ мм² размеры корпуса составляют $7 * 7.5$ мм², то есть возможен фактор заполнения вплоть до $\sim 70\%$. Эффективность регистрации таких МГЛФД $\sim 40\%$ на длине волны 420 нм, что более чем в 2 раза превышает эффективность регистрации использовавшихся фотоприемников производства ЦПТА. Исходя из этого, можно сделать вывод, что реально достижимой является величина чувствительности ~ 50 ячеек/электрон. При этом, ТГЭУ работает в режиме электролюминесцентного усиления, что важно для спектрометрии одиночных электронов ионизации.

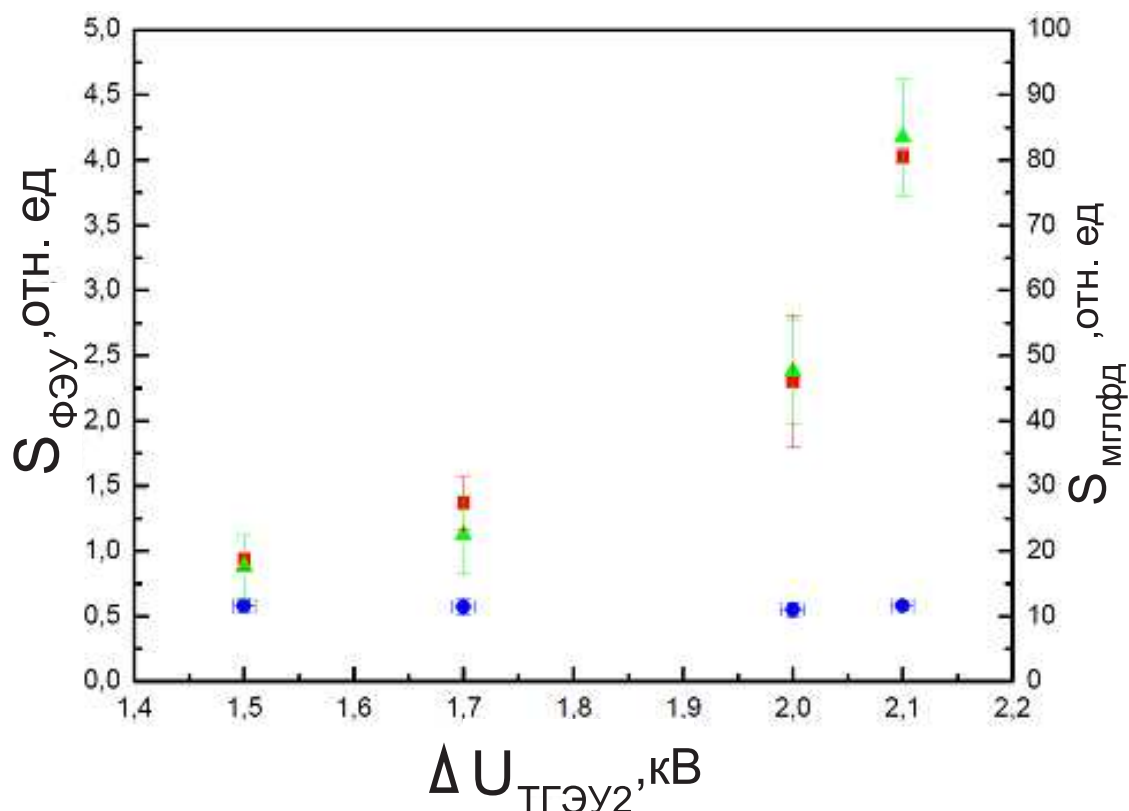


Рис. 4.10: Зависимости величин (площадей) сигналов с ТГЭУ1 и ТГЭУ2 от разности потенциалов на ТГЭУ2. Синие и красные маркеры – величины сигналов, полученных с ТГЭУ1 и ТГЭУ2 при помощи матрицы ФЭУ(левая шкала); Зеленые точки – величина сигнала, полученного с матрицы МГЛФД, источник - ТГЭУ2 (правая шкала)

4.5 Восстановление координат методом центра масс

Важнейшей характеристикой представляемой многоканальной регистрирующей системы является позиционная чувствительность. Координатное разрешение обычно оценивается с помощью точечного радиоактивного источника, установленного в объеме детектора, либо узкоколимированного внешнего источника. В следствие того, что у нас не было технической возможности использовать точечные радиоактивные источники, координатное разрешение было оценено путем сравнения восстановленных координат для одних и тех же событий, зарегистрированных системой ТГЭУ + спектросмеситель + МГЛФД и матрицей ФЭУ, а также сравнением экспериментальных данных с данными, полученными моделированием методом Монте

Карло.

Модель детектора была создана с помощью программного пакета ROOT 5.28 [72] с использованием точных геометрических размеров чувствительной области детектора. В модели была описана внутренняя структура камеры, две матрицы фотодетекторов (ФЭУ, МГЛФД), двухкаскадный ТГЭУ и спектросместитель. Моделирование состояло из двух независимых блоков. В первом блоке моделировались источники фотонов (жидкая фаза ксенона, ТГЭУ1, ТГЭУ2), прохождение света в жидкую фазу, проверка обязательных условий для регистрации матрицей ФЭУ. Во втором блоке аналогично был смоделирован светосбор сигнала в ТГЭУ2 на матрицу МГЛФД. Было учтено переизлучение фотона спектросместителем и проверка условия регистрации фотона матрицей МГЛФД. На рисунке 4.11 представлены геометрические размеры матриц фотодетекторов, также отмечен размер активной области ТГЭУ. Энергия модельных событий выбиралась близкой к энергии экспериментальных событий, выбранных для анализа (~ 15 кэВ).

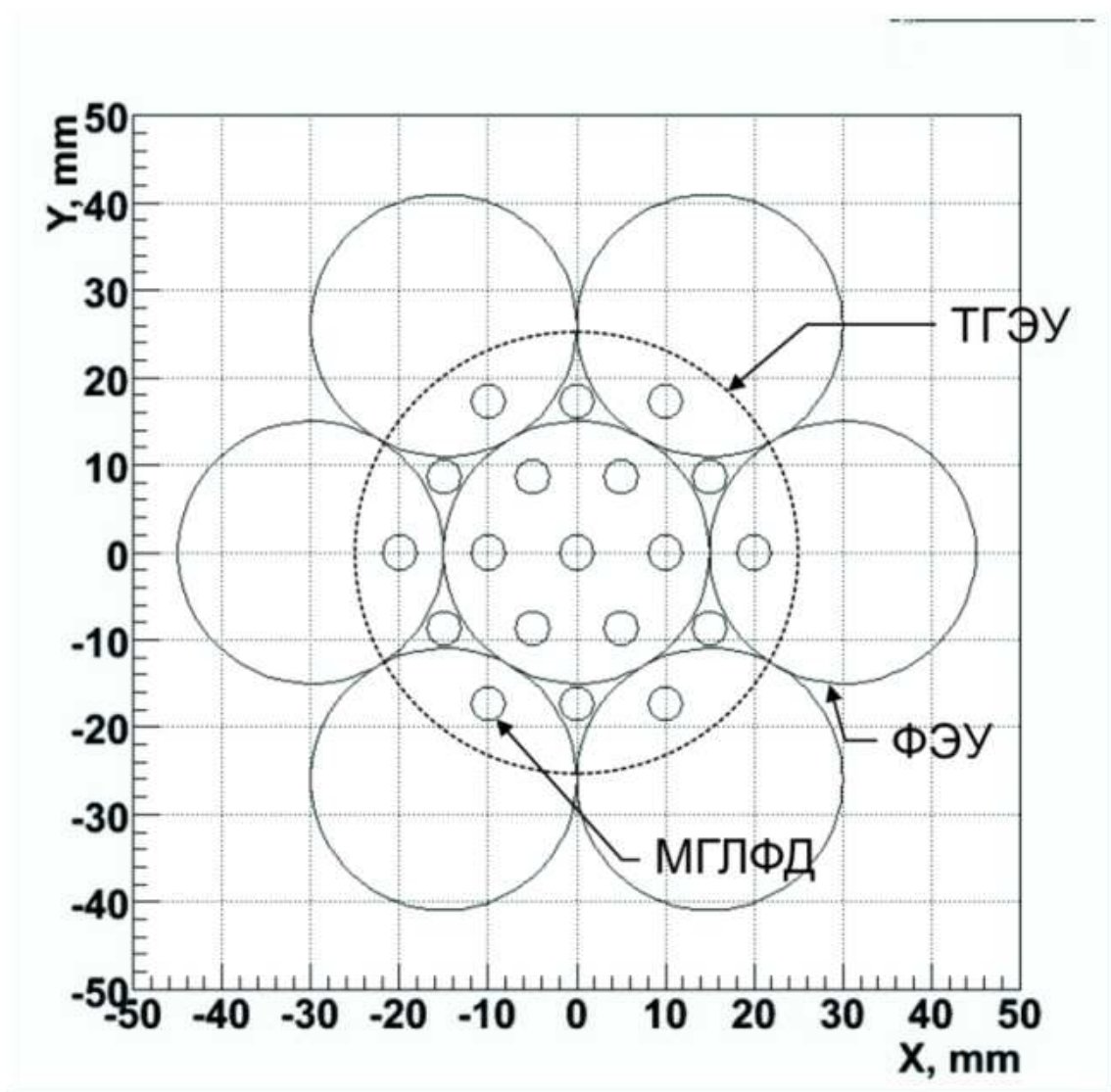


Рис. 4.11: Геометрические размеры фотодетекторов. Пунктирной окружностью показан размер активной области ТГЭУ

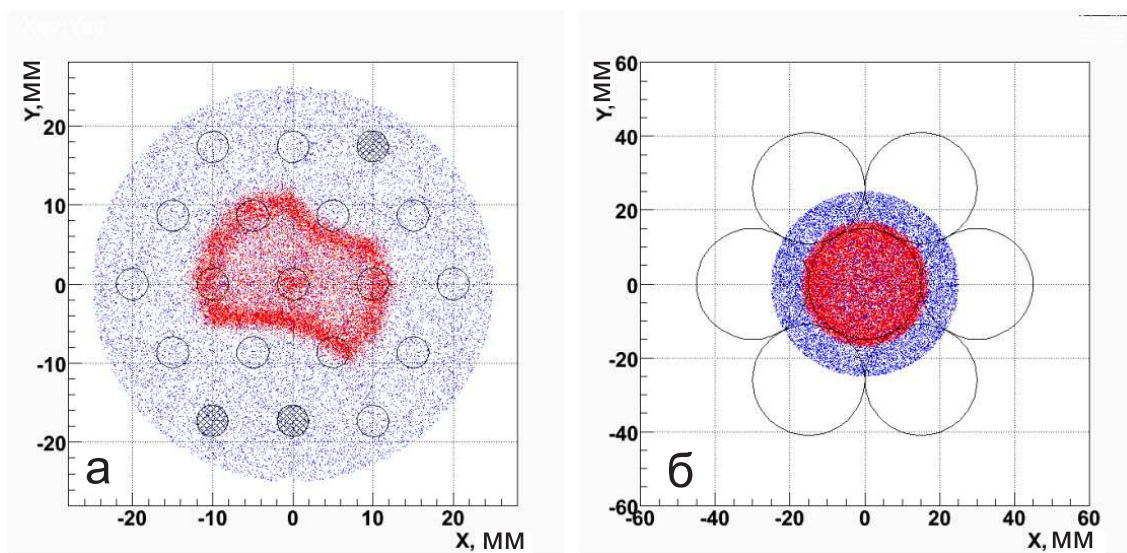


Рис. 4.12: Моделированные события: синие точки - исходные координаты, красные точки - координаты событий восстановленные с помощью центраида; а - для матрицы МГЛФД, б - для матрицы ФЭУ

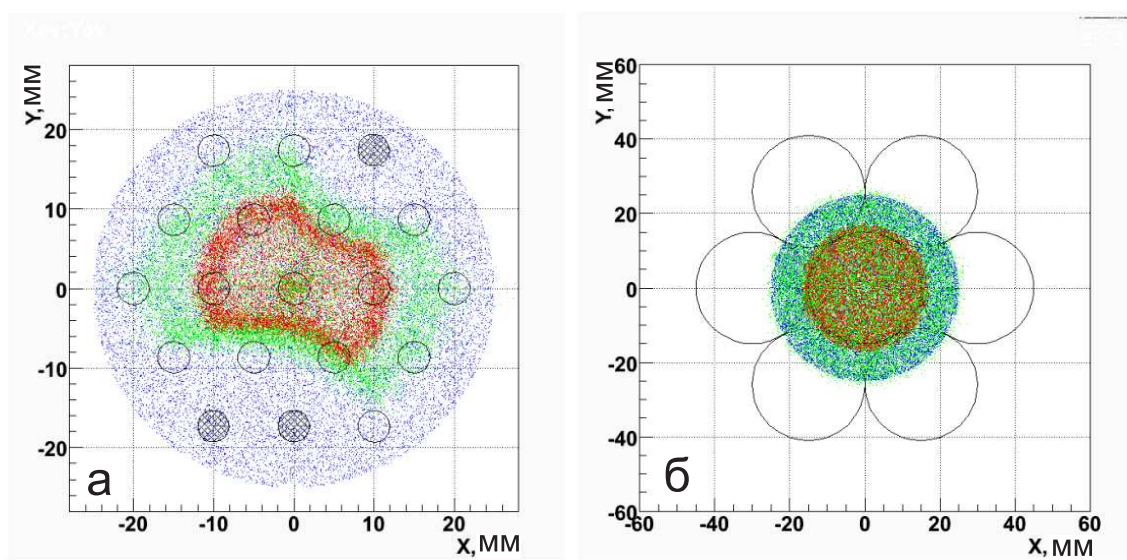


Рис. 4.13: Моделированные события: синие точки - исходные координаты, красные точки - координаты событий восстановленные с помощью центраида, зеленые точки - координаты событий восстановленные с помощью центраида с функцией коррекции; а - для матрицы МГЛФД, б - для матрицы ФЭУ

Восстановление координат производилось методом центра масс [61]. Поскольку данный метод заметно искажает исходные координаты события (рисунок 4.12), была проведена радикальная коррекция функции восстановления как для матрицы ФЭУ, так и для матри-

цы МГЛФД (рисунок 4.13). Корректирующая функция учитывала также , что из 19 фотодиодов матрицы использовались только 16. На рисунках 4.12 и 4.13 эти фотодиоды заштрихованы.

На рисунке 4.14 представлены распределения разности между исходными и восстановленными координатами с использованием коррекции для модельных событий для матриц ФЭУ (рисунок 4.14 а) и МГЛФД (рисунок 4.14 б).

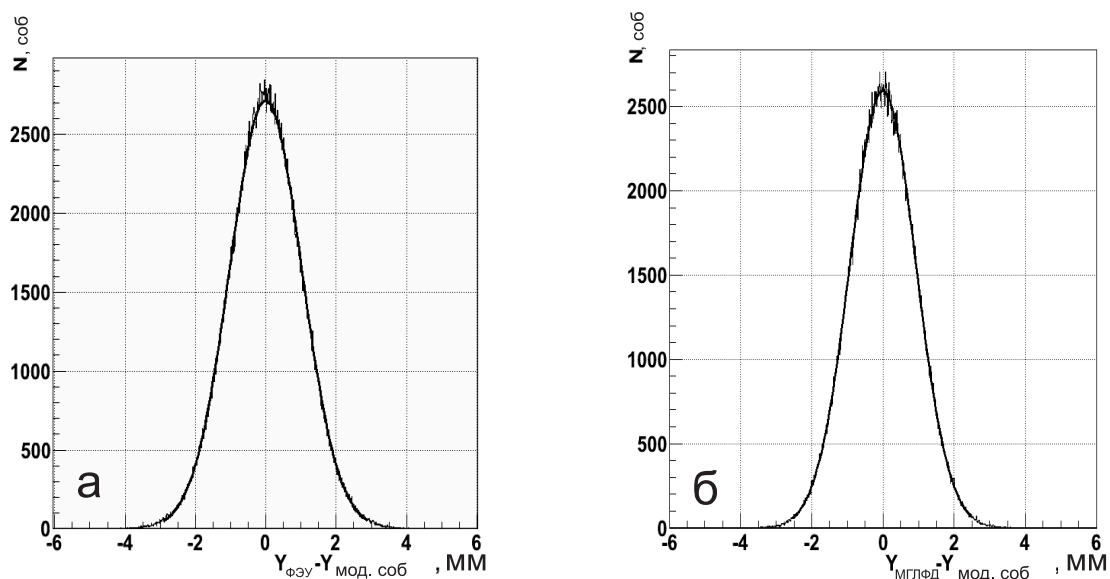


Рис. 4.14: Распределение разности исходных и восстановленных координат по оси Y для событий полученных методом Монте-Карло для матрицы ФЭУ (а) и матрицы МГЛФД (б)

На рисунке 4.15 а представлено распределение разности координат, полученных для модельных событий с помощью матриц ФЭУ и МГЛФД, а на рисунке 4.15 б аналогичное распределение для экспериментальных событий.

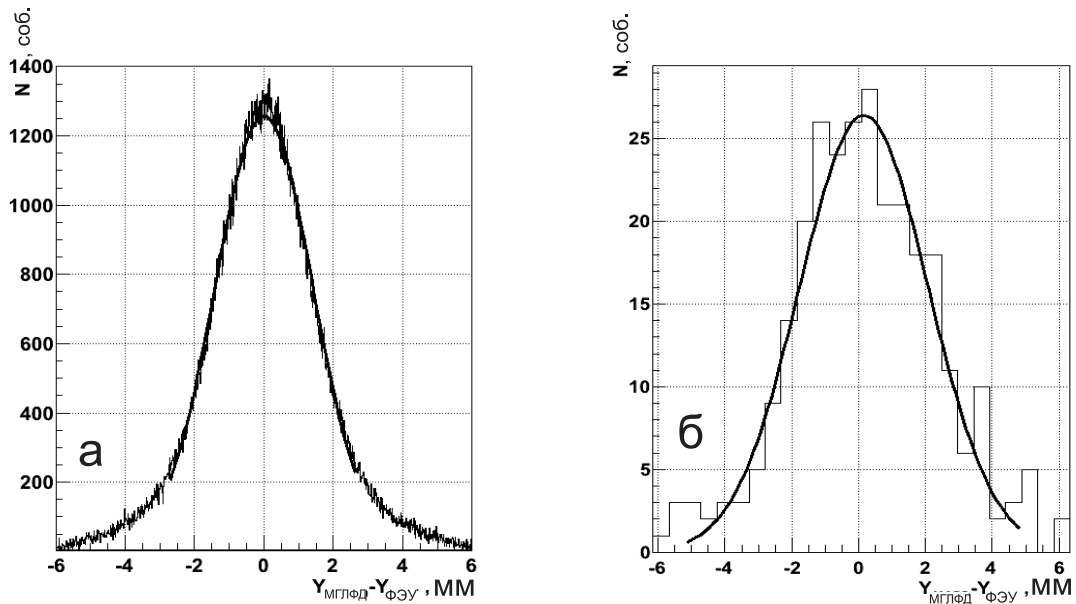


Рис. 4.15: Распределение разности координат (по оси Y), полученных с помощью матриц ФЭУ и МГЛФД; (слева) моделированное методом Монте-Карло, (справа) экспериментальное

Стандартное среднеквадратичное отклонение (σ) для этих распределений составило $1,357 \pm 0,003$ мм и $1,869 \pm 0,147$ мм, соответственно. Экспериментально полученное значение оказалось больше модельного, что вполне ожидаемо, несмотря на то, что разница между ними больше, чем величина ошибки, которая в данном случае носит статистический характер. Можно сказать, что экспериментальный результат оказался довольно близок к модельному. Это дает основание сделать вывод, что координатное разрешение для матрицы МГЛФД составляет величину близкую к модельной, т.е. $\sigma \sim 1$ мм.

Следует заметить, что моделирование методом Монте - Карло показывает заметное улучшение координатного разрешения матрицы МГЛФД с увеличением эффективности светосбора. Таким образом, можно утверждать, что такая систем способна обеспечить координатное разрешение лучше 1 мм.

4.6 Заключение

Настоящая работа была посвящена разработке сверхчувствительного метода регистрации ионизации в детекторах на основе благородных газов. Рассматриваемый метод базируется на использовании двухфазной системы регистрации частиц и системы регистрации малого (вплоть до одиночного электрона) заряда, состоящей из ТГЭУ, волнового сместителя спектра и матрицы многопиксельных лавинных гейгеровских фотодиодов (МГЛФД). Все перечисленные элементы являются потенциально низкофоновыми и, следовательно, такая система может быть рассмотрена как перспективная замена матрицы низкофоновых фотоумножителей, регистрирующей электролюминесценцию в детекторах Темной Материи.

В работе был проведен модельный эксперимент с прототипом такой системы, на основании которого были сделаны оценки перспективности применения данной методики. Основные результаты работы следующие:

- При использовании волнового сместителя спектра из области вакуумного ультрафиолета (~ 175 нм) в "синюю" (~ 400 нм) общая эффективность регистрации (PDE) для системы "МГЛФД + спектросместитель" составила $\sim 10\%$.
- Был успешно протестирован спектросместитель большой площади с защитой p - терфенила конформной пленкой полипарааксилена, предотвращающей загрязнение жидкого ксенона p - терфенилом. Время жизни электронов в жидком ксеноне составило ~ 10 нкс.
- Продемонстрирована в насыщенном паре ксенона работа ТГЭУ, выполненного на каптоновой основе в режиме электролюминесцентного и лавинного усиления.

- Впервые в мировой практике продемонстрирована работоспособность многоканальной системы лавинных Гейгеровских фотодиодов в криогенном детекторе на благородном газе.
- Экспериментально оценено координатное разрешение системы ТГЭУ + спектросместитель + МГЛФД, которое составило $\sim 1\text{мм}$ (σ).
- Экспериментально оценена чувствительность тестируемой системы ТГЭУ + спектросместитель + МГЛФД к ионизационному сигналу. Она составила $0,75 \pm 0,1$ ячеек/электрон. Данная величина была получена с использованием имеющихся на момент проведения тестов фотоприемников. В настоящее время может быть увеличена до 20 и более (ячеек/электрон), если использовать последние разработки компании КЕТЕК и максимальное геометрического заполнения матрицы МГЛФД.

Благодарности

Выражаю благодарность РФФИ за поддержку проекта (грант 07-02-13569-офи_м и 09-02-12217-офи_м), Росатом, Президиум РАН (программа . 22).

Хотелось бы выразить глубокую благодарность моему научному руководителю Д.Ю. Акимову за помощь и поддержку во время выполнения работы. Автор глубоко благодарен А. В. Акиндинову, А.А. Буренкову, В.Н. Соловову за ценные рекомендации и помощь в работе. Выражаю благодарность Н.М. Сурину и М.Ю. Яблокову за разработку спектросместителя а так же С.А. Завьялову за высококачественную защитную пленку из полипараксилилена для спектро-сместителя р-терфенила.

Литература

- [1] A. Bolozdynya, Emission detectors, World Scientific, 2010. 209 pp.
- [2] А.А. Буренков, Д.Ю. Акимов, Ю.Л. Гришкин и др. Регистрация одиночного электрона ионизации в электролюминесцентных детекторах на основе ксенона. Ядерная физика 72: 693-701, 2009, Phys. Atom. Nucl. 72: 653-661, 2009.
- [3] Б.А. Долгошеин, В.Н. Лебедеенко, Б.У. Родионов, Новый метод регистрации треков ионизирующих частиц в конденсированном веществе, Письма в ЖЭТФ 11 (1970) 351-353.
- [4] A. Bolozdynya, V. Egorov, B. Rodionov, V. Miroshnichenko. Emission detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci. 42 (1995) 565-569;
- [5] E. Aprile and L. Baudis, Status and sensitivity projections for the XENON100 dark matter experiment, arXiv:0902, 2008.
- [6] Yashar Akrami, et. al., How well will ton-scale dark matter direct detection experiments constrain minimal supersymmetry? JCAP04(2011)012
- [7] Yu.V.Gaponov and V.N. Tikhonov, Elastic scattering of low-energy neutrinos by atomic systems, Ядерная Физика 26(1977)594
- [8] H.T. Wong, J. Li, Z.Y. Zhou. Highlights of the TEXONO Research Program on Neutrino and Astroparticle Physics, arXiv:hep-ex/0307001.

- [9] H. T. Wong, Ultra-Low-Energy Germanium Detector for Neutrino-Nucleus Coherent Scattering and Dark Matter Searches *Mod. Phys. Lett. A* 23, 1431 (2008), arXiv:0803.0033v1[hep-ex].
- [10] J.I. Collar, *Journal of Physics: Conference Series* 136, 022009 (2008). doi:10.1088/1742-6596/136/2/022009
- [11] 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, 2013 JINST 8 P10023
- [12] E. Aprile, P. Cushman, K. Ni and P. Shagin, Detection of liquid xenon scintillation light with a silicon photomultiplier, *Nucl. Instrum. Meth. A* 556 (2006) 215
- [13] Upgrade of the liquid xenon γ -ray detector in the MEG experiment MEG Collaboration (Daisuke Kaneko for the collaboration). 2013. 6 pp. Published in *Nucl.Instrum.Meth. A*732 (2013) 457-462 DOI: 10.1016/j.nima.2013.06.008
- [14] NEXT-100 collaboration, V.Alvarez et al., Design and characterization of the SiPM tracking system of the NEXT-100 demonstrator, arXiv:1206.6199
- [15] A. Badertscher et al., Construction and operation of a Double Phase LAr Large Electron Multiplier Time Projection Chamber, e-Print: arXiv:0811.3384v1 [physics.ins-det].
- [16] V. Boccone et al., Development of wavelength shifter coated reflectors for the ArDM argon dark matter detector, arXiv:0904.0246v1 [physics.ins-det].
- [17] Roberto Santorelli, Доклад на конференции UCLA 2014, Февраль 26 - 28, 2014. The ArDM experiment: a ton-scale LAr detector for WIMP direct searches

- [18] R. Bernabei et al., New results from DAMA/LIBRA, *Eur. Phys. J. C* 67 (2010) 39; E-print: arXiv:1002.1028 [astro-ph.GA].
- [19] C. E. Aalseth et al., Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-type Point Contact Germanium Detector, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 131301; E-print: arXiv:1002.4703 [astro-ph.CO].
- [20] C. E. Aalseth et al., Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data, arXiv:1401.3295 [astro-ph.CO].
- [21] K. Abe, K. Hieda, K. Hiraide et al., Light WIMP search in XMASS. *Phys. Lett. B* 719 (2013) 78-82
- [22] J. Angle et al., A search for light dark matter in XENON10 data, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 051301; E-print: arXiv:1104.3088 [astro-ph.CO].
- [23] RED Collaboration (D.Yu. Akimov (Moscow, ITEP and Moscow Phys. Eng. Inst.) et al.). Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector Dec 2012. 16 pp. Published in *JINST* 8 (2013) P10023
- [24] Dmitri Akimov, Alexander Bondar, Alexander Burenkov, Alexei Buzulutskov, Detection of reactor antineutrino coherent scattering off nuclei with a two-phase noble gas detector. Published in *JINST* 4 (2009) P06010
- [25] L.W. Alvarez, Lawrence Radiation Laboratory, *Physics Notes* 67, 1968
- [26] B. A. Dolgoshein et al., *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei*, 4, 1 (1973) 167, <http://www1.jinr.ru/Archive/Pepan/1973-v4/v-4-1/5.htm>

- [27] Alner G. J., Araujo H. M., Bewick A. et al. *Astroparticle Physics*. 2007. V. 28. P. 287; E-print: [astro-ph/0701858](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701858).
- [28] Akimov D. Yu., Alner G. J., Araujo H. M. et al. *Astroparticle Physics*. 2007. V. 27. P. 46. E-print: [astro-ph/0605500](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605500).
- [29] Crawford, R. K., M. L. Klein and J. A. Venables, Eds., *Rare Gas Solids*, Academic Press (London), 1977
- [30] Gruhn, C. R., and R. Loveman, 1977, *IEEE Trans. NS-26*, 110 C. R. Gruhn and R. Loveman, A review of the physical properties of liquid ionization chamber media, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-26, pp. 110-119, 1979.
- [31] Hollis Hallet, A. C., *Argon, Helium and the Rare Gases, I*, Interscience Publishers (New York/London), 1961
- [32] W.F. Schmidt, in *The Proceedings of the International Workshop on Technique and Application of Xenon Detectors*, University of Tokyo, Japan, p.1, 2001
- [33] Kubota, S., M. Hishida, and J. Ruan, Evidence for a triplet state of the self-trapped excitation states of liquid argon, krypton and xenon, *J. Physics*, Vol.11, pp. 2645-2651, 1978.
- [34] Bakale, G., U. Sowadaand, and W. F. Schmidt *J. Phys. Chem.* 80, 2556, 1976.
- [35] E. Aprile, R. Mukherjee and M. Suzuki, Measurements of the lifetime of conduction electrons in liquid xenon, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, Vol.A300, pp. 343-350, 1991.
- [36] K. Masuda, S. Takasu, T. Doke et al., A liquid xenon proportional scintillation counter, *Nucl. Instrum. and Methods.*— 1979.— Vol. 160, No. 2. pp. 247–253

- [37] J. Angle, et al., (XENON Collaboration), First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory Phys. Rev. Lett. 100, 021303, 2008.
- [38] G. Carugno, et al., Electron lifetime measurement in a liquid xenon ionization chamber with the signal shape analysis method Nucl. Instrum. Methods A 335, pp. 338-340, 1993.
- [39] M. Ichige, et al., Measurement of attenuation length of drifting electrons in liquid xenon Nucl. Instr. Methods A 333, pp. 355-363, 1993.
- [40] J. Prunier, R. Allemand, M. Laval, G. Thomas, Some properties of xenon liquid-filled nuclear detectors, Nucl. Instr. Methods 109, 257, 1973.
- [41] C.M.B. Monteiro, L.M.P. Fernandes, J.A.M. Lopes et al., Secondary scintillation yield in pure xenon., J. Inst., 2 P05001, 2007
- [42] E. Santos et al. (ZEPLIN-III Collaboration). Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering. JHEP 1112, 115 (2011). 1110.3056
- [43] D.Yu. Akimov, H.M. Araujo, E.J. Barnes, V.A. Belov, A. Bewick, A.A. Burenkov, V. Chepel, A. Currie, L. DeViveiros, B. Edwards et al., WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III, Published in Phys.Lett. B709 (2012) 14-20
- [44] P.K. Lightfoot et al., Optical readout tracking detector concept using secondary scintillation from liquid Argon generated by a thick gas electron multiplier, 2009 JINST 4 P04002 [arXiv:0812.2123].
- [45] A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, A. Grebenuk, E. Shemyakina, A. Sokolov, A. Breskin, D. Thers, First demonstration of THGEM/GAPD-matrix optical readout in two-phase Cryogenic

Avalanche Detector in Ar Presented at Vienna Conference of Instrumentation (Feb 15-20, 2013, Vienna, Austria). Submitted to the Proceedings

- [46] A. Buzulutskov, Advances in Cryogenic Avalanche Detectors Instrumentation and Detectors (physics.ins-det) JINST 7:C02025,2012
- [47] Ю. В. Мусиенко, Современное состояние и перспективы развития и применения лавинных фотодетекторов. Доклад на конференции ИСМАРТ 2008 16 - 21 ноября, Харьков.
- [48] Д. Ю. Акимов, А.В. Акиндинов, А.А. Буренков и др. Тесты многопиксельных Гейгеровских фотодиодов в жидком и газообразном ксеноне. Приборы и техника эксперимента. - 2009. - N 3. - С.38-44. - ISSN 0032-8162
- [49] Andreev V., Balagura V., Bobchenko B. et al. A high-granularity scintillator calorimeter readout with silicon photomultipliers, Nucl. Instrum. Methods A. – 2005. – Vol.540. – Is.2-3. – pp. 368-380.
- [50] Akindinov A., Alici A., Antonioli P., et al., Prototype of a cosmic muon detection system based on scintillation counters with MRS APD light readout Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 2005, vol. 555, p. 65-71.
- [51] Ю. В, Мусиенко, Е. В. Ахрамеев, и др. Высокочувствительные многопиксельные фотодиоды для сцинтилляционных счетчиков нейтринного эксперимента Т2К. Общая экспериментальная техника № 1 стр. 111-118, 2008г
- [52] Е. А. Георгиевская, С. Н. Клемин, Л. А. Филатов Твердотельный электронный умножитель многоцелевого назначения на основе Гейгеровских микроячеек. Прикладная физика 2- 2003г. Стр. 128.

- [53] F. Sauli, GEM: A new concept for gas amplification in gas detectors, Nucl. Instrum. Meth. A 386 (1997), 531.
- [54] А.Ф. Бузулуцков Детекторы излучений на основе газовых электронных умножителей Приборы и техника эксперимента. - 2007 N.3 с. 5-30
- [55] Bachmann S., Bressan A., Ropelewski L., et al., Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier, Nucl. Instrum. And Methods. 1999. V. A438. P.376.
- [56] Bachmann S., Bressan A., Ropelewski L., et al., Performance of GEM detectors in high intensity particle beams, Nucl. Instrum. And Methods. 2000. V. A470. P. 548-561
- [57] Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R., Field enhancement of photoelectric and secondary electron emission from CsI // J. of Appl. Phys. 1995. V. 77. pp. 2138-2145
- [58] Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R., GEM Photomultiplier operation in CF_4 // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. V.A483. pp.670-675
- [59] Lami S., Latino G., Oliveri E., et al., A triple-GEM telescope for the TOTEM experiment, Eprint <http://arxiv.org/physics/0611178/>.2006.
- [60] Интернет адрес: <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [61] Alfonsi M., Bencivenni G., Bonivento W., et al., Fast triggering of high-rate charged particles with a triple-GEM detector, Nucl. Instrum. and Methods. 2004 V.A535. pp.319.
- [62] Alfonsi M., Bencivenni G., de Simone P. et al., High-rate particle triggering with triple-GEM detector, Nucl. Instrum. and Methods. 2004.V.A518>P.106.

- [63] Bachmann S., Bressan A., Ropelewski L., et al., Recent progress in GEM manufacturing and operation, Nucl. Instrum. and Methods. 1999.V.A433.P464.
- [64] Benloch J., Bressan A., Buttner C. et al., Development of the gas electron multiplier // IEEE Trans. Nucl. Sci.1998.V.42.P.234.
- [65] C. Shalem, R. Chechik, A. Breskin et al., Advances in thick GEM-like gaseous electron multipliers. Part I: Atmospheric pressure operation, Nucl. Instrum. Meth. A 558 (2006), 475
- [66] А.А. Буренков, Д.Ю. Акимов, Ю.Л. Гришкин и др., Регистрация одиночного электрона в электролюминесцентных детекторах на основе ксенона. Ядерная Физика, 2009, том. 72, №4. С.693-701
- [67] Jeffrey B. Fortin and Toh-Ming Lu, Chemical Vapor Deposition Polymerization - The Growth and Properties of Parylene Thin Films, Kluwer Academic Publishers, Norwell, 2004
- [68] D.Yu. Akimov, A.V. Akindinov, I.S. Alexandrov, et al., Development of VUV wavelength shifter for the use with a visible light photodetector in noble gas filled detectors, Nuclear Instruments and Methods, Volume 695, pp. 403–406
- [69] P. Benetti, C. Montanari, G. L. Raselli, et al., Detection of the VUV liquid argon scintillation light by means of glass-window photomultiplier tubes., Nucl. Instr. Meth. A505, 89 (2003).
- [70] A. Akindinov et al., START as the detector of choice for large-scale muon triggering systems, Nucl. Instrum. Meth. A 567 (2006) 74
- [71] D.Yu. Akimov A.V. Akindinov, I.S. Alexandrov et al., Detection of scintillation light in liquid xenon by multipixel avalanche Geiger photodiode and wavelength shifter, Journal of Instrumentation 5 (2010) P04007

- [72] R. Brun, F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 389(1-2), 81-86 (1997).
- [73] V. N. Solovov, V. A. Belov, D. Yu. Akimov et al., Position Reconstruction in a Dual Phase Xenon Scintillation Detector, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 59 (2012) 3286, [arXiv:1112.1481v2]
- [74] KETEK company website, www.ketek.net.