ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

БОРИСОВА Екатерина Олеговна

Изучение эффекта пропорциональной электролюминесценции в аргоне для двухфазных детекторов темной материи

01.04.01 —

приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук Бузулуцков Алексей Федорович

НОВОСИБИРСК — 2019

Оглавление

			C	стр.
Введе	ение	2		5
Глава	a 1.	Элект	гролюминесценция в двухфазных детекторах темной	
		матер	рии (обзор)	11
1.	1	Двухфа	азные детекторы темной материи	11
1.	2 1	Первич	чная сцинтилляция и первичная ионизация в жидкости	13
1.	3 I	Вторич	ные сцинтилляции или электролюминесценция в газе	16
	-	1.3.1	Выход электролюминесценции	17
	-	1.3.2	Стандартный механизм электролюминесценции в ВУФ в	
			чистом <i>Ar</i>	21
	-	1.3.3	Электролюминесценция в ИК диапазоне в чистом Ar	24
	-	1.3.4	Электролюминесценция в УФ и видимом диапазоне в	
			аргоне с примесью азота	26
Глава	n 2.	Торм	озное излучение как один из механизмов	
		элект	ролюминесценции	28
2.	1 7	Геория	и тормозного излучения на нейтральных атомах в	
	I	пропор	оциональной электролюминесценции	29
2.2	2 (Сечени	ия, энергетические функции распределения электронов,	
	(спектр	ы тормозного излучения на нейтральных атомах	34
Глава	ı 3.	Изуч	ение работы Si-ФЭУ при криогенных температурах	45
3.	1 I	Первы	й цикл измерений. Изучение работы трех типов Si-ФЭУ	
	I	произе	водства ЦПТА при криогенной температуре	46
		3.1.1	Описание экспериментальной установки	47
		3.1.2	Усилительные характеристики и скорости счета шумов	
			Si-ФЭУ производства ЦПТА	48
3.2	2 I	Второй	і цикл измерений. Зависимость эффективности работы	
	ŝ	Si-ФЭУ	^и от загрузок	52
		3.2.1	Описание экспериментальной установки	52

Стр.

	3.2.2	Ухудшение эффективности работы Si-ФЭУ при криогенных	
		температурах	55
	3.2.3	Гасящее сопротивление Si-ФЭУ	57
3.3	Трети	й цикл измерений. Сравнение работы четырех типов Si-ФЭУ	
	произ	водства ЦПТА, Hamamatsu и SensL	60
	3.3.1	Описание экспериментальной установки	60
	3.3.2	Усилительные характеристики и скорости счета шумов	62
	3.3.3	Гасящее сопротивление Si-ФЭУ	64
	3.3.4	Относительная эффективность Si-ФЭУ	65
3.4	Четве	ртый цикл измерений. Исследование характеристик	
	MPPC	S13360-6050PE при криогенной температуре	67
Глава 4	. Двух	фазный криогенный детектор для изучения	
	элек	гролюминесценции	72
4.1	Описа	ние геометрии двухфазного криогенного детектора	72
	4.1.1	Экспериментальная установка в первом цикле измерений .	75
	4.1.2	Экспериментальная установка во втором цикле измерений.	78
	4.1.3	Экспериментальная установка в третьем цикле измерений.	80
4.2	Криог	енно-вакуумная система	80
	4.2.1	Калибровка толщины слоя жидкого Ar	82
	4.2.2	Контроль концентрации примеси N ₂	85
	4.2.3	Контроль концентрации электроотрицательных примесей .	85
4.3	Систе	ма питания и сбора данных	87
4.4	Метод	ика обработки сигналов	89
	4.4.1	Обработка сигналов с Si-ФЭУ	90
	4.4.2	Обработка сигналов с ФЭУ	91
Глава 5	. Изме	ерение выходов электролюминесценции и сравнение с	
	теор	ией	93
5.1	Опред	еление оптических параметров двухфазного криогенного	
	детект	тора	95
	5.1.1	Моделирование эффективности сбора фотонов на Si-ФЭУ	96
	5.1.2	Моделирование эффективности сбора фотонов на ФЭУ	98

	5.1.3	Моделирование вклада перекрестных оптических наводок
		с пленок сместителя спектра 101
	5.1.4	Оптические свойства пленок сместителя спектра 103
	5.1.5	Измерение эффективности конверсии фотонов в
		сместителе спектра 104
5.2	Описа	ние экспериментальных данных при помощи различных
	моделе	ей электролюминесценции
	5.2.1	Модель электролюминесценции в Ar с примесью N_2 107
	5.2.2	Модель стандартной электролюминесценции в чистом Ar в
		ВУФ 110
	5.2.3	Модель электролюминесценции за счет тормозного
		излучения электронов на нейтральных атомах 111
5.3	Измер	ение выходов электролюминесценции в Ar с примесью N_2 в
	первог	м цикле измерений
	5.3.1	Экспериментальные результаты 113
5.4	Измер	ение выходов электролюминесценции в чистом аргоне во
	втором	и и третьем цикле измерений
	5.4.1	Экспериментальные результаты. Сравнение теории с
		экспериментом
5.5	Обсуж	сдение и возможные применения тормозного излучения на
	нейтра	альных атомах
Заключ	ение .	
Список	сократ	цений и условных обозначений
Список	литера	атуры

Введение

В двухфазных детекторах темной материи на основе конденсированных благородных газов прямой поиск частиц темной материи (WIMP – Weakly Interacting Massive Particle) производится по наблюдению событий их предполагаемого упругого рассеяния на атомных ядрах в жидкой фазе детектора [1; 2]. При таком взаимодействии образуются ядра отдачи, которые, в свою очередь, генерируют сцинтилляционный и ионизационный сигналы, т. е. сигналы первичной сцинтилляции и первичной ионизации, называемые S1 и S2 соответственно. В свете последних положительных результатов по возможной регистрации легких WIMP (с массой порядка 10 ГэВ) в таких экспериментах, как DAMA/LIBRA [3; 4], CoGeNT [5] и CRESST [6] и отрицательных результатов экспериментов LUX [7], XENON1T [8] и PandaX [9] наибольший интерес представляют малые энергии ядер отдачи — менее 7 кэВ. Сигнал первичных сцинтилляций от ядер отдачи с такими низкими энергиями может оказаться слишком мал для эффективной регистрации, поэтому требуется регистрировать первичную ионизацию. Основным способом регистрации первичной ионизации является процесс электролюминесценции в газовой фазе детектора, когда электроны первичной ионизации, вытянутые под действием электрического поля через границу раздела фаз, возбуждают атомы газа, что приводит к появлению излучения, которое может быть зарегистрировано при помощи существующих фотодетекторов.

Процесс электролюминесценции в Xe хорошо изучен как при комнатной температуре [10; 11], так и в двухфазном режиме [12]. Что касается Ar — другого используемого в детекторах темной материи благородного газа — к моменту настоящего исследования сложилась запутанная ситуация. Выход электролюминесценции в Ar при 87 К, измеренный группой WArP [13], был на порядок ниже, чем измеренный при комнатной температуре [14]. Кроме того, исследования пропорциональной электролюминесценции в двухфазном Ar, начатые в нашей лаборатории в 2014 году в рамках данной работы, еще больше запутали ситуацию: было наблюдено наличие электролюминесценции вне области вакуумного ультрафиолета (ВУФ), а именно в видимой и ближней инфракрасной (ИК) области, а значит и вне рамок стандартного механизма электролюминесценции [15; 16]. Стандартным механизмом ЭЛ считается излучение эксимеров (возбужденных двухатомных молекул благородных газов), образующихся в тройных столкновениях невозбужденных и возбужденных атомов, причем последние образуются при столкновении с дрейфующими электронами. Кроме того, до момента настоящих исследований, никакие другие данные относительно абсолютных выходов электролюминесценции в Ar при криогенных температурах не были представлены, так же как и для остальных благородных газов. Таким образом, актуальным было исследование эффекта электролюминесценции в Ar в двухфазном режиме.

До недавнего времени в детекторах для поиска темной материи и других редких процессов для регистрации сцинтилляций использовались ФЭУ [4; 8; 17]. Однако, в последнее время намечается мировая тенденция к замене ФЭУ более компактными фотодетекторами, а именно Si-ФЭУ (кремниевыми фотоумножителями). Так, например, в проекте DarkSide-20k, который является продолжением единственного на данный момент в мире эксперимента по поиску темной материи на основе двухфазного Ar [18], предложено использовать Si-ФЭУ для регистрации сцинтилляций [19]. В эксперименте MEG II, который является апгрейдом эксперимента MEG [17] по поиску процесса распада мюона в электрон и гамма-квант, нарушающего закон сохранения лептонного аромата, предложено использовать Si-ФЭУ вместо обычных ФЭУ [20]. Широкое возможное применение Si-ФЭУ связано с тем, что они имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными ФЭУ, включая более высокую эффективность регистрации фотонов, лучшую радиочистоту, компактный размер, более низкую стоимость, а также более широкий по сравнению с ФЭУ спектральный диапазон, вплоть до ближнего ИК.

Целью данной работы является изучение эффекта электролюминесценции в *Ar* в двухфазном режиме при помощи двухфазного криогенного детектора, разрабатываемого в лаборатории 3-3 ИЯФ СО РАН с 2011 года, с использованием различных типов фотодетекторов, включая Si-ФЭУ.

Таким образом, на момент начала данной работы важно было решить следующие **задачи**:

– Исследовать работу различных типов Si-ФЭУ при криогенных температурах с точки зрения устойчивости к перепадам температур, доступного усиления и уровня шумов, чтобы выбрать тип, наиболее подходящий для работы при криогенных температурах, в частности, в двухфазном криогенном детекторе на основе *Ar*.

- Исследовать характеристики выбранного типа Si-ФЭУ при криогенной температуре в том числе с точки зрения эффективности регистрации фотона.
- Разработать двухфазный криогенный детектор на основе *Ar*, электролюминесцентный зазор которого считывается при помощи различных типов фотодетекторов, а именно: ФЭУ со сместителем спектра, ФЭУ без сместителя спектра и Si-ФЭУ.
- Провести моделирование эффективности сбора фотонов на ФЭУ и Si-ФЭУ в двухфазном криогенном детекторе.
- Измерить выходы электролюминесценции в чистом Ar в двухфазном режиме в зависимости от приложенного поля в различных спектральных диапазонах.
- Объяснить наличие электролюминесценции ниже порога возбуждения и наличие компоненты электролюминесценции вне области ВУФ в чистом *Ar*.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- Впервые систематически изучена работа Si-ФЭУ при криогенных температурах различных типов и производителей. Обнаружен эффект ухудшения производительности Si-ФЭУ при криогенных температурах, связанный с увеличением гасящего сопротивления Si-ФЭУ при понижении температуры.
- Разработан двухфазный криогенный детектор с электролюминесцентным зазором — с одновременным считыванием электролюминесцентного зазора как с помощью ФЭУ, так и впервые с помощью Si-ФЭУ.
- 3. Впервые измерены выходы электролюминесценции в Ar в двухфазном режиме в зависимости от электрического поля. Обнаружено два эффекта, которые не были изучены ранее, а именно: электролюминесценция ниже порога возбуждения атомов аргона и наличие компоненты электролюминесценции в видимой области (вне ВУФ).

Основные положения, выносимые на защиту:

Разработан двухфазный криогенный детектор с электролюминесцентным зазором для изучения пропорциональной электролюминесценции в двухфазном *Ar*. Оптические сигналы с электролюминесцентного зазора считываются при помощи следующих типов фотодетекторов: Si-ФЭУ, ФЭУ со сместителем спектра и ФЭУ без сместителей спектра.

- 2. Изучена работа различных типов Si-ФЭУ при криогенных температурах. Обнаружен эффект ухудшения производительности Si-ФЭУ при криогенных температурах, связанный с увеличением гасящего сопротивления Si-ФЭУ при понижении температуры. В результате исследования был выбран тип Si-ФЭУ, наиболее подходящий для работы в двухфазных криогенных детекторах в *Ar*.
- Проведено моделирование оптических свойств детектора, в том числе эффективности сбора фотонов на ФЭУ и Si-ФЭУ. Кроме того, измерена эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра при облучении ВУФ фотонами.
- 4. Впервые систематически изучен эффект электролюминесценции в двухфазном режиме в чистом *Ar* при помощи двухфазного криогенного детектора. В частности, измерен абсолютный выход электролюминесценции в чистом *Ar* в зависимости от поля в разных спектральных диапазонах с использованием различных типов фотодетекторов.
- 5. Предложено возможное объяснение электролюминесценции ниже порога возбуждения *Ar* в рамках модели тормозного излучения электронов на нейтральных атомах.

Личный вклад. Все основные результаты по теме исследования получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал участие в создании детектора, планировании, подготовке и проведении экспериментов, обработке и анализе экспериментальных данных, проведении расчётов и моделирования, подготовке публикаций.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на международных конференциях:

- 1. 13th Vienna Conference on Instrumentation (VCI2013), Vienna, Austria, 2013
- 2. Science of the future, Санкт-Петербург, Россия, 2014
- 3. 5th Young Researcher Workshop, Фраскатти, Италия, 2016
- 4. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17) Conference, Новосибирск, Россия, 2017
- 5. The 4th International Conference on Science, Application and Technology of Xenon Radiation Detector (XeSAT2018), Токио, Япония, 2018
- 6. 15th Vienna Conference on Instrumentation (VCI2019), Vienna, Austria, 2019

Публикации. По теме диссертации опубликовано 7 работ в рецензируемых научных журналах, входящих в перечень ВАК [15; 16; 21—25], получено два свидетельства на интеллектуальную собственность — свидетельство о регистрации ноу-хау (НГУ) [26] и свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ [27].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В Главе 1 дан обзор принципов работы двухфазных детекторов темной материи и физических процессов, происходящих в такого рода детекторах, таких как первичная сцинтилляция и первичная ионизация. Рассмотрен механизм, позволяющий регистрировать электроны первичной ионизации после их вытягивания в газовую фазу, а именно электролюминесценция (или пропорциональные сцинтилляции). Подробно рассмотрен механизм стандартной электролюминесценции, связанной с излучением экситонов, образованных в тройных атомных столкновениях, а так же рассмотрены некоторые источники излучения вне ВУФ.

В Главе 2 разработана модель электролюминесценции за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах в рамках подхода, основанного на решении уравнений Больцмана для получения функций распределения энергии электронов. С помощью предложенной модели теоретически вычислены абсолютные выходы стандартной электролюминесценции и электролюминесценции за счет тормозного излучения, получены спектры тормозного излучения электронов на нейтральных атомах.

Глава 3 посвящена изучению работы различных типов Si-ФЭУ при криогенных температурах. Были проведены четыре измерительных цикла по результатам которых из семи типов Si-ФЭУ трех известных производителей (CPTA, SensL и Hamamatsu) был выбран лучший тип Si-ФЭУ для работы при криогенных температурах с точки зрения скорости счета шумов, воспроизводимости характеристик, эффективности регистрации фотона и размера активной области. Для выбранного типа Si-ФЭУ проведено исследование зависимости эффективности регистрации фотона от напряжения на фотодиоде при криогенной температуре.

В Главе 4 приведено описание двухфазного криогенного детектора, при помощи которого выполнялись настоящие исследования. Кратко описаны системы детектора, такие как криогенно-вакуумная система и система питания и сбора данных. В том числе изложены способы контроля уровня жидкости и концентрации примеси N_2 в детекторе, а так же описаны методы обработки сигналов.

9

Глава 5 посвящена измерению выходов электролюминесценции в *Ar* двухфазном режиме. В данной главе изложены процедуры моделирования эффективности сбора фотонов на ФЭУ и Si-ФЭУ, а также перекрестных оптических наводок сместителей спектра в сигнал ФЭУ. Описан метод измерения эффективности конверсии фотона сместителя спектра при помощи первичных сцинтилляций, вызванных космическими мюонами. А также изложен метод пересчета числа зарегистрированных фотоэлектронов в число фотонов электролюминесценции, зарегистрированных в детекторе различными типами фотодетекторов. Результаты измерений сравниваются с теорией электролюминесценции, теория хорошо описывает экспериментальные данные. Учет тормозного излучения в итоге позволяет впервые точно вычислить выход стандартной электролюминесценции в ВУФ.

В заключении перечислены основные результаты выполненного исследования, описаны перспективы дальнейшей разработки темы.

Полный объём диссертации составляет 140 страниц, включая 75 рисунков и 12 таблиц. Список литературы содержит 121 наименование.

Глава 1. Электролюминесценция в двухфазных детекторах темной материи (обзор)

1.1 Двухфазные детекторы темной материи

В двухфазных детекторах темной материи на основе конденсированных благородных газов [1; 2] поиск взаимодействия WIMP с веществом детектора осуществляется в жидкой фазе детектора. При таком взаимодействии образуются ядра отдачи, которые, в свою очередь, генерируют сцинтилляционный и ионизационный сигналы, т. е. сигналы первичной сцинтилляции и первичной ионизации, называемые S1 и S2 соответственно. В традиционных двухфазных детекторах темной материи (эксперименты XENON100 [28], LUX [7], ZEPLINIII [29], LZ [30], DarkSide-50 [18] и DarkSide-20k [19]) для регистрации ядер отдачи используются оба канала регистрации: и S1, и S2. На рисунке 1.1 представлен принцип работы такого детектора.

Сигналы *S*1 регистрируются нижней матрицей фотоумножителей (ФЭУ) или кремниевых фотоумножителей (Si-ФЭУ), расположенной в жидкой фазе детектора, либо верхней матрицей фотодетекторов (ФЭУ или Si-ФЭУ), расположенной в газовой фазе. Первичные сцинтилляции в жидком благородном газе происходят в основном в ВУФ (на длине волны 175 нм для *Xe* и 128 нм для *Ar*, подробнее об этом будет сказано в разделе 1.2). Поэтому для их регистрации в *Xe* используются криогенные ФЭУ с кварцевым окном, чувствительные в области излучения *Xe* [31], а в *Ar* применяются сместители спектра (шифтеры), которые размещаются перед фотодетектором (как это сделано, например в DarkSide-50 [18]).

Сигналы *S2* регистрируются следующим образом. Электроны первичной ионизации вытягиваются в газовую фазу детектора под действием электрического поля, приложенного к объему детектора перпендикулярно поверхности жидкости. В газе электроны производят так называемую пропорциональную электролюминесценцию в электролюминесцентном зазоре. Электролюминесценция обеспечивает высокий выход ультрафиолетовых фотонов — до 500 - 2000 (в зависимости от приложенного поля и толщины зазора) на один дрейфующий

электрон [32]. Электролюминесценция регистрируется при помощи верхней матрицы ФЭУ или Si-ФЭУ, расположенной в газовой фазе двухфазного детектора; нижняя матрица (при наличии) также регистрирует сигнал *S*2, но с меньшей эффективностью.



Рисунок 1.1 — Принцип работы детектора темной материи. Слева показана зависимость амплитуды сигнала с детектора от времени. Небольшой пик раньше по времени соответствует сигналу от S1, пик с большей амплитудой, приходящий позже, соответствует сигналу S2

По соотношению S1 и S2 сигналов определяется сорт взаимодействующей частицы и выделяются только полезные события, когда образовалось ядро отдачи. Следует отметить, однако, что для энергий ядер отдачи менее 7 кэВ регистрация сцинтилляционного сигнала S1 как более слабого по сравнению с S2 существенно затруднена. Именно это определяло относительно высокий порог регистрации (7 кэВ) в экспериментах на основе Xe, в частности XENON100 [28] и ZEPLIN [29]. Для экспериментов на основе Ar, конкретно WArP, порог был значительно выше — 40 кэВ [33]. В принципе, выделение ядер отдачи возможно и при одноканальном способе регистрации — только по сигналу электролюминесценции (S2), аналогично тому, как это было сделано в XENON10 [34] и DarkSide50 [18]. В этом случае можно будет существенно понизить порог регистрации, вплоть до порядка килоэлектронвольта (в XENON10 он был понижен до 1.4 кэВ [34]).

Ниже более подробно будут описаны процессы, происходящие в двухфазных детекторах темной материи, такие как первичная сцинтилляция (раздел 1.2) первичная ионизация и пропорциональная электролюминесценция (раздел 1.3).

1.2 Первичная сцинтилляция и первичная ионизация в жидкости

Когда частица в двухфазном детекторе взаимодействует с атомами жидкого благородного газа, ее энергия передается атомам и молекулам детектирующей среды двумя способами: возбуждение и ионизация. В зависимости от типа налетающей частицы в результате столкновений образуются либо ядра отдачи, либо электроны отдачи, обозначаемые как "nr" (nuclear recoil) или "ee" (electron equivalent recoil) соответственно. Нейтральная частица, такая как нейтрон или WIMP, упруго рассеивается на ядре благородного газа с образованием ядра отдачи; затем ядро отдачи тратит свою энергию на возбуждение, ионизацию атомов и тепло. Два события топологически отличаются по плотности энергии вдоль трека, которая выше для ядер отдачи, так как они имеют более высокую тормозную способность.

В обоих случаях в жидкости происходит образование возбужденных атомов (экситонов) и электрон-ионных пар вдоль трека. Образование в жидком благородном газе ион-электронных пар за счет ионизации вещества налетающей частицей называется **первичной ионизацией**. Энергия, необходимая на образование одной электрон-ионной пары, называется энергией ионизации W_{ion} ; для электронов отдачи в жидком аргоне $W_{ion} = 23.6$ эВ, а в жидком ксеноне $W_{ion} = 15.6$ эВ [2]. Возбуждение атомов аргона приводит к излучению сцинтилляционных фотонов, т.е. к так называемым **первичным сцинтилляциям**. До недавнего времени считалось, что спектры первичных сцинтилляций большинства благородных газов представляют собой континуум в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) с шириной около 10 нм (см. таблицу 1) [35]). Действительно, возникновение первичных сцинтилляций в ВУФ в жидких благородных газах может быть описано при помощи следующей модели [2]. Свободные экситоны в течении нескольких пикосекунд в тройных столкновениях с нейтральными атомами формируют возбужденные молекулы (эксимеры):

$$X^* + 2X \longrightarrow X_2^* + X, \tag{1.1}$$

где Х обозначает любой тип благородных газов.

Другой путь образования эксимеров связан со свободными ионами, которые сталкиваются с атомами в основном состоянии, образуя заряженные молекулы, которые рекомбинируют с электронами [2]. Образовавшиеся экситоны безизлучательно девозбуждаются до низшего возбужденного состояния, после чего аналогично **1.1** образуются эксимеры:

$$\begin{cases} X^{+} + 2X \longrightarrow X_{2}^{+} + X, \\ X_{2}^{+} + e^{-} \longrightarrow X^{**} + X, \\ X^{**} \longrightarrow X^{*} + heat, \\ X^{*} + 2X \longrightarrow X_{2}^{*} + X. \end{cases}$$
(1.2)

В процессах 1.1 и 1.2, эксимеры находятся в самых нижних возбужденных состояниях с различными временами жизни: синглетном $({}^{1}\Sigma_{u}^{+})$ и триплетном $({}^{3}\Sigma_{u}^{+})$, которые распадаются до основного состояния $({}^{1}\Sigma_{g}^{+})$ с излучением фотона:

$$X_2^* \longrightarrow 2X + h\nu, \tag{1.3}$$

В таблице 1 представлены времена распада триплетного и синглетного состояний для двух наиболее часто используемых в детекторах темной материи газов: *Xe* [2; 36] и *Ar* [2; 36; 37]. Т.к. расстояние между основным и самым нижним возбужденным состояниями велико, между ними не существует безизлучательного перехода. Поэтому считается, что один возбужденный димер излучает один ВУФ фотон [38].

Выход первичных сцинтилляций (т.е. количество фотонов, испускаемых на единицу энергии, потерянной частицей в чувствительной среде детектора) играет важную роль для двухфазных детекторов на основе благородных газов. Выход первичных сцинтилляций часто выражается через его обратную величину, W_s . Аналогично W_{ion} для заряда, W_s определяется как отношение энергии, потерянной частицей в жидкости (E_0), и количества испущенных фотонов, т.е. $W_s = E_0/N_{ph}$. Количество сцинтилляционных фотонов, испущенных на трек частицы, зависит от напряженности электрического поля, будучи максимальным при E = 0.

Вещество	Время распада синглета	Время распада триплета	Положение пика спектра излучения, нм	Ширина спектра излучения, нм
жидкий Хе	4.3±0.6 ns	22.0±2.0 ns	178.1	14
жидкий Ar	7.0±1.0 ns	1.6±0.1 μs	129.6	10

Таблица 1 — Характеристики первичных сцинтилляций для различных жидких благородных газов

Хорошо известно, что в благородных жидких газах сцинтилляционный выход меньше для ядер отдачи, чем для электронов отдачи [39; 40]. Это объясняется тем фактом, что для ядер отдачи, в отличии от электронов или рентгеновских фотонов, только часть энергии, потерянной частицей, расходуется на ионизацию и атомное возбуждение, в то время как значительная часть энергии переходит в нерадиационные процессы (тепло) [41]. Поэтому W_s принимает различные значения в зависимости от типа взаимодействующей частицы. В таблице 2 представлены значения W_s для некоторых частиц при нулевом поле. Данные для таблицы взяты из [38] и [2].

Таблица 2 — Энергетические затраты на один фотон первичных сцинтилляций для различных частиц

Частица	Энергия	W _s , эВ (LAr)	W _s , эВ (LXe)
Релятивистские электроны [38]	1 МэВ	24.4	21.6
α-частицы [38]	≈ 5 МэВ	27.1	17.9
Ядра отдачи [2]	60 кэВ	~ 100 (эксп)	95±20 (эксп)
		~ 90 (теор)	~ 77 (теор)
	20 кэВ	~ 100 (эксп)	110±20 (эксп)
		~ 105 (теор)	~ 86 (теор)
	5 кэВ	~ 100 (эксп)	160±40 (эксп)
		~ 140 (теор)	-

1.3 Вторичные сцинтилляции или электролюминесценция в газе

В двухфазных детекторах темной материи сигнал от электронов первичной ионизации (S2), вытянутых в газовую фазу электрическим полем, может быть зарегистрирован при помощи процесса пропорциональной электролюминесценции (или, как его иначе называют, процесса вторичных сцинтилляций или пропорциональных сцинтилляций) [37]. Кратко механизм электролюминесценции может быть описан следующим образом. Электроны первичной ионизации, дрейфующие под действием электрического поля, сталкиваются с атомами газа и передают им энергию в виде кинетической энергии, возбуждений или ионизаций. В последних двух случаях возбужденные атомы или ионы, соответственно, подвергаются различным физическим процессам (описанным ниже), которые в конечном итоге приводят к испусканию фотонов в диапазоне от ВУФ до ИК.

Аналогично первичным сцинтилляциям, электролюминесцентный сигнал имеет быструю и медленную компоненту, обусловленную распадами синглетного и триплетного состояний. В таблице 3 представлены характеристики электролюминесценции в ВУФ для *Ar* и *Xe*. Данные относительно положения и ширины пиков спектров излучения взяты из [42], относительно времен распадов синглетного и триплетного состояний — из [43; 44]. Из сравнения таблиц 1 и 3 видно, что положение пика и ширина спектра излучения первичных сцинтилляций в жидкости и электролюминесценции в газе отличаются незначительно.

Вещество	Время распада синглета	Время распада триплета	Положение пика спектра излучения, нм	Ширина спектра излучения, нм
газ. Хе	5.5 ns	96 ns	173	14
газ. <i>Ar</i>	4.2 ns	3.1±0.1 μs	128	10

Таблица 3 — Характеристики электролюминесценции для Ar и .
--

Отметим также, что процесс пропорциональной электролюминесценции в значительной степени линеен по электрическому полю. Это является следствием того факта, что энергия дрейфующих электронов в основном расходуется на излучение фотонов. Благодаря этому обстоятельству, электролюминесценция отличается низким уровнем флуктуаций и обеспечивает лучшее энергетическое разрешение, чем процесс газового усиления [45]. Кроме того, электролюминесценция позволяет получить высокие усиления сигналов. Используя соответствующие системы оптического считывания в детекторах на основе электролюминесценции, можно добиться приемлемого пространственного разрешения. Использование электролюминесценции позволяет работать с детектором без риска возникновения пробоев, поскольку задействованные электрические поля намного ниже, чем поля, необходимые для производства электронных лавин. Это делает детекторы частиц на основе электролюминесценции очень надежными и стабильными [46].

1.3.1 Выход электролюминесценции

Выход электролюминесценции (*Y*) в однородном электрическом поле определяется как число излучаемых фотонов на дрейфующий электрон и на единицу длины дрейфа:

$$Y = \frac{dN_{ph}}{N_e \cdot dx}.$$
 (1.4)

В данной работе мы заинтересованы в изучении поведения этой величины как функции приложенного электрического поля, *Е*, при криогенной (87 К) температуре.

Плотность атомов газа — количество атомов на единицу объема (N) — изменяется с изменением давления и температуры. При изменении N длина свободного пробега электронов изменяется и, следовательно, изменяется энергия, доступная для возбуждений, передаваемая электронами при столкновениях. Поэтому зависимость $Y(\mathscr{E})$ отличается для разных условий давления и температуры, и полезно нормализовать соотношение между выходом электролюминесценции и полем. Поэтому обычно используется удельный выход электролюминесценции: $Y/N = Y/N(\mathscr{E}/N)$ — количество испускаемых фотонов на дрейфующий электрон и на единицу длины пути, нормированное на плотность атомов газа, — как функция удельного электрического поля \mathscr{E}/N . Таким образом, соотношение между этими двумя величинами в области пропорциональной электролюминесценции справедливо для любых давлений и температур. Единицей измерения удельного поля является $B \cdot cm^2$, но обычно используется Tayнceнд (Td): $1Td = 10^{-17} B \cdot cm^2$ [46].

В диапазоне полей между порогом сцинтилляции и ионизации (*область пропорциональной электролюминесценции*) выход электролюминесценции хорошо описывается линейной функцией удельного электрического поля [2]:

$$\frac{Y}{N} = \frac{1}{N} \frac{dN_{ph}}{N_e \cdot dx} = a \frac{\mathscr{E}}{N} - b, \qquad (1.5)$$

где \mathscr{E} — напряженность электрического поля (в В/см), N — количество атомов благородного газа в кубическом сантиметре (связанное с плотностью газа ρ соотношением $N = N_A \rho/A$, где N_A — число Авогадро, A — атомная масса); a и b являются газоспецифическими эмпирическими коэффициентами. Из уравнения 1.5 легко видеть, что зависимость удельного выхода электролюминесценции от удельного поля имеет пороговый характер: электролюминесценция начинается при значениях удельного поля выше, чем (\mathscr{E}/N)_{th} = b/a. В таблице 4 представлены значения a и b, а также (\mathscr{E}/N)_{th} для Ar и Xe, измеренные экспериментально [10; 12; 14] (для Xe при комнатной температуре и в двухфазном режиме, для Ar при комнатной температуре), а также полученные при помощи моделирования методом Монте-Карло [11; 47].

Таблица 4 — Коэффициенты *a* и *b* для уравнения 1.5, описывающего пропорциональную электролюминесценцию, а также значения $(\mathscr{E}/N)_{th}$ для *Ar* и *Xe*. Для аргона экспериментальные данные взяты из [14] (измерено при комнатной температуре), для ксенона — из [12] (измерено в насыщенных парах ксенона в двухфазном режиме) и из [10] (измерено при комнатной температуре)

Газ	а	b	$(\mathscr{E}/N)_{th}$
<i>Ar</i> , эксперимент, 293 К	0.0813	0.190	2.34 Td [14]
Ar, моделирование	-	-	4.10 Td [47]
Хе, эксперимент, 293 К	0.140	0.474	3.39 Td [10]
Хе, эксперимент, 166 К	0.138	0.470	3.43 Td [12]
Хе, моделирование	0.139	0.402	2.89 Td [11]

Хотя многие авторы подтверждают пороговое поведение выхода электролюминесценции для различных благородных газов (см. рисунок **1**.2 и [37; 47—49]), в некоторых работах также встречаются указания на существование электролюминесценции при удельных полях ниже порогового значения. Например, в работе [50] автор не только указывает на наличие электролюминесценции ниже порога, но и дает предполагаемое объяснение этому явлению: "…хотя, строго говоря, даже ниже этого порога есть слабая эмиссия света, связанная с тормозным излучением электронов, рассеивающихся на внешних (заполненных) электронных оболочках благородных атомов" (см. рисунок **1**.3, взятый из упомянутой работы).



Рисунок 1.2 — Приведенный выход электролюминесценции в зависимости от удельного электрического поля. Сплошными линиями показаны данные, полученные при помощи моделирования для *Ar*, *Ne*, *Xe*, *Kr*, точками и пунктирной линией показаны экспериментальные данные для *Ar* и *Xe*. Рисунок взят из работы [47]

Из таблицы 4 видно, что выходы электролюминесценции, измеренные в Xe при комнатной температуре и в двухфазном режиме (при температуре 166 К), совпадают с точки зрения абсолютных значений. Этот факт объясняется тем, что механизм электролюминесценции не должен зависить от температуры, поскольку изменение тепловой энергии электронов при переходе от комнатной к криогенной температуре (около нескольких десятых мэВ) на 2 порядка меньше их обычной энергии в процессе электролюминесценции (несколько эВ).



Рисунок 1.3 — Световыход электролюминесценции газообразного криптона относительно световыхода сцинтилляции [45]

Что касается Ar, к моменту настоящего исследования сложилась запутанная ситуация, которая проиллюстрирована на рисунке 1.4, взятом из работы [14]. Выход электролюминесценции в Ar при 87 К, измеренный группой WArP (WIMP Argon Programme [13]), был на порядок ниже, чем измеренный при комнатной температуре. До момента наших исследований, никакие другие данные относительно абсолютных выходов электролюминесценции в Ar при криогенных температурах не были представлены, так же как и для остальных благородных газов.



Рисунок 1.4 — Приведенный выход электролюминесценции в *Ar* как функция удельного электрического поля, измеренный экспериментально при комнатной температуре (закрашенные круги, [14]), полученный при помощи моделирования методом Монте-Карло (незакрашенные круги [51]), а также измеренный экспериментально коллаборацией WArP в двухфазном *Ar* (квадраты [13]). Для сравнения показаны результаты для *Xe* (треугольники [10])

Ниже будут более подробно рассмотрены процессы, которые приводят к появлению электролюминесценции в благородных газах как в области ВУФ, так и вне ее (в видимой и ИК областях).

1.3.2 Стандартный механизм электролюминесценции в ВУФ в чистом Ar

В этом разделе описан стандартный механизм электролюминесценции в ВУФ на примере *Ar*.

Между столкновениями с атомами благородного газа первичные электроны ускоряются электрическим полем и их кинетическая энергия увеличивается. При малых значениях \mathscr{E}/N эта энергия ниже потенциала возбуждения атомов газа

(см. рисунок **1.5**, взятый из работы [43]), и, следовательно, электроны могут сталкиваться с атомами только упруго. Упругие столкновения позволяют передавать атомам только кинетическую энергию и никакого излучения не наблюдается.



Рисунок 1.5 — Энергетические уровни и излучательные и безизлучательные переходы между нижними возбужденными состояниями для газообразного *Ar*, газообразного *Xe*, жидкого *Ar* и *Xe* в жидком *Ar*. Рисунок взят из работы [43]

Начиная с определенного значения электрического поля — порога электролюминесценции в ВУФ (который для Ar составляет 11.55 эВ) — электрон может между столкновениями приобрести энергию, достаточную для возбуждения атома до первого возбужденного состояния, $3p^54s^1$ [2; 37]. Возбужденные атомы (Ar^*) в тройных столкновениях с атомами в основном состоянии (Ar) образовывают возбужденные молекулы — эксимеры (Ar_2^{**}):

$$Ar^* + 2Ar \longrightarrow Ar_2^{**} + Ar. \tag{1.6}$$

Образованные эксимеры находятся в самых нижних возбужденных состояниях: синглетном (${}^{1}\Sigma_{u}^{+}$) и триплетном (${}^{3}\Sigma_{u}^{+}$), которые имеют разные времена жизни. Время жизни ${}^{1}\Sigma_{u}^{+}$ составляет 4.2 нс, в то время как ${}^{3}\Sigma_{u}^{+}$ имеет время жизни 3.2 мкс [42; 44]. Таким образом, синглетные и триплетные состояния обеспечивают быструю и медленную составляющие излучения соответственно. Эксимеры

$$Ar_2^{**} \longrightarrow 2Ar + h\nu_1. \tag{1.7}$$

Кроме того, они могут столкнуться с атомами в основном состоянии и потерять энергию:

$$Ar_2^{**} + Ar \longrightarrow Ar_2^* + Ar. \tag{1.8}$$

В этом случае результирующий эксимер (Ar_2^*) излучает ВУФ-фотон с энергией, которая отличается от фотона, испущенного в процессе 1.7 (второй положительный континуум):

$$Ar_2^* \longrightarrow 2Ar + h\nu_2. \tag{1.9}$$

При высоких давлениях, обычно превышающих 400 мбар, спектры пропорциональной электролюминесценции показывают только второй положительный континуум, поскольку процесс 1.8 доминирует над процессом 1.7 [42]. Второй положительный континуум имеет почти симметричную форму со средним значением длины волны 128 нм и FWHM 10 нм [42; 52].

Из выше сказанного следует, что в благородных газах каждый возбужденный атом, каким бы образом он ни был образован, в конце концов излучает один ВУФ-фотон. Таким образом, порог электролюминесценции ВУФ соответствует минимальному электрическому полю, позволяющему электронам приобретать энергию равную или больше, чем энергия возбужденного атома.

После столкновения с возбуждением атома электрон может снова получить достаточную энергию для дальнейших возбуждений. Следовательно, с увеличением \mathscr{E}/N выход электролюминесценции в ВУФ (Y_{VUV}) увеличивается приблизительно линейно, так как доступная энергия для возбуждений прямо пропорциональна приложенному электрическому полю.

Далее рассмотрим электролюминесценцию вне ВУФ, то есть в видимом и ИК диапазонах.

1.3.3 Электролюминесценция в ИК диапазоне в чистом Ar

При дальнейшем увеличении электрического поля энергии электрона может оказаться достаточно для возбуждения атомов благородного газа до конфигураций оболочек с энергиями выше, чем $3p^54s^1$, а именно $3p^54p^1$ (рисунок 1.5); в таком случае излучаются фотоны в ИК диапазоне. Спектр состоит из серии линий, располагающихся между 695 нм и 845 нм [53]. Эти линии соответсвуют переходам с уровней $3p^54p^1$ на уровни $3p^54s^1$ [54]:

$$Ar^{**} \longrightarrow Ar^* + h\nu. \tag{1.10}$$

На рисунке 1.6 показаны спектры электролюминесценции в газообразном Ar и Xe, полученные в работе [53].



Рисунок 1.6 — Спектры электролюминесценции в ИК диапазоне в газообразном *Ar* и *Xe* [53]

Здесь стоит отметить, что электролюминесценция в ИК диапазоне может возникать как в пропорциональном режиме (при умеренных электрических полях), так и в лавинном режиме (при высоких полях, когда становится возможным лавинное размножение электронов). В частности, лавинная электролюминесценция в ИК диапазоне возникает в гибридных структурах на основе толстых газовых электронных умножителей (ТГЭУ) с оптическим считыванием на матрицу Si-ФЭУ [32]. Такой гибридный умножитель предполагается использовать в двухфазных детекторах для поиска темной материи с пониженным порогом регистрации [55]. Основная идея заключается в том, что над электролюминесцентным зазором располагается многокаскадный толстый ГЭУ, в отверстиях которого происходят лавинные сцинтилляции в ИК диапазоне. Эти сцинтилляции регистрируются матрицей Si-ФЭУ, которая располагается над последним ТГЭУ. Предложенный метод позволяет достичь эффективной регистрации одиночных электронов, эмитированных из жидкости [55] и хорошего пространственного разрешения [56]. Приведенный выход пропорциональной электролюминесценции в ИК диапазоне был впервые измерен нашей группой как функция удельного поля для *Ar* при температуре 163 К [57] (см. рисунок 1.7, взятый из работы [58]).



Рисунок 1.7 — Приведенный выход электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне для аргона как функция удельного электрического поля.
Экспериментальные результаты (черные точки) получены при температуре 163 К и давлении 0.60 атм [57]. Для сравнения показаны результаты моделирования, полученные при помощи двух подходов (штриховая и пунктирная линии). Кроме того, показан выход электролюминесценции в ВУФ (сплошная линия) и число вторичных электронов (штрих-пунктирная линия, правая шкала)

Из рисунка 1.7 видно, что в *Ar* порог электролюминесценции в ИК диапазоне значительно выше порога электролюминесценции в ВУФ диапазоне. Этот факт объясняет более низкую интенсивность электролюминесценции в ИК диапазоне по сравнению с электролюминесценцией в ВУФ.

1.3.4 Электролюминесценция в УФ и видимом диапазоне в аргоне с примесью азота

Другой возможный механизм, который приводит к появлению сцинтилляций вне ВУФ, возникает в присутствии примеси N_2 к газообразному Ar. А именно, вместо образования возбужденных молекул Ar_2^{**} в процессе 1.6 возможна передача возбуждения с атомов Ar на молекулы N_2 с последующим их девозбуждением в ближнем УФ через излучение так называемого второго положительного континуума при 310-430 нм [43] (см. рисунок 1.5):

$$Ar^{*}(3p^{5}4s^{1}) + N_{2} \longrightarrow Ar + N_{2}^{*}(C^{3}\Pi_{u}).$$
 (1.11)

$$N_2^*(C^3\Pi_u) \longrightarrow N_2^*(B^3\Pi_g) + h\nu.$$
(1.12)

На рисунке 1.8 показан спектр электролюминесценции Ar с примесью N_2 (0.2%) в ближнем УФ и видимом диапазоне, измеренный при комнатной температуре и высоком (~1 атм) давлении [59]. Таким образом, происходит преобразование ВУФ в область ближнего УФ непосредственно в среде детектора, что может существенно повысить эффективность сбора фотонов для сигнала S2, т.к. ближний УФ может быть зарегистрирован напрямую, без использования шифтеров (WLS), что предотвращает потери на переизлучение и полное внутреннее отражение [24].

Известно, что в газообразном Ar при комнатной температуре такое преобразование электролюминесценции ВУФ в ближний УФ может быть эффективно выполнено путем добавления примеси N_2 с относительно большой концентрацией, порядка 0.2-2% [59—61]. Недавно пропорциональная электролюминесценция газообразного Ar впервые была изучена нашей группой при криогенных температурах в двухфазном режиме [15; 16]: был измерен выход электролюминесценции в Ar с небольшой (\leq 50 ppm) концентрацией примеси N_2 , которая может быть

типичной для крупномасштабных экспериментов с жидким Ar. Было обнаружено, что электролюминесценция идет в значительной степени вне ВУФ, включая видимый диапазон. Этот факт объяснялся гипотезой о том, что значительная часть фотонов была излучена в ближнем УФ и видимом диапазонах за счет второго положительного континуума N_2 .



Рисунок 1.8 — Спектр электролюминесценции Ar с примесью N₂ (0.2%) в ближнем ультрафиолете и видимом диапазоне, измеренный при комнатной температуре и высоком (~1 атм) давлении [59]

Эта гипотеза подразумевает, что передача возбуждения с Ar на N_2 существенно увеличивается при 87 К по сравнению с комнатной температурой. С другой стороны, всесторонний анализ уровней энергии, спектров излучения и констант скоростей реакций в двухфазном Ar с примесью N_2 , выполненный в [43], позволяет заключить, что такая гипотеза вряд ли может быть верна при такой малой концентрации N_2 , что приводит к выводу, что экспериментальные данные [16] были некорректно интерпретированы.

В данной работе будет дана правильная интерпретация результатов работы [16] при помощи нового механизма электролюминесценции, а именно при помощи тормозного излучения электронов на нейтральных атомах; это позволит решить загадку пропорциональной электролюминесценции в двухфазном *Ar*.

Глава 2. Тормозное излучение как один из механизмов электролюминесценции

Тормозное излучение дрейфующих электронов, рассеянных на нейтральных атомах, создается медленными электронами при энергиях порядка 1-10 эВ [62—66]. Эффект тормозного излучения использовался для объяснения непрерывных спектров излучения в слабоионизованной плазме [67—69], а также для разработки метода детектирования космических лучей сверхвысоких энергий, где тормозное излучение на нейтральных атомах (в радиочастотном диапазоне) излучается низкоэнергетическими электронами ионизации, оставшимися после прохождения ливней в атмосфере [70].

Более интересным является то, что еще в 70-х годах прошлого века механизм тормозного излучения на нейтральных атомах был предложен как объяснение пропорциональной электролюминесценции в ксеноне [71]. В последующей работе [72] теоретически была определена интенсивность излучения фотонов, рассчитанная для электролюминесценции за счет тормозного излучения; здесь было указано, что в *Xe* интенсивность электролюминесценции согласуется, по порядку величины, с рассчитанной интенсивностью тормозного излучения.

Однако это утверждение было опровергнуто в [51]. Вот цитата из этой работы: «Согласие наших результатов с предыдущей экспериментальной работой показывает, что механизмы, основанные на прямом возбуждении атомов благородного газа электронами, могут полностью объяснить образование вторичных сцинтилляций. Нет необходимости рассматривать другие процессы, такие как ... тормозное излучение на ядрах». С тех пор тормозное излучение в связи с электролюминесценцией было почти забыто. Оно упоминалось только один раз как гипотеза, объясняющая слабую подпороговую электролюминесценцию, наблюдаемую в газообразном криптоне [73], со ссылкой на неопубликованную работу [50].

В настоящей работе показано, что, по крайней мере, для *Ar* необходим механизм тормозного излучения на нейтральных атомах для объяснения свойств пропорциональной электролюминесценции. Разработана модель электролюминесценции за счет тормозного излучения на нейтральных атомах, которая впервые количественно описала эксперимент при полях ниже порога возбуждения атомов *Ar* и которая имеет шансы сделать это при полях выше порога. Результаты, приведенные в данной главе, были опубликованы в работе [25].

2.1 Теория тормозного излучения на нейтральных атомах в пропорциональной электролюминесценции

Тормозное излучение электронов на ядрах (обычное тормозное излучение) можно рассматривать как наиболее известный электромагнитный процесс с участием электронов и фотонов. Существуют два других менее известных процесса тормозного излучения электронов: поляризационное тормозное излучение и тормозное излучение на нейтральных атомах. Соответствующие процессы схематически изображены на рисунках 2.1 и 2.2.



Обычное тормозное излучение



Поляризационное тормозное излучение

Рисунок 2.1 — Схематическое представление процессов обычного и поляризационного тормозного излучения

Поляризационное тормозное излучение производится атомами из-за изменения их поляризации со временем, что связано с рассеянием быстрых электронов на нейтральных атомах: см. рисунок 2.1 и обзор [74]. При энергиях электронов порядка 1 кэВ его интенсивность, по оценкам, сравнима с интенсивностью обычного тормозного излучения. Тормозное излучение на нейтральных атомах производится медленными электронами, когда они рассеиваются (упруго или неупруго) на нейтральных атомах (см. рисунок 2.2):

$$e^- + A \to e^- + A + h\nu , \qquad (2.1)$$

$$e^{-} + A \to e^{-} + A^{*} + h\nu$$
 (2.2)







Тормозное излучение электронов на атомах в неупругих столкновениях

Рисунок 2.2 — Схематическое представление процессов тормозного излучения на атоме при упругом и неупругом рассеянии

В дальнейшем мы увидим, что спектр тормозного излучения на нейтральных атомах лежит в диапазоне от УФ до ближней инфракрасной области, и что его интенсивность максимальна для упругих столкновений (реакция 2.1) при энергиях электронов порядка 1-10 эВ. При таких энергиях вкладом обычного и поляризационного тормозного излучения можно пренебречь, поскольку первое подавляется из-за экранирования электронами кулоновского поля атомного ядра, а интенсивность второго на два порядка ниже, чем интенсивность тормозного излучения на нейтральных атомах [63].

В общем случае электрон-атомное рассеяние, создающее фотон тормозного излучения на атоме, может сопровождаться возбуждением атома (реакция 2.2). В этом случае аналитическая формула для дифференциального сечения излучения фотонов тормозного излучения на атоме дана в [66] (в приближении четной волны):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\nu}\right)_{NBrS,exc} = \frac{8}{3} \frac{r_e}{c} \frac{1}{h\nu} \times \left[\left(\frac{E - E_{exc} - h\nu}{E - E_{exc}}\right)^{1/2} (E - E_{exc} - h\nu) \sigma_{exc}(E) + \left(\frac{E - h\nu}{E}\right)^{1/2} E \sigma_{exc}(E - h\nu) \right].$$
(2.3)

Здесь $r_e = e^2/m_e c^2$ – классический радиус электрона, с – скорость света, Е – начальная энергия электрона, E_{exc} – энергия возбуждения атома, hv – энергия фотона, а $\sigma_{exc}(E)$ – неупругое (с возбуждением) сечение рассеяния электрона в зависимости от его энергии.

Для упругого рассеяния электрона на атоме $E_{exc} = 0$, а дифференциальное сечение тормозного излучения сводится к более известной формуле, описанной в ряде работ [62—66; 69]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\nu}\right)_{NBrS,el} = \frac{8}{3} \frac{r_e}{c} \frac{1}{h\nu} \left(\frac{E-h\nu}{E}\right)^{1/2} \times \left[(E-h\nu)\sigma_{el}(E) + E\sigma_{el}(E-h\nu)\right], \quad (2.4)$$

где сечение тормозного излучения на атоме выражается через упругое сечение рассеяния электрона на атоме ($\sigma_{el}(E)$). Два члена в скобках отражают два способа испускания тормозного фотона, а именно после и перед столкновением. Уравнение получено в первом борновском приближении и когда одна из парциальных волн преобладает над остальными, в результате чего вклад интерференционного члена мал [63; 66; 67].

Следует отметить, что существует два мнения о том, какое упругое сечение следует использовать в формуле: интегральное упругое [62; 63; 65; 66] или транспортное [64; 65; 69]. В дальнейшем мы будем использовать интегральное упругое сечение в уравнении 2.4.

Если известно дифференциальное сечение тормозного излучения на атоме для упругих столкновений (уравнение 2.4), можно выразить спектральную интенсивность излучения фотонов ($dI_{ph}(\lambda)/d\lambda$) и их энергию ($dI_{en}(\lambda)/d\lambda$) на единицу длины волны и на дрейфующий электрон следующим образом [66; 69]:

$$\frac{dI_{ph}(\lambda)}{d\lambda} = \frac{dN_{ph}}{dt \ N_e \ dV \ d\lambda} = N \int_{h\nu}^{\infty} \upsilon_e \frac{d\sigma}{d\nu} \frac{d\nu}{d\lambda} f(E) \ dE$$
(2.5)

в фотонах/(с нм электрон);

$$\frac{dI_{en}(\lambda)}{d\lambda} = Nh\nu \int_{h\nu}^{\infty} \upsilon_e \frac{d\sigma}{d\nu} \frac{d\nu}{d\lambda} f(E) dE$$
(2.6)

в ваттах/(нм электрон);

где N_e и N – плотности электронов и атомов, dV – объем, $q_e = N_e dV$ – число дрейфующих электронов, $v_e = \sqrt{2E/m_e}$ скорость электрона, $d\sigma/d\nu = (d\sigma/d\nu)_{NBrS,el}$, $d\nu/d\lambda = -c/\lambda^2$, f(E) – энергетическая функция распределения электронов, нормированная следующим образом:

$$\int_{0}^{\infty} f(E) \, dE = 1 \,. \tag{2.7}$$

Для неупругих рассеяний выражения те же, за исключением того, что $d\sigma/d\nu = (d\sigma/d\nu)_{NBrS,exc}$ и нижний предел в интеграле изменяется на $h\nu + E_{exc}$.

Пропорциональная электролюминесценция характеризуется удельным выходом, как говорилось в разделе 1.3.1 (Y_{EL}/N), который по определению представляет собой количество фотонов, создаваемых одним дрейфующим электроном на атомную плотность и на единицу пути дрейфа. Соответственно, вклад тормозного рассеяния на нейтральных атомах в пропорциональную электролюминесценцию можно описать следующим уравнением (учитывая, что $dt = dx/v_d$ в уравнении 2.5):

$$\left(\frac{Y_{EL}}{N}\right)_{NBrS} = \frac{dN_{ph}}{dx \ N \ N_e \ dV} = \frac{1}{\upsilon_d \ N} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{dI_{ph}(\lambda)}{d\lambda} \ d\lambda =$$
$$= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{h\nu}^{\infty} \frac{\upsilon_e}{\upsilon_d} \frac{d\sigma}{d\nu} \frac{d\nu}{d\lambda} f(E) \ dE \ d\lambda , \qquad (2.8)$$

в фотонах см²/(электрон атом);

где υ_d – дрейфовая скорость электрона, $\lambda_1 - \lambda_2$ – диапазон чувствительности детектора, Y_{EL}/N – функция удельного электрического поля (\mathscr{E}/N).

Следовательно, спектр электролюминесценции вычисляется следующим образом:

$$\frac{d(Y_{EL}/N)_{NBrS}}{d\lambda} = \int_{h\nu}^{\infty} \frac{\upsilon_e}{\upsilon_d} \frac{d\sigma}{d\nu} \frac{d\nu}{d\lambda} f(E) dE$$
(2.9)

в фотонах см²/(электрон атом нм).

В данном подходе выход электролюминесценции очень чувствителен к энергетической функции распределения электронов. Чтобы подтвердить правильность выбора функции распределения, мы применили подобный подход для вычисления выхода стандартной электролюминесценции, механизм которой обусловлен эксимерами [2; 43; 47] (см. раздел 1.3.2). Тогда

$$\left(\frac{Y_{EL}}{N}\right)_{excimer} = \int_{E_{exc}}^{\infty} \frac{v_e}{v_d} \sigma_{exc}(E) f(E) dE , \qquad (2.10)$$

где $\sigma_{exc}(E)$ – неупругое сечение рассеяния электрона на атоме, в результате которого производятся возбужденные атомы аргона. Как было описано в 1.3.2, здесь предполагается, что один возбужденный атом (Ar^*) дает один эксимер (Ar_2^*) и что один эксимер излучает один фотон в ВУФ (около 128 нм). Таким образом, стандартная электролюминесценция используется в качестве эталона: если ее выход, рассчитанный таким образом, совместим с теоретическими и экспериментальными данными, приведенными в [47], то функцию распределения можно считать правильной.

2.2 Сечения, энергетические функции распределения электронов, спектры тормозного излучения на нейтральных атомах

Энергетические функции распределения электронов были рассчитаны путем решения уравнения Больцмана с использованием бесплатного (находящегося в открытом доступе) программного обеспечения BOLSIG+ [75; 76]. В качестве входных параметров использовались сечения рассеяния электронов, полученные в Magboltz [77; 78]. На рисунке 2.3 представлены сечения, используемые в данной работе, а именно упругое сечение, транспортное сечение, сечение возбуждения и сечение ионизации. В качестве сечения возбуждения принималась сумма сечений возбуждения > 40 низколежащих состояний возбуждения аргона; при этом основной вклад вносят 4 самых нижних состояния конфигурации $Ar(3p^54s^1)$.



Рисунок 2.3 — Сечения рассеяния электронов в аргоне, используемые в настоящей работе, полученные из последней версии Magboltz 8.97 [78]: упругое (σ_{el}), транспортное (σ_{trans}), возбуждения (σ_{exc}) и ионизации (σ_{ion}). В качестве сечения возбуждения принималась сумма > 40 низколежащих состояний возбуждения аргона

На рисунке 2.4 показано полное сечение, измеренное в [79] вблизи резонансов Фешбаха [80], при 11.10 эВ и 11.28 эВ, т.е. немного ниже порога возбуждения *Ar* (11.55 эВ). Ширина резонанса $\Gamma = 2$ -3 мэВ [79]. Такие резонансы субвозбуждения возникают при рассеянии электронов на атоме, когда электрон и атом образуют связанное состояние (отрицательный ион):



$$e^{-} + Ar \to Ar^{-}(3p^{5}4s^{2}) \to e^{-} + Ar$$
 (2.11)

Рисунок 2.4 — Экспериментальное сечение рассеяния электронов на атомах *Ar* вблизи резонансов Фешбаха [79]

Увеличение сечения вблизи резонансов вряд ли может напрямую влиять на выход электролюминесценции, так как его вклад в интеграл в уравнении 2.8 не велик. Однако было отмечено, что резонансы могут иметь косвенный эффект: при энергиях резонанса может изменяться энергетическая функция распределения электронов [72; 81] и интенсивность тормозного излучения электронов на нейтральных атомах может быть увеличена [82; 83]. Последний вопрос будет рассмотрен в конце раздела.

На рисунке 2.5 показаны примеры вычисленных энергетических функций распределения электронов, а именно функций распределения со штрихом (f'),

которая часто используется вместо f (см. уравнение 2.7). f' нормирована следующим образом:

$$\int_{0}^{\infty} E^{1/2} f'(E) \, dE = 1 \tag{2.12}$$

и считается более наглядной, чем f, поскольку в пределе нулевого электрического поля стремится к максвелловскому распределению.



Рисунок 2.5 — Энергетические функции распределения электронов, нормированные в виде 2.12, полученные с использованием BOLSIG+ [76] при различных удельных электрических полях

Приведенное электрическое поле (\mathscr{E}/N) на рисунке выражено в Таунсендах (1 Тд = 10^{-17} В см²); диапазон полей соответствует используемому в наших измерениях, а именно: от 1.7 до 8.3 Тд, что соответствует 1.4 и 7.2 кВ/см (в газообразном *Ar* при 87 К и 1.0 атм). Заметим, что удельное поле 4.6 Тд соответствует электрическому полю 4.0 кВ/см, что эквивалентно используемому в эксперименте по поиску темной материи DarkSide-50 [84].

На рисунках 2.6 и 2.7 приведены величины, рассчитанные вместе с функцией распределения: средняя скорость направленного движения электронов (дрейфовая скорость, v_d), средняя скорость хаотического движения (v_e) и средняя энергия электронов.


Рисунок 2.6 — Средняя дрейфовая скорость электронов (v_d) и скорость хаотического движения (v_e) в зависимости от удельного электрического поля



Рисунок 2.7 — Средняя энергия электронов в зависимости от удельного электрического поля, рассчитанная с использованием решения уравнения Больцмана. Также показана средняя энергия, достигаемая электронами перед столкновениями, взятая из работы Oliveira et al. [47]

На рисунках 2.8 и 2.9 показаны спектры интенсивности энергии фотонов тормозного излучения электронов на нейтральных атомах и удельный выход электролюминесценции. Спектры были рассчитаны путем численного интегрирования уравнений 2.6 и 2.9 при помощи Mathcad14. Видно, что спектры довольно плоские, простирающиеся от УФ до области ближнего ИК. Полученные здесь спектры очень похожи на спектры, рассчитанные для тормозного излучения электронов на нейтральных атомах в тлеющем разряде [68], что говорит в пользу правильности расчетов. Кроме того, на рисунке 2.8 показан спектр тормозного излучения при максимальном электрическом поле, чтобы продемонстрировать, что его вклад значительно (на 6 порядков) меньше по сравнению с упругими столкновениями. Поэтому в дальнейшем мы пренебрегаем вкладом тормозного излучения, обусловленным неупругими столкновениями.



Рисунок 2.8 — Спектры интенсивности тормозного излучения на нейтральных атомах для пропорциональной электролюминесценции в газообразном Ar при различных удельных электрических полях, рассчитанные для упругих соударений с использованием уравнения 2.6, где функции распределения были получены с помощью решения уравнения Больцмана. Кроме того, показан спектр тормозного излучения для неупругих столкновений при 8.3 Td



Рисунок 2.9 — Спектры удельного выхода электролюминесценции за счет тормозного излучения в газообразном *Ar* при различных удельных электрических полях, рассчитанные с использованием уравнения 2.9, где функции распределения были получены с помощью решения уравнения
Больцмана (сплошные линии). Также показан спектр при 8.3 Тд, полученный с использованием функции распределения, скорректированной на среднюю энергию перед столкновением (пунктирная линия, «скорректированная функция»)

Следует отметить, что подход, основанный на решении уравнения Больцмана, является довольно приблизительным, в результате чего на рисунках 2.8 и 2.9 дается лишь приблизительное представление о спектрах тормозного излучения электронов на нейтральных атомах. Действительно, функция распределения и другие величины на рисунках 2.5, 2.6 и 2.7, полученные путем решения уравнения Больцмана, фактически усредняются по столкновениям, а значит, за время между столкновениями. На самом деле энергия в уравнениях 2.5, 2.6, 2.8 и 2.9 должна быть энергией непосредственно перед столкновениями, которая, очевидно, превышает усредненную по времени энергию, так как электроны ускоряются полем между столкновениями. Эта разница проиллюстрирована на рисунке 2.7, где средняя энергия электронов, полученная при решении уравнения Больцмана, сравнивается со средней энергией перед столкновениями, полученной в [47] путем моделирования транспорта электронов в электрическом поле с использованием микроскопического подхода.

Мы попытались оценить влияние этой разности на выход электролюминесценции: функции распределения были скорректированы путем умножения их на степенную функцию таким образом, чтобы средние энергии для скорректированных распределений совпадали со средними энергиями непосредственно перед столкновениями, взятыми из [47]. Пример такой процедуры коррекции показан на рисунке 2.10.



Рисунок 2.10 — Энергетическая функция распределения электронов при 8.3 Тд, нормированная согласно уравнению 2.7, полученная с использованием решения уравнения Больцмана, до и после коррекции на среднюю энергию перед столкновением. Стрелки указывают положение резонансов Фешбаха и положение самого низкого уровня возбуждения аргона

На рисунках 2.11 и 2.12 показаны интегральная энергия фотонов тормозного излучения электронов на нейтральных атомах (I_{en}) и удельный выход электролюминесценции (Y_{EL}/N) в зависимости от удельного электрического поля. При вычислении этих величин использовались уравнения 2.6 и 2.8; при этом интегрирование проводилось в двух диапазонах длинн волн: 0-1000 нм и 0-10000 нм.



Рисунок 2.11 — Интегральная интенсивность тормозного излучения электронов на нейтральных атомах (*I_{en}*) для пропорциональной электролюминесценции в газообразном *Ar* в зависимости от удельного электрического поля, проинтегрированная в двух областях длин волн, 0-1000 нм и 0-10000 нм. Величина была рассчитана интегрированием уравнения 2.6, где функции распределения были получены с помощью решения уравнения Больцмана



Рисунок 2.12 — Приведенный выход электролюминесценции (*Y_{EL}/N*) тормозного излучения на нейтральных атомах в газообразном *Ar* в зависимости от удельного электрического поля, проинтегрированный в двух областях длин волн, 0-1000 нм и 0-10000 нм, с использованием уравнения 2.8. Для области 0-1000 нм он рассчитан для двух типов функций распределения

На рисунке 2.13 сравнивается выход стандартной электролюминесценции, рассчитанный с использованием уравнения 2.10, с выходом тормозного излучения, рассчитанным по формуле 2.8. Видно, что стандартная электролюминесценция имеет характерную зависимость от поля: она начинается с некоторого порогового электрического поля, около 4.0 Тд, что соответствует началу атомных возбуждений, а затем линейно возрастает с полем.

Вычисления тормозного излучения электронов на нейтральных атомах для рисунков 2.12 и 2.13 производились для двух рассмотренных типов функций распределения, полученных с помощью решения уравнения Больцмана (сплошные линии) и скорректированной на среднюю энергию перед столкновениями (пунктирные линии). Эффект скорректированных функций приводит к увеличению выхода электролюминесценции в 2 раза для электролюминесценции тормозного излучения, что указывает на то, что неопределенность предсказаний теории, развитой здесь, не так мала. В пределах этой неопределенности, как видно из рисунка 2.13, выход стандартной электролюминесценции, рассчитанный в этой работе, согласуется с микроскопическим подходом [47].



Рисунок 2.13 — Приведенный выход стандартной электролюминесценции и тормозного излучения на нейтральных атомах при 0-1000 нм в газообразном *Ar* в зависимости от удельного электрического поля для двух типов функций распределения. Для сравнения показан выход электролюминесценции, рассчитанный с использованием микроскопического подхода [47]

Выход электролюминесценции за счет тормозного излучения в диапазоне 0-1000 нм имеет практическое значение, поскольку его длинноволновый предел определяется чувствительностью Si-ФЭУ, тем самым представляя максимальное количество фотонов тормозного излучения, которые могут быть зарегистрированы существующими устройствами. Выход электролюминесценции за счет тормозного излучения в диапазоне 0-10000 нм представляет собой гипотетический интерес: он демонстрирует, что сигнал тормозного излучения может быть значительно увеличен (в 5 раз), если бы существовал однофотонный детектор для инфракрасного излучения.

Из рисунка 2.12 видно, что выход электролюминесценции за счет тормозного излучения сначала увеличивается с полем, затем насыщается и даже уменьшается при определенных значениях поля (в отличие от энергии фотонов, монотонно возрастающей с полем). Такое поведение при медленно меняющемся упругом сечении (показанном на рисунке 2.3) отражает отношение v_e/v_d : см. рисунок 2.6 и уравнение 2.8.

Наконец, обсудим усиление эмиссии тормозного излучения на резонансе, рассмотренное выше. Одним из предложенных механизмов усиления является захват электрона на резонансном уровне и последующий распад отрицательного иона, сопровождающийся излучением фотонов [82]:

$$e^- + Ar \longrightarrow Ar^- + h\nu,$$

 $Ar^- \longrightarrow e^- + Ar + h\nu.$ (2.13)

В [82] эти процессы были рассчитаны для атомарного азота с использованием радиальных волновых функций электронов на резонансе (экстраполированных из другого состояния): было показано, что эффект тормозного излучения на резонансе N^- может увеличить общую интенсивность тормозного излучения на порядок. Очевидно, что для каждого конкретного резонанса степень такого усиления различна. К сожалению, для резонанса Ar^- эти радиальные волновые функции неизвестны; соответственно, в настоящий момент невозможно выполнить необходимые расчеты. Следует отметить, что поскольку резонансные уровни (11.10 эВ и 11.28 эВ) очень близки к уровням возбуждения (11.55 эВ), влияние резонанса на тормозное излучение будет иметь тот же порог для электрического поля, что и для стандартной электролюминесценции, т. е. около 4.0 Тд. Ниже этого порога эффект резонанса на тормозное излучение виломаное излучение электронов на

нейтральных атомах не вступает в силу, и поэтому предсказания теории не изменяются.

Суммируя, теория тормозного излучения на нейтральных атомах предсказывает следующие свойства пропорциональной электролюминесценции в двухфазном *Ar*:

- 1. электролюминесценция ниже порога возбуждения *Ar*, в УФ, видимой и ИК-областях;
- 2. заметная компонента вне ВУФ выше порога возбуждения *Ar*, простирающаяся от УФ до ближнего ИК.

В главе 5 мы увидим, насколько эти прогнозы теории подтверждаются в эксперименте.

Глава 3. Изучение работы Si-ФЭУ при криогенных температурах

Как было сказано в разделе 1.1, чтобы обеспечить оптическое считывание сигнала электролюминесценции в двухфазном криогенном детекторе в *Ar*, было предложено использовать Si-ФЭУ, работающие при 87 К [85]. В настоящий момент такой проект осуществляется в ИЯФ СО РАН им. Будкера и в НГУ [32; 85]. Соответственно, стояла задача найти такие Si-ФЭУ, которые могли бы эффективно работать при криогенных температурах, а именно иметь высокую эффективность регистрации фотонов в видимой и ближней ИК областях, высокий коэффициент усиления и низкий уровень шумов. Кроме того, они должны иметь низкое гасящее сопротивление, чтобы предотвратить ухудшение эффективности работы Si-ФЭУ при криогенных температурах, которое будет описано в разделе 3.2.

Следует отметить, что, хотя работа Si-ФЭУ при криогенных температурах ранее изучалась [86—92], понимание этого вопроса до настоящей работы было недостаточно полное.

На данный момент существует множество производителей кремниевых фотодиодов, по-разному называющих свой продукт. Мы остановили свой выбор на трех из них: MPPC (Multi-Pixel Photon Counters производства Hamamatsu, Япония) [93], MRS APD (Metal Resistor Semiconductor APDs производства ЦПТА, Россия) [94] и SiPM (Silicon Photo-Multipliers производства SensL, Ирландия) [95]. Таким образом, нами была изучена работа семи различных типов Si-ФЭУ: MPPC S10931-100P, MPPC S10362-33-100C, MPPC S13360-6050PE, MRS APD 150-50, MRS APD 140-40, MRS APD 149-35 и SiPM MicroSM-30035-X13. В таблице 5 представлены основные характеристики исследованных типов Si-ФЭУ.

Для выбора подходящего типа Si-ФЭУ было проведено четыре измерительных цикла. Измерения проводились при помощи двухфазного криогенного детектора, который позднее был использован для изучения электролюминесценции. Описание детектора приведено в главе 4. Модификации внутренней сборки соответствовали задачам каждого цикла измерений. Результаты, описанные в данной главе, легли в основу двух работ [21; 22].

45

Тип Si-ФЭУ (производитель)	Тип корпуса	Площадь активной обла- сти, мм ²	Число пикселей	Коэффициент заполнения активной области, %
MRS APD 150-50 (ЦПТА)	пластиковый	2.5×2.5	3900	-
MRS APD 140-40 (ЦПТА)	пластиковый	3×3	8100	-
MRS APD 149-35 (ЦПТА)	пластиковый	2.1×2.1	1764	62
SiPM MicroSM-30035- X13 (SensL)	керамический	3×3	4774	64
MPPC S10931-100P (Hamamatsu)	пластиковый	3×3	900	78.5
MPPC S10362-33-100C (Hamamatsu)	керамический	3×3	900	78.5
MPPC S13360-6050PE (Hamamatsu)	поверхностный тип монтажа	6×6	14400	74

Таблица 5— Особенности конструкции исследованных типов Si-ФЭУ

3.1 Первый цикл измерений. Изучение работы трех типов Si-ФЭУ производства ЦПТА при криогенной температуре

В первом цикле измерений изучались характеристики трех различных типов Si-ФЭУ производства ЦПТА при криогенных температурах; по результатам данных исследований был выбран наиболее оптимальный для работы при криогенных температурах тип Si-ФЭУ производства ЦПТА. Исторически они были первыми Si-ФЭУ, подходящими для работы при криогенных температурах; Si-ФЭУ производства SensL и Hamamatsu нам стали доступны позже.

3.1.1 Описание экспериментальной установки

В первом цикле измерений сборка Si-ФЭУ включала три типа Si-ФЭУ производства ЦПТА в пластиковых корпусах: MRS APD 149-35, 150-50 и 140-40 с активной областью 2.1×2.1, 2.5×2.5 и 3×3 мм² соответственно [94] (см. рисунок 3.1).



Рисунок 3.1 — Фотографии MRS APD 149-35 (слева) и MRS APD 150-50 (справа)

Экспериментальная установка представляла собой двухфазный криогенный детектор на основе *Ar* [21; 56]. Он включал в себя криогенную камеру объемом 9 литров, содержащую двухкаскадный ТГЭУ, помещенный в насыщенный пар над жидкостью: см. рисунок 3.2. Детектор работал в двухфазном режиме в равновесном состоянии при температуре 87 К или в газообразном *Ar* при комнатной температуре. Сборка Si-ФЭУ располагалась над двухкаскадным ТГЭУ. Во время первого цикла измерений регистрировались только сигналы собственных шумов Si-ФЭУ, при помощи которых были определены усилительные характеристики и скорости счета собственных шумов. Сигналы с Si-ФЭУ регистрировались при помощи быстрых усилителей с частотой пропускания 300 МГц и коэффициентом усиления 30. В качестве системы сбора данных использовался цифровой осциллограф TDS5032B.



Рисунок 3.2 — Схема экспериментальной установки для изучения работы Si-ФЭУ при криогенных температурах

3.1.2 Усилительные характеристики и скорости счета шумов Si-ФЭУ производства ЦПТА

На рисунке 3.3 представлены типичные формы шумовых импульсов MRS APD 149-35 при комнатной и криогенной температурах (295 К и 87 К соответственно). Сигналы от срабатывания одного, двух и трех пикселей хорошо различимы. Как видно, основная часть сигнала имеет длительность 20 нс, отражая временную структуру гейгеровского разряда в пикселе. Интересно, что форма импульса в основном не зависит от температуры, в то время как рабочие характеристики Si-ФЭУ напротив, сильно зависят от температуры: уровень шума значительно уменьшается с понижением температуры, а максимальное усиление увеличивается.



Рисунок 3.3 — Шумовые сигналы MRS APD 149-35. Слева: при комнатной температуре, V=41 В (5 мВ/деление), Справа: при криогенной температуре, V=46 В (20 мВ/деление). Временная шкала 20 нс/деление

На рисунке 3.4 представлена скорость счета собственных шумов в зависимости от рабочего напряжения для трех исследованных типов Si-ФЭУ при комнатной и криогенной температурах. Скорость счета шумов определялась путем подсчета шумовых импульсов в определенном временном интервале.



Рисунок 3.4 — Скорость счета шумов в зависимости от рабочего напряжения при криогенной (закрашенные символы) и комнатной (незакрашенные символы) температурах для трех типов Si-ФЭУ: MRS APD 149-35 (квадраты), MRS APD 150-50 (треугольники) и MRS APD 140-40 (круги)

Рисунок 3.4 демонстрирует сильные различия в работе Si-ФЭУ при комнатной и криогенной температурах. Как ожидалось, уровень шума значительно уменьшается с уменьшением температуры. Кроме того, данные описываются различными функциями: линейной функцией при комнатной температуре и экспоненциальной при криогенной, что указывает на различные механизмы размножения носителей заряда.

С помощью шумовых сигналов измерялись усилительные характеристики Si-ФЭУ, а именно усиление Si-ФЭУ (заряд одного сработавшего пикселя, выраженный в электронах) в зависимости от рабочего напряжения при криогенной и комнатной температурах. Процедура измерений была следующей: средствами осциллографа определялась площадь шумового импульса и заполнялась гистограмма. Полученный таким образом амплитудный спектр MRS APD 149-35 представлен на рисунке 3.5. Пики, соответствующие срабатыванию одного, двух и трех пикселей хорошо видны, что обеспечивает возможность измерения амплитуды срабатывания одного пикселя. Амплитуда срабатывания одного пикселя (в условных единицах) определялась как разность между положениями соседних пиков. После калибровки регистрирующего канала (усилителя и АЦП) с помощью генератора импульсов были получены значения коэффициента усиления. Таким образом были построены усилительные характеристики Si-ФЭУ при криогенной и комнатной температурах (рисунок 3.6). Максимальное достигнутое усиление определялось тем, что работа Si-ФЭУ становилась нестабильной с точки зрения увеличения перекрестных наводок, послеимпульсов и шумов.

Из рисунка 3.6 можно видеть, что напряжение пробоя (пороговое напряжение, с которого начинается усиление Si-ФЭУ) для всех типов исследованных Si-ФЭУ оказывается значительно ниже при криогенной температуре, чем при комнатной. Линейный рост амплитуды MRS APD 149-35 заканчивается ее насыщением при перенапряжении 7 В и 14 В для комнатной и криогенной температур соответственно. Кроме того, видно, что для MRS APD 149-35 максимальное усиление на плато при криогенной температуре выше по сравнению с комнатной температурой в 4 раза.



Рисунок 3.5 — Амплитудное распределение шумовых импульсов MRS APD 149-35 (без облучения рентгеновскими фотонами). Напряжение питания Si-ФЭУ: 44 В



Рисунок 3.6 — Усилительные характеристики при комнатной (слева) и криогенной (справа) температурах для трех типов Si-ФЭУ: MRS APD 149-35 (квадраты), MRS APD 150-50 (треугольники) и MRS APD 140-40 (круги)

В первом цикле измерений наиболее подходящий тип Si-ФЭУ выбирался с помощью усилительной характеристики и скорости счета шумов при температуре 87 К. Сравнивая рисунки 3.4 и 3.6, можно сделать вывод, что MRS APD 149-35, имеющий достаточно большую активную область, 2.1×2.1 мм², обладает наилучшими характеристиками для работы при криогенных температурах с точки зрения максимального коэффициента усиления и минимального шума. Его максимальное усиление в три раза выше, а скорость счета шумов на порядок и два порядка ниже по сравнению с MRS APD 150-50 и 140-40 соответственно (при их максимальном усилении).

Соответственно, для дальнейшего изучения при криогенных температурах были выбраны MRS APD 149-35.

3.2 Второй цикл измерений. Зависимость эффективности работы Si-ФЭУ от загрузок

По результатам предыдущего раздела в качестве наиболее подходящего типа Si-ФЭУ был выбран MRS APD 149-35. В данном разделе мы сфокусируемся на рассмотрении нового эффекта, обнаруженного нами, а именно на ухудшении эффективности работы Si-ФЭУ при криогенных температурах при высоких загрузках, так как этот эффект может налагать существенные ограничения на эффективность регистрации фотонов и скорость счета детекторов с оптическим считыванием на основе Si-ФЭУ. Данный эффект связан с увеличением гасящего сопротивления Si-ФЭУ при понижении температуры.

3.2.1 Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка, использованная нами в данных исследованиях, была аналогична описанной в разделе 3.2.1, с той разницей, что вместо сборки разнотипных Si-ФЭУ использовалась матрица 3×3 MRS APD 149-35 (см. рисунок 3.7). Двухкаскадный ТГЭУ, размещенный перед матрицей, работал в лавинном режиме с коэффициентом усиления 40 или 160 с целью обеспечить высокую загрузку фотонами. Таким образом, Si-ФЭУ регистрировали лавинную электролюминесценцию в ближнем ИК диапазоне с двухкаскадного ТГЭУ (см. раздел 1.3.3). В качестве ионизирующего излучения в двухфазном детекторе использовались рентгеновские лучи с энергией фотонов 15-40 кэВ от импульсной рентгеновской трубки, с частотой импульсов 240 с⁻¹.



Рисунок 3.7 — Фотография Si-ФЭУ матрицы 3×3 MRS APD 149-35; видна сетка и защитная оргстеклянная пластина

Область конверсии в жидкости составляла около 2 мм в диаметре: см. рисунок 3.8, показывающий соответствующее восстановленное X-Y распределение. Здесь квадраты с номерами указывают положение соответствующих Si-ФЭУ.

Было проведено два измерительных захода, с различными расстояниями между рентгеновской трубкой и детектором. В первом заходе рентгеновская трубка была размещена на относительно большом расстоянии, около 50 см от детектора, что обеспечивало один или несколько рентгеновских фотонов на импульс. Соответственно, в этих условиях поток рентгеновских лучей был близок к частоте импульсов рентгеновской трубки, т. е. $\geq 240 \text{ c}^{-1}$.

Во втором заходе рентгеновская трубка была помещена существенно ближе к детектору; между рентгеновской трубкой и детектором помещался набор алюминиевых фильтров (пластин), чтобы подавлять падающий поток рентгеновских фотонов и, следовательно, изменять скорость счета. Такой подход позволил исследовать зависимость ухудшения эффективности работы Si-ФЭУ от загрузки. Абсолютное значение потока рентгеновских фотонов при минимальной загрузке (заведомо недостаточной для проявления эффекта деградации), определялось путем измерения скорости счета двухфазного криогенного детектора. При более высоких загрузках абсолютные значения потока рассчитывались с использованием специальной компьютерной программы для заданного анода рентгеновской трубки, анодного напряжения и толщины фильтра. Таким образом, падающий поток рентгеновских фотонов варьировался от 10 до 1.2×10^4 с⁻¹; энергия рентгеновского фотона была в диапазоне 15-40 кэВ со средней энергией, выделенной в жидкости, около 20 кэВ.



Рисунок 3.8 — Распределение X-Y координат точки конверсии рентгеновских лучей в двухфазном криогенном детекторе в *Ar* с комбинированным умножителем ТГЭУ/Si-ФЭУ-матрица, определяемое коллиматором диаметром 2 мм. Квадраты с номерами указывают положение активных областей соответствующих Si-ФЭУ

Система сбора данных включала 8-канальный Flash ADC CAEN V1720 (12 бит, 250 МГц): сигналы с 7 активных Si-ФЭУ оцифровывались и сохранялись на компьютере для дальнейшего оффлайн анализа с использованием программы LabView [96]. Триггер обеспечивался импульсной рентгеновской трубкой; таким образом, вклад шумовых сигналов был пренебрежим.

3.2.2 Ухудшение эффективности работы Si-ФЭУ при криогенных температурах

В первом заходе эффект ухудшения работы Si-ФЭУ наблюдался в амплитудных спектрах при облучении детектора импульсным рентгеновским излучением с частотой 240 с⁻¹, что соответствовало высоким загрузкам Si-ФЭУ. На рисунке 3.9 показаны такие амплитудные спектры для Si-ФЭУ#5 (в середине) и #8 (внизу). Ухудшение спектров особенно заметно, если сравнить их со спектром шумовых сигналов Si-ФЭУ#5 (без рентгеновского облучения, что эквивалентно работе при низких загрузках), см. рисунок 3.9 (вверху). В то время, как спектр при низких загрузках имеет характерную форму с четко определенными одно- и двухпиксельным пиками, амплитуды сигналов, вызванных рентгеновской трубкой стремятся к нулю. Интересно, что этот эффект более выражен для Si-ФЭУ#5, чем для Si-ФЭУ#8; что объясняется разностью интенсивностей падающего потока фотонов, с двухкаскадного ТГЭУ. Это подтверждает зависимость эффекта ухудшения работы Si-ФЭУ от загрузки на конкретном фотодиоде.

Эта зависимость эффективности работы Si-ФЭУ от загрузки исследовалась количественно во втором заходе с использованием алюминиевых фильтров для изменения потока рентгеновских фотонов: см. рисунок 3.10. Можно видеть, что средняя площадь импульса Si-ФЭУ#5 существенно уменьшается (на 25%) при потоке рентгеновских фотонов 250 с⁻¹. Более монотонное уменьшение при более высоких потоках объясняется фактом, что большая часть амплитудного спектра теперь находится ниже порога регистрации; в результате средняя амплитуда остальных событий становится менее чувствительной к потоку фотонов.

Из этой зависимости мы можем грубо оценить критическую скорость счета фотоэлектронов Si-ФЭУ, при котором его эффективность работы начинает ухудшаться. Были учтены следующие факторы: число первичных электронов до умножения в двухкаскадном ТГЭУ (порядка 1000 электронов на 60 кэВ [97] и, соответственно ~300 электронов на 20 кэВ); усиление двухкаскадного ТГЭУ (40), выход ИК фотонов на один электрон лавины (4 фотона/e⁻/4 π , см. таблицу 2 в [1]); приведенный телесный угол Si-ФЭУ относительно области излучения в отверстиях второго ТГЭУ ($\Delta\Omega/4\pi = 0.0045$ из моделирования Монте-Карло); и эффективность регистрации фотонов в ИК диапазоне излучения



Рисунок 3.9 — Амплитудное распределение шумовых импульсов Si-ФЭУ#5, соответствующие низкой загрузке (вверху); амплитудные распределения при высокой загрузке для Si-ФЭУ#5 (в середине) и #8 (внизу)

Ar (15% при 800 нм). Таким образом, приходим к значению ~40 фотоэлектронов, зарегистрированных SiPM#5 на один падающий рентгеновский фотон. Это приводит к выводу, что критическая скорость счета фотоэлектронов Si-ФЭУ, при которой характеристики Si-ФЭУ ухудшаются, составляет порядка 40×250 = 1×10^4 c⁻¹ при 87 K.



Рисунок 3.10 — Средняя амплитуда сигнала Si-ФЭУ#5 в двухфазном криогенном детекторе в *Ar* на основе комбинированного умножителя ТГЭУ/Si-ФЭУ-матрица в зависимости от потока рентгеновских фотонов. Усиление двухкаскадного ТГЭУ: 40; напряжение питания Si-ФЭУ: 40 В

3.2.3 Гасящее сопротивление Si-ФЭУ

В данном разделе будет показано, что ухудшение эффективности работы Si-ФЭУ при криогенных температурах связано с увеличением времени восстановления пикселя Si-ФЭУ, $\tau = R_Q C_P$, из-за увеличения гасящего сопротивления пикселя R_Q при криогенных температурах; здесь C_P — емкость пикселя. Стоит отметить, что увеличение R_Q при низких температурах наблюдалось ранее [55]. Оценка величины гасящего сопротивления одного пикселя проводилась аналогично работе [55]. Для этого измерялись вольт-амперные характеристики Si-ФЭУ в прямом направлении при комнатной и криогенной температурах. Наклон кривой вольт-амперной характеристики в ее линейной части соответствует полному сопротивлению диода R, которое является суммой 1764 пикселей гасящих сопротивлений, соединенных параллельно; таким образом, значение гасящего сопротивления пикселя составляет $R_0 = 1764 \times R$.

На рисунке 3.11 показана зависимость величины гасящего сопротивления одного пикселя Si-ФЭУ#5 от температуры: значение $1/R_Q$ показано как функция 1/T. Для сравнения представлены данные для Si-ФЭУ того же типа (MRS APD ЦПТА 149-35), но более ранней даты производства (2009 года), исследованные в [55].



Рисунок 3.11 — Зависимость величины гасящего сопротивления одного пикселя Si-ФЭУ#5 (квадраты) от температуры: обратное значение $1/R_Q$ показано как функция обратной температуры 1/Т. Для сравнения показаны данные для Si-ФЭУ того же типа (MRS APD ЦПТА 149-35), но более ранней даты производства (2009 года), представленные в [55] (круги). Линиями показаны фиты температурной зависимости проводимости, полученные при помощи уравнения Аррениуса $\sigma \sim exp(-E_a/k_BT)$ (где E_a является энергией активации проводимости, k_B – постоянная Больцмана)

Из рисунка 3.11 видно, что гасящее сопротивление одного пикселя резко увеличивается с уменьшением температуры, более, чем на два порядка: в частности, для Si-ФЭУ#5 гасящее сопротивление изменяется от 140 М Ω при комнатной температуре до 40 ГΩ при 87 К. Принимая во внимание емкость одного пикселя $C_p = C/N_p = 85$ fF (где $N_p = 1764$ — число пикселей, а C = 150 pF — полная емкость исследуемого Si-ФЭУ), можно оценить время восстановления пикселя после пробоя, $\tau = C_P \times R_O$. Таким образом, $\tau = 10 \ \mu c \ u \ \tau = 3 \ ms$ при комнатной температуре и 87 К соответственно. Т.к. напряжение на пикселе восстанавливается по закону $V \sim 1 - exp(-t/\tau)$, время практически полного восстановления составляет порядка 10τ. Таким образом, способность скорости счета пикселя при 87 К несколько ниже, чем $1/10\tau = 30 \text{ c}^{-1}$. Для всего Si-ФЭУ этот предел увеличивается несколько медленнее, чем пропорционально числу пикселей (из-за вероятности попадания фотонов в один и тот же пиксель), то есть он ниже $N_{\rm P}/10\tau = 5 \times 10^4 \ {\rm c}^{-1}$. Это значение не противоречит экспериментально измеренному пределу, представленному в предыдущем разделе, 1×10^4 с⁻¹. Полученные результаты подтверждают гипотезу о решающем влиянии гасящего сопротивления на способность скорости счета Si-ФЭУ при криогенных температурах.

На рисунке 3.12 отображены значения гасящего сопротивления одного пикселя для восьми Si-ФЭУ из одной партии, измеренные при комнатной температуре. Легко видеть, что гасящие сопротивления одного пикселя Si-ФЭУ имеют большой разброс, как минимум в 2 раза. Такие вариации рабочих характеристик MRS APD ЦПТА в пределах одной партии обескураживают.

Наблюдаемое ухудшение рабочих характеристик MRS APD при криогенных температурах может налагать ограничения на эффективность двухфазных криогенных детекторов с оптическим считыванием на основе Si-ФЭУ в экспериментах с высокими скоростями счета, например, в системах медицинской визуализации. С другой стороны, этот эффект, по-видимому, не будет проблемой для экспериментов с регистрацией редких событий, таких как поиск темной материи, которые работают при очень низких скоростях счета даже во время калибровки внешними радиоактивными источниками. Однако, значительный разброс рабочих характеристик MRS APD ЦПТА в пределах одной партии приводит нас к необходимости поиска Si-ФЭУ других производителей, характеристики которых внутри партии были бы более стабильными.



Рисунок 3.12 — Значения гасящего сопротивления одного пикселя для всех рабочих Si-ФЭУ в матрице, измеренные при комнатной температуре

3.3 Третий цикл измерений. Сравнение работы четырех типов Si-ФЭУ производства ЦПТА, Hamamatsu и SensL

В данном разделе будут изучены характеристики четырех типов Si-ФЭУ трех производителей (ЦПТА, Hamamatsu и SensL) при криогенных температурах. В том числе будет измерена их относительная эффективность регистрации фотонов в ближнем ИК диапазоне.

3.3.1 Описание экспериментальной установки

В третьем цикле измерений сборка Si-ФЭУ состояла из семи образцов фотодиодов четырех типов, информация о которых представлена в таблице 6. На рисунке 3.13, слева, представлена фотография сборки Si-ФЭУ; нумерация образцов на рисунке совпадает с нумерацией в таблице.

60

# Si-ФЭУ	Тип Si-ФЭУ	Производитель	Примечание
1	MPPC S10931-100P	Hamamatsu	-
2			-
3	MPPC S10362-33-100C	Hamamatsu	-
4			вышел из строя
5		TTTTA	-
6	MIK5 APD 149-35	цппа	-
7	SiPM MicroSM-30035-X13	SensL	вышел из строя

Таблица 6 — Исследованные типы Si-ФЭУ



Рисунок 3.13 — Фотография сборки Si-ФЭУ в третьем цикле измерений до (слева) и после (справа) криогенных измерений.

Сигналы с Si-ФЭУ считывались с помощью быстрых усилителей производства ЦПТА [94] с шириной пропускания 300 MHz и коэффициентом усиления, равным 30. В качестве системы сбора данных использовался осциллограф TDS5032B.

Экспериментальная установка была аналогична используемой в предыдущем разделе, с небольшими изменениями: расстояние от ТГЭУ до сборки Si-ФЭУ было увеличено до 14 мм с целью обеспечить равномерную засветку всех Si-ФЭУ сборки. Это позволило сравнить эффективность регистрации фотонов для различных Si-ФЭУ при заданном потоке ИК фотонов. Из рисунка 3.14 видно, что спектр эффективности регистрации фотонов исследованных типов Si-ФЭУ хорошо перекрывается как со спектром электролюминесценции газообразного *Ar* в ближнем ИК диапазоне [53], так и со спектром тормозного излучения электронов на нейтральных атомах, полученным в разделе 2.2.



Рисунок 3.14 — Спектр электролюминесценции в газообразном *Ar* в ИК диапазоне [53], эффективности регистрации фотонов (PDE) MPPC S10931-100P [93], MPPC S10362-33-100C [93] и ЦПТА 149-35 [1], [94]. Кроме того, показана часть спектра тормозного излучения электронов на нейтральных атомах в *Ar*, полученного в разделе 2.2, соответствующая диапазону чувствительности Si-ФЭУ

3.3.2 Усилительные характеристики и скорости счета шумов

Как видно из рисунка 3.13, Si-ФЭУ в керамических корпусах были повреждены при криогенной температуре: их стеклянные окна треснули в первом же криогенном заходе, очевидно, из-за различных коэффициентов температурного расширения стеклянного окна и керамического корпуса. Половина из них полностью потеряла работоспособность, в то время как остальные продолжили работать. Таким образом, Si-ФЭУ в керамических корпусах оказались неподходящими для работы при криогенных температурах.

Si-ФЭУ в пластиковых корпусах, а именно MPPC S10931-100P и MRS APD 149-35, напротив, продемонстрировали способность работать при криогенных температурах: они не имели никаких повреждений даже после нескольких десятков криогенных заходов.

На рисунке 3.15 представлены усилительные характеристики Si-ФЭУ, которые смогли работать при криогенной температуре. Несмотря на то, что максимальное усиление, достигнутое MPPC S10931-100P и MPPC S10362-33-100C, оказалось примерно в 3 раза меньше максимального усиления MRS APD 149-35, оно достаточно для эффективной регистрации сигналов даже в режиме счета одиночных фотоэлектронов.



Рисунок 3.15 — Усилительные характеристики трех типов Si-ФЭУ при 87 К: MRS APD 149-35 (квадраты), MPPC S10931-100P (треугольники) и MPPC S10362-33-100C (круги)

Из рисунка 3.16 видно, что MPPC превосходят MRS APD с точки зрения шумов: при максимальном усилении их скорость счета шумов составляет несколько Гц. Кроме того, стоит отметить, что вклад послеимпульсов при максимальном усилении оказывается незначительным: менее 15 %.



Рисунок 3.16 — Скорость счета шумов в зависимости от напряжения смещения при 87 К для трех типов Si-ФЭУ, исследованных в третьем цикле измерений: MRS APD 149-35 (квадраты), MPPC S10931-100P (треугольники) и MPPC S10362-33-100C (круги)

3.3.3 Гасящее сопротивление Si-ФЭУ

В разделе 3.2 был описан эффект ухудшения характеристик Si-ФЭУ при криогенных температурах при высоких загрузках, который наблюдался для Si-ФЭУ типа MRS APD 149-35. Там же было показано, что этот эффект связан с увеличением времени восстановления пикселя из-за значительного увеличения гасящего сопротивления при 87 К. Соответственно, желательно иметь гасящее сопротивление пикселя Si-ФЭУ как можно ниже.

К счастью, в отличие от MRS APD, MPPC соответствуют этому требованию. В таблице 7 представлены значения сопротивления одного пикселя, измеренные при комнатной температуре и при 87 К для MRS APD 149-35 и MPPC S10931-100P. Можно видеть, что гасящее сопротивление одного пикселя MPPC при 87 К более, чем на четыре порядка, ниже гасящего сопротивления MRS APD, что решает проблему ухудшения характеристик при высоких потоках фотонов при криогенных температурах. Следует отметить также, что в отличие от MRS APD, для которых значения гасящих сопротивлений значительно варьировались внутри и между производственными партиями (как было отмечено в разделе 3.2), характеристики MPPC были достаточно хорошо воспроизводимы внутри производственной партии и между ними.

Таблица 7 — Гасящее сопротивление одного пикселя при комнатной температуре и 87 К для двух типов Si-ФЭУ

Тип Si-ФЭУ	R _Q при 295 К	R _Q при 87 К
MPPC S10931-100P (Hamamatsu)	180 kΩ	1.4 MΩ
MRS APD 149-35 (ЦПТА)	140 MΩ	40 GΩ

3.3.4 Относительная эффективность Si-ФЭУ

В ходе третьего цикла измерений была измерена относительная эффективность регистрации фотонов различными образцами Si-ФЭУ при заданном потоке фотонов электролюминесценции путем прямого подсчета количества срабатываний Si-ФЭУ. Поток фотонов задавался интенсивностью рентгеновского импульса и усилением ТГЭУ; он подбирался заведомо ниже критического значения, чтобы предотвратить ухудшение эффективности работы MRS APD 149-35. Стоит отметить, что относительная эффективность регистрации фотонов, измеренная таким образом, пропорциональна активной площади Si-ФЭУ.

В таблице 8 представлены значения относительной эффективности регистрации фотонов для исследованных типов Si-ФЭУ. Можно видеть, что МРРС производства Hamamatsu, независимо от типа корпуса, имеют относительную эффективность близкую друг к другу в пределах неопределенностей измерений. Этот результат соответствует спектрам абсолютной эффективности регистрации фотонов этих типов Si-ФЭУ, представленных на рисунке 3.14. С другой стороны, относительная эффективность MRS APD производства ЦПТА оказалась существенно ниже по сравнению с MPPC, в 4-6 раз. С учетом того, что MRS APD 149-35 имеют меньшую активную площадь (4.4 мм²) по сравнению с MPPC S10931-100P (9 мм²), остается фактор 2-3, который может быть объяснен меньшим значением абсолютной эффективности регистрации фотона MRS APD по сравнению с MPPC, хотя это несколько противоречит данным, представленным производителем (см. рисунок 3.14). Здесь следует отметить, что мы больше уверены в абсолютном значении эффективности регистрации фотонов по данным Нататаtsu, чем ЦПТА. В любом случае, полученные результаты ясно говорят в пользу MPPC при выборе детектора с наибольшей эффективностью регистрации фотонов в ближнем ИК и видимом диапазонах, что особенно важно для регистрации тормозного излучения электронов на нейтральных атомах, спектр которого представлен на рисунке 3.14.

Таблица 8 — Относительная эффективность регистрации фотонов в ближнем ИК для разных типов Si-ФЭУ при 87 К, вычисленная из среднего числа фотоэлектронов в сигнале Si-ФЭУ на рентгеновский импульс

# Si-ФЭУ	Тип Si-ФЭУ, активная область	Напряжение смещения, В	Среднее число фотоэлектронов на импульс	Относительная эффективность регистрации в ИК
1	МРРС S10931-100Р, 3×3 мм ²	62	37±3	1.0±0.1
2	МРРС S10362-33-100С, З×3 мм ²	60	17±2	0.45±0.05
3		, 61	30±3	0.81 ± 0.1
4		61	30±3	0.81±0.1
5	MRS APD 149-35,	38	6±1	0.16±0.02
6	2.1×2.1 мм 2	38	7±1	0.2 ± 0.02

Таким образом, MPPC S10931-100Р производства Hamamatsu оказались наилучшими с точки зрения более низкой скорости счета шумов, более низкого гасящего сопротивления, лучшей воспроизводимости характеристик и более высокой эффективности регистрации фотонов в ближнем ИК и видимом диапазонах, в частности, по сравнению с MRS APD 149-35.

3.4 Четвертый цикл измерений. Исследование характеристик МРРС \$13360-6050PE при криогенной температуре

По результатам предыдущего пункта для дальнейшей работы были выбраны Si-ФЭУ MPPC S10931-100P производства Нататаtsu. В дальнейшем Нататаtsu выпустили новый тип Si-ФЭУ в пластиковом корпусе, а именно MPPC S13360-6050PE [93] (см. рисунок 3.17), которые имеют активную площадь в 4 раза больше (бхб мм² вместо 3х3 мм²) и лучшие характеристики при криогенных температурах, в частности, более высокий коэффициент усиления и меньшее рабочее напряжение. Именно MPPC S13360-6050PE были выбраны нами для использования в двухфазном криогенном детекторе и изучения процесса пропорциональной электролюминесценции. Для измерения абсолютного выхода электролюминесценции при криогенной температуре важно знать спектры абсолютной эффективности регистрации фотонов, которые в свою очередь зависят от напряжения на Si-ФЭУ при криогенной температуре. Таким образом, важно было исследовать зависимость эффективности регистрации фотонов MPPC S13360-6050PE от напряжения при температуре 87 К. Эти измерения описаны ниже.



Рисунок 3.17 — Фотография МРРС S13360-6050PE [93]

Измерения проводились при помощи двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором, который будет описан в главе 4.

Для измерения относительной эффективности регистрации фотонов детектор облучался рентгеновскими лучами с энергией 88 кэВ от радиоактивного источника ^{109}Cd . Si-ФЭУ регистрировал фотоны электролюминесценции в электролюминесцентном зазоре детектора. Триггер обеспечивался ФЭУ, расположенными по периметру электролюминесцентного зазора по порогу суммарного сигнала. Относительная эффективность регистрации фотонов определялась как отношение фотонов, зарегистрированных Si-ФЭУ к числу триггеров.

На рисунке 3.18 представлены примеры сигналов МРРС S13360-6050PE от срабатывания одного и двух пикселей при напряжении 46 В, записанные на компьютер. Во вставке показан амплитудный спектр шумовых сигналов, из которого определялась амплитуда одного фотоэлектрона при данном напряжении, при помощи которых в свою очередь была получена усилительная характеристика МРРС S13360-6050PE, представленная на рисунке 3.19. Из рисунка можно определить напряжение пробоя (V_{BD} , которое определяется как пересечение усилительной характеристики с осью абсцисс) которое при температуре 87 К составило 42.2 В.



Рисунок 3.18 — Примеры сигналов МРРС S13360-6050PE от срабатывания одного и двух пикселей при напряжении 46 В; во вставке показан амплитудный спектр шумовых сигналов



Рисунок 3.19 — Усилительная характеристика МРРС S13360-6050PE при температуре 87 К

Для определения абсолютных выходов электролюминесценции необходимо знать спектры эффективности регистрации фотонов Si-ФЭУ при криогенной температуре при их рабочем напряжении. Хотя эффективность регистрации фотона при криогенных температурах ранее изучаласть (см. например, работу [98]), на момент данного исследования не существовало данных относительно эффективности регистрации фотонов MPPC S13360-6050PE при криогенных температурах, и мы были вынуждены исследовать этот вопрос.

На рисунке 3.20 представлены данные с сайта Нататаtsu относительно эффективности регистрации фотонов для МРРС S13360-6050PE при комнатной температуре [93], а именно, спектр эффективности регистрации фотонов при перенапряжении 3 В (слева) и зависимость эффективности регистрации фотонов при 450 нм от перенапряжения (справа). Под перенапряжением (ΔV) здесь понимается разность рабочего напряжения (V_{siPM}) и напряжения пробоя: $\Delta V = V_{siPM} - V_{BD}$. В работе [99] было показано, что эффективность регистрации фотонов при различных температурах зависит не от абсолютного, а от относительного перенапряжения, которое определяется как $V_{rel} = \Delta V / V_{BD}$. С учетом этого факта из данных производителя для комнатной температуры можно вычислить эффективность регистрации фотонов при криогенной температуре. На рисунке 3.21 (справа) показана зависимость эффективности регистрации фотонов при 450 нм для температуры 87 К от относительного перенапряжения, полученная описанным выше способом, а так же относительная эффективность регистрации фотонов, измеренная нами экспериментально при температуре 87 К; верхняя шкала соответствует рабочим напряжениям при данной температуре. Видно, что до относительного перенапряжения 0.12 она совпадает с экспериментальными данными, полученными нами. Выше экспериментальные данные и вычисленная эффективность регистрации фотонов расходятся, что, по-видимому, связано с увеличением вероятности перекрестных наводок и послеимпульсов при криогенных температурах.



Рисунок 3.20 — Данные с сайта Hamamatsu относительно эффективности регистрации фотонов для МРРС S13360-6050PE при комнатной температуре [93]. Слева: спектр эффективности регистрации фотонов при перенапряжении 3 В; справа: зависимость эффективности регистрации фотонов при 450 нм от перенапряжения, верхняя шкала дана в единицах *V*_{rel}

С помощью полученной выше зависимости эффективности регистрации фотонов от относительного перенапряжения из спектра, представленного на 3.20 (слева), можно получить спектры эффективности регистрации фотонов для любого рабочего напряжения, используя тот факт, что параметр α (который описывает вероятность пробоя при заданном относительном перенапряжении) для

Si-ФЭУ производства Hamamatsu изменяется слабо в зависимости от длины волны [99]. Полученные таким образом спектры показаны на рисунке **3.21** (слева) для двух рабочих напряжений: 46 и 48 В.



Рисунок 3.21 — Слева: спектры эффективности регистрации фотонов MPPC S13360-6050PE при напряжении 44 В (сплошная линия) и 46 В (пунктирная линия) при температуре 87 К; справа: зависимость эффективности регистрации фотонов MPPC S13360-6050PE при 450 нм от V_{rel} при температуре 87 К, выведенная из данных Hamamatsu для комнатной температуры (линия) и измереннная экспериментально при криогенной температуре (точки). На верхней шкале указаны соответствующие значения рабочего напряжения при криогенной температуре

Глава 4. Двухфазный криогенный детектор для изучения электролюминесценции

Для изучения электролюминесценции в двухфазном Ar в 2014 году был разработан и создан первый двухфазный криогенный детектор на основе Ar с электролюминесцентным зазором. В 2017 году детектор был существенно модернизирован. В конце 2018 года детектор претерпел еще один этап модернизации. Измерения, выполненные в 2015-2016 годах, до модернизации детектора, в тексте будут упоминаться как первый цикл измерений; измерения, выполненные в 2017-2018 годах, будут называться вторым циклом измерений; измерения, выполненные в конце 2018 - начале 2019 года будут называться третьим циклом измерений соответственно. В разделе 4.1 будут описаны схемы двухфазного криогенного детектора во всех трех циклах измерений (см. работы [23—25]). В разделах 4.2 и 4.3 будут описаны криогенно-вакуумная система, система питания и система сбора данных; некоторые подробности относительно контроля концентрации электроотрицательных примесей можно найти в работе [15]. В разделе 4.4 будут описаны методики обработки сигналов в двухфазном криогенном детекторе (см. работы [24; 25]).

4.1 Описание геометрии двухфазного криогенного детектора

Детектор создан на основе вакуумной криогенной камеры (криостата) объемом 9 литров с внутренним диаметром 24 см. Чертеж первого варианта криостата показан на рисунке 4.1. Камера спроектирована конструкторским отделом ИЯФ, детали изготовлены в опытном производстве ИЯФ. Криостат состоит из следующих основных частей:

- внутренняя криогенная камера, содержащая детектирующую среду (жидкий аргон), которая охлаждается жидким азотом с использованием теплообменной трубки, находящейся в верхней части камеры;
- 2. верхняя камера, находящаяся при комнатной температуре и соединенная с внутренней камерой сильфоном, на фланце которой находятся
высоковольтные и низковольтные разъемы для подачи напряжения и вывода сигналов;

 внешняя камера, обеспечивающая вакуумную изоляцию; вакуумная изоляция выполнена с использованием суперизоляции (многослойных алюмининизированных майларовых пленок).



Рисунок 4.1 — Чертеж (в масштабе) криогенной камеры с внутренним объемом 9 литров

В дне внутренней и внешней камер имеются алюминиевые окна для пропускания мягкого рентгена, каждое диаметром 50 мм и толщиной 1 мм. Детектор облучается снаружи через эти окна и коллиматор с диаметром отверстия 6 мм с помощью рентгеновских лучей и гамма-квантов от следующих источников:

- импульсной рентгеновской трубки с молибденовым анодом, работающей при напряжении 40 кВ со средней энергией фотонов 25 КэВ (с частотой 240 Гц) [100];
- 2. источника ²⁴¹Ат с энергией гамма-квантов 60 КэВ.

Рентгеновский импульс от рентгеновской трубки был достаточно сильным, чтобы обеспечить измеримый заряд ионизации в электролюминесцентном зазоре (десятки тысяч электронов) и достаточно быстрым (0.5 µс), чтобы обеспечить разумное временное разрешение.

На рисунке **4.2** представлена фотография экспериментальной установки. Видна криогенная камера, импульсная рентгеновская трубка, расположенная у дна камеры, часть криогенно-вакуумной системы, система питания и сбора данных, состоящая из электроники фирмы CAEN [101] и осциллографа.



Рисунок 4.2 — Фотография экспериментальной установки

4.1.1 Экспериментальная установка в первом цикле измерений

Схема двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором в первом цикле измерений показана на рисунке 4.3. В криогенной камере располагался катод (изготовленный из ТГЭУ), два полеформирующих электрода (изготовленные так же из ТГЭУ с вырезанными отверстиями 8×8 см²) и электрод, формирующий поле в дрейфовом зазоре (изготовленный из ТГЭУ, обозначенный на рисунке как ТГЭУО), погруженные в слой жидкого Ar толщиной 55 мм. На эти 4 элемента подавалось напряжение через высоковольтный делитель, расположенный в жидкости. Таким образом, между катодом и ТГЭУО образовывалась дрейфовая область в жидком Ar толщиной d_{drift} = 48 мм. Слой жидкого Ar толщиной d_{emiss} = 4 мм над ТГЭУО действовал как область электронной эмиссии. Кроме того, в газовой фазе над жидкостью располагалась сборка двух ТГЭУ, состоящая из ТГЭУ1 и ТГЭУ2. Электролюминесцентный зазор (область электролюминесценции) толщиной d_{GAr} = 18 мм образовывался поверхностью жидкости и ТГЭУ1, который был заземлен через резистор и действовал как анод зазора. Жесткость пластин ТГЭУО и ТГЭУ1 обеспечивала хорошую плоскостность электролюминесцентного зазора даже в условиях высокого поля. Все электроды имели одинаковую активную площадь 10×10 см².

Сопротивления делителя составляли: $R2 = 40 \ M\Omega$, $R3 = 4 \ M\Omega$, $R4 = 600 \ M\Omega$. Сопротивление $R1 = 80 \ M\Omega$ являлось сопротивлением высоковольтного фильтра, расположенного снаружи криогенной камеры. Зная значения сопротивлений и величины зазоров, можем вычислить значения дрейфового поля $E_{drift} = V_0 \cdot 3R_2 / \Sigma R / d_{drift}$, поля в электролюминесцентном зазоре $E_{GAr} = V_0 \cdot (R_4 - R_3) / \Sigma R / (d_{emiss} / \varepsilon_{LAr} + d_{GAr} / \varepsilon_{GAr})$ и эмиссионного поля $E_{emiss} = E_{GAr} / \varepsilon_{LAr}$. Здесь $\Sigma R = 804 \ M\Omega$ — суммарное сопротивление делителя и фильтра, $\varepsilon_{GAr} = 1$, $\varepsilon_{LAr} = 1.55 \ [102]$ — диэлектрические проницаемости газообразного и жидкого Ar соответственно.

Напряжение, прикладываемое к делителю, варьировалось от 11 до 22 кВ, таким образом, дрейфовое электрическое поле в жидком Ar составляло $E_{drift} = 0.34-0.68$ кВ/см, эмиссионное поле $E_{emiss} = 2.6-5.97$ кВ/см и электрическое поле в электролюминесцентном зазоре $E_{GAr} = 3.9-7.9$ кВ/см. Напряжение на ТГЭУО, определяемое сопротивлением R3, подбиралось таким образом, что-бы обеспечить эффективное вытягивание дрейфующих электронов из дрейфовой

области в область электронной эмиссии: электроны дрейфовали последовательно из области более низкого электрического поля в область более высокого, что приводит, как показало моделирование, к эффективному пропусканию электронов через ТГЭУО. Кроме того, высокое эмиссионное поле, превышающее 2 кВ/см, гарантировало полное извлечение электронов из жидкости в газовую фазу [37]. Среднее время дрейфа электронов через дрейфовый, эмиссионный и электролюминесцентный промежутки варьировалось от 25 до 35 µs в зависимости от приложенных электрических полей.



Рисунок 4.3 — Схема двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором

Были возможны два способа оптического считывания электролюминесцентного зазора. Во-первых, зазор просматривался четырьмя компактными криогенными 2-х дюймовыми ФЭУ (R6041-506MOD [93]), расположенными по периметру зазора на расстоянии 77 мм от его центра. Чтобы предотвратить пробои и проникновение поля из высоковольтной области электролюминесцентного зазора, ФЭУ были электрически изолированы от зазора заземленной сеткой и защитным коробом прямоугольной формы, выполненным из оргстекла (см. рисунок 4.4). Короб имел внутренний размер 141×141 мм² и толщину стенки 2 мм. Чтобы преобразовать ВУФ в видимый свет, на внутренней поверхности короба, обращенной к электролюминесцентному зазору, перед каждым ФЭУ были нанесены четыре пленки сместителя спектра (WLS) на основе тетрафенилбутадиена в полистирольной матрице [103]. Каждый ФЭУ имел бищелочной фотокатод диаметром 45 мм. ФЭУ были подключены через делители напряжения, установленные на их основаниях.



Рисунок 4.4 — Фотографии различных этапов монтажа внутренней сборки двухфазного криогенного детектора в первом цикле измерений, а именно, этапы монтажа: защитной сетки над матрицей Si-ФЭУ; двухкаскадного ТГЭУ; электродов для образования дрейфового зазора (виден делитель напряжения); металлического корпуса с встроенными в него ФЭУ; оргстеклянного короба с нанесенными пленками сместителя спектра

Во-вторых, сцинтилляции в спектральном диапазоне, отличном от ВУФ, т.е. в ближнем УФ, видимом и ближнем ИК диапазонах, регистрировались с использованием Si-ФЭУ МРРС 13360-6050PE [22; 93], помещенного в газовую фазу над ТГЭУ2. Si-ФЭУ имел активную область 6×6 мм². Si-ФЭУ был электрически изолирован от ТГЭУ2 заземленной сеткой и оргстеклянной пластиной толщиной 1.5 мм.

При изучении электролюминесценции двухкаскадный ТГЭУ не работал в режиме усиления, и Si-ФЭУ не участвовали в оптическом считывании лавинных сцинтилляций. Вместо этого Si-ФЭУ непосредственно регистрировал пропорциональную электролюминесценцию с электролюминесцентного зазора через сборку двух ТГЭУ, которые действовали как теневая маска. На рисунке 4.4 представлены фотографии различных этапов монтажа внутренней сборки двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором.

4.1.2 Экспериментальная установка во втором цикле измерений

Двухфазный криогенный детектор с электролюминесцентным зазором, используемый во втором цикле измерений, был во многом подобен изначальному: дрейфовая и эмиссионная области имели те же характеристики, электролюминесцентный зазор просматривался четырьмя компактными 2-дюймовыми ФЭУ R6041-506MOD [104; 105], расположенными по периметру зазора. Его схема представлена на рисунке 4.5. ФЭУ были электрически изолированы от зазора оргстеклянным коробом. Три из четырех ФЭУ были сделаны чувствительными к излучению чистого *Ar* в ВУФ путем нанесения пленок сместителя спектра (WLS) на внутреннюю поверхность короба, обращенную к зазору перед этими ФЭУ. Обозначим эту конфигурацию считывания как "ФЭУ с WLS".

Важной модификацией установки по сравнению с установкой [16; 24] было то, что один из четырех ФЭУ был намеренно оставлен нечувствительным к ВУФ (конфигурация считывания "ФЭУ без WLS"). Вместо этого была обеспечена его чувствительность к УФ: вместо оргстекла с пленкой сместителя спектра перед данным ФЭУ располагалась оргстеклянная пластина, прозрачная выше 300 нм.

Электролюминесцентный зазор также просматривался с помощью Si-ФЭУ MPPC 13360-6050PE сверху, через оргстеклянную пластину и ТГЭУ со спектральной чувствительностью в диапазоне от ближнего УФ (360 нм) до NIR (1000 нм). Si-ФЭУ работал при перенапряжении 3.6 или 5.6 В.

78

Другая модификация заключалась в том, что использовался только один ТГЭУ перед Si-ФЭУ вместо двух для простоты и для увеличения сигнала Si-ФЭУ при прямом оптическом считывании электролюминесцентного зазора (см. рисунок 4.5). Здесь стоит отметить, что расстояние от ТГЭУ1 до Si-ФЭУ при этом значительно сократилось: с 11 мм до 7 мм (см. рисунки 4.3 и 4.5), что привело к еще более значительному увеличению эффективности регистрации фотона на Si-ФЭУ.



Рисунок 4.5 — Схема двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором после модификации

Напряжение, прикладываемое к делителю, варьировалось от 5 до 20 кВ, таким образом, дрейфовое электрическое поле в жидком Ar составляло $E_{drift} = 0.12-0.62$ кВ/см, эмиссионное поле $E_{emiss} = 0.93-4.65$ кВ/см и электрическое поле в электролюминесцентном зазоре $E_{GAr} = 1.44-7.2$ кВ/см.

4.1.3 Экспериментальная установка в третьем цикле измерений

Важной модификацией установки по сравнению с предыдущей было то, что все четыре ФЭУ использовались без сместителя спектра, т.е. были нечувствительны к ВУФ: вместо акрилового короба с пленками WLS использовался короб из акрила, прозрачного выше 300 нм, т.е. вплоть до УФ. Соответственно, общая спектральная чувствительность ФЭУ составляла от 300 до 600 нм. В остальном, схема детектора, используемого в третьем цикле измерений, была аналогична изображенной на рисунке 4.5. Работа без WLS приводит к подавлению перекрестных наводок между ФЭУ, которые в противном случае вызваны переизлучением обычной электролюминесценции в ВУФ в пленках сместителя спектра. В этом отношении эксперимент, проведенный в третьем цикле измерений, можно считать более «чистым» по сравнению с экспериментом второго цикла измерений.

4.2 Криогенно-вакуумная система

На рисунке 4.6 представлена схема криогенно-вакуумной системы двухфазного криогенного детектора с криогенной камерой 9 литров. Она состоит из следующих подсистем.

- Подсистема откачки, поиска течей и анализа состава газа; она содержит следующие компоненты: турбомолекулярный насос (HiCube 400 Classic [106]), анализатор остаточных газов (RGA Pfeiffer-Vacuum QMG220F₂ [106]), газоанализатор «CBET» [107], гелиевый течеискатель (Shimadzu MSE-2000 DRY [108]).
- Подсистема сжижения газа с его сопутствующей очисткой и стабилизации температуры; она содержит следующие компоненты: внутренний и внешний охлаждающие контуры с жидким N₂, большой и малый фильтры Oxisorb.
- Подсистема хранения газа и его подачи в детектор; она включает в себя: манометры, газовые редукторы, баллоны. Баллоны I и II используются для сжижения газа после захода путем их захолаживания жидким азотом и последующего его хранения. Баллон Ref используется для хранения Ar,

который еще не использовался для криогенных заходов; этот газ используется как контрольный при измерении концентрации азота в рабочем газе.



Рисунок 4.6 — Схема криогенно-вакуумной системы двухфазного криогенного детектора с криогенной камерой 9 литров

Детектор работал в двухфазном режиме в равновесном состоянии при давлении насыщенного пара 1.000 \pm 0.003 атм и при температуре 87.3 К. Для экспериментов использовался *Ar* с известной чистотой 99.9998% (сверхчистый, содержание N₂ \leq 1 ppm).

4.2.1 Калибровка толщины слоя жидкого Ar

Т.к. геометрия детектора является достаточно сложной, включает в себя объемные компоненты (такие, как ФЭУ, короб из оргстекла и др.), неравномерно распределенные по объему детектора, нетривиальной задачей является расчет количества *Ar*, которое необходимо сжижить, чтобы получить нужную толщину слоя жидкости. Для этого были проведены следующие две процедуры, основанные на различных подходах. Первый: моделирование детектора при помощи программы SolidWorks с последующим "заполнением жидкостью" модели детектора. Второй основан на регистрации скачка емкости ТГЭУ1, когда жидкость заполнит его отверстия. Рассмотрим эти подходы подробнее.

На рисунке 4.7 представлена 3D-модель экспериментальной установки в масштабе, выполненная в программе SolidWorks. В модели были учтены следующие элементы помимо геометрии самой камеры: металлический корпус со встроенными в него ФЭУ, толстые ГЭУ, в том числе выполняющие роль катода и полеформирующих электродов, короб из оргстекла, поддерживающие столбики, проставки и сопротивления делителя.



Рисунок 4.7 — 3D-модель экспериментальной установки (вид в разрезе). Видны металлический корпус со встроенными в него ФЭУ, толстые ГЭУ, короб из оргстекла, а также показан искомый уровень жидкости

Модель детектора заполнялась жидкостью до заданного уровня с шагом менее миллиметра. Для каждого уровня средствами программы вычислялся объем жидкости. Результаты процедуры представлены на рисунке 4.8. На правой шкале отображено соответствующее количество атмосфер, при сжижении из баллона объемом 40 литров. Стрелками показано положение границы раздела фаз (63.5 мм) и соответствующее ей количество газа (46.5 атм). Из рисунка видно, что зависимость количества газа от толщины слоя жидкости хорошо описывается прямой на промежутке от ТГЭУО до ТГЭУ1, причем тангенс угла наклона равен 0.712.



Рисунок 4.8 — Результаты моделирования зависимости объема жидкости (и соответствующего количества атмосфер) от толщины слоя жидкого *Ar*.
Вертикальные линии показывают положение катода, ТГЭУ0 и ТГЭУ1. Стрелками показано положение границы раздела фаз и соответствующее ей количество атмосфер

На рисунке 4.9 представлен график изменения емкости, измеренной на ТГЭУ1, в зависимости от количества сжиженного газа для двух калибровочных процедур, проведенных в 2014 и 2017 годах. Видно, что для данных 2017 года скачкообразное изменение емкости наблюдается от 58.8 - 61.6 атм; среднее значение составляет 60.2 атм, что хорошо согласуется с полученным в моделировании значением 59 атм (см. рисунок 4.8). Зная толщину электролюминесцентного промежутка (18 мм) и тангенс угла наклона зависимости количества газа от толщины слоя жидкости (0.712 атм/мм), можно вычислить количество газа, затраченное на заполнение электролюминесцентного промежутка жидкостью: 0.712 атм/мм·18 мм = 12.8 атм. Таким образом, можно вычислить количество газа, необходимое для образования в электролюминесцентном зазоре слоя жидкости толщиной 4 мм: 60.2 атм-12.8 атм = 47.4 атм. Полученное значение согласуется с результатами моделирования.



Рисунок 4.9 — График изменения емкости, измеренной на ТГЭУ1, в зависимости от количества сжиженного газа для двух калибровочных процедур: 2014 (левая шкала) и 2017 (правая шкала) года. Видно, что данные обеих процедур хорошо согласуются между собой

Таким образом, во всех заходах в первом цикле измерений было выбрано количество Ar, соответствующее среднему значению результатов описанных выше процедур, а именно 47 атм. При работе с детектором после модификации, во втором цикле измерений, этого количества оказалось недостаточно, т.к. работа детектора была нестабильной: при подаче поля возникали пробои, поэтому количество Ar было увеличено до 48 атм. Это же количество Ar использовалось и в третьем цикле измерений.

4.2.2 Контроль концентрации примеси N₂

Контроль концентрации примеси N_2 к Ar осуществлялся двумя способами, а именно при помощи анализатора остаточных газов (RGA Pfeiffer-Vacuum QMG220F₂ [106]) и методом эмиссионной спектроскопии с использованием газоанализатора «CBET» [107]. Концентрацию N_2 измеряли до и после каждого захода в газе, который содержался в баллоне из нержавеющей стали, из которого он сжижался в криогенную камеру и в который собирался обратно. Измеренное таким образом содержание N_2 в первом цикле измерений составляло 9±3 ppm, что соответствовало содержанию в двухфазном режиме около 9 и 24 ppm в жидкой и газовой фазах соответственно (согласно закону Рауля). Во втором и в третьем цикле измерений концентрация N_2 удерживалась менее 1 ppm.

4.2.3 Контроль концентрации электроотрицательных примесей

Во время каждой процедуры охлаждения Ar очищался от электроотрицательных примесей фильтром Oxisorb, что обеспечивало время жизни электрона в жидкости > 70 µs. Оценка времени жизни электрона в жидкости в двухфазном криогенном детекторе проводилась методом, описананным в работе [15].

На рисунке 4.10, взятом из работы [15], показан выход электролюминесцентного зазора в зависимости от электрического поля в зазоре для рентгеновских лучей от импульсной рентгеновской трубки с использованием измеренного заряда и для гамма-квантов от источника ²⁴¹*Am* с использованием расчетного заряда. В последнем случае заряд ионизации, попадавший на ТГЭУ1 (анод), был слишком мал для измерения. Поэтому он рассчитывался теоретически путем интерполяции зависимости выхода ионизации для гамма-квантов от энергии при различных электрических полях, используя данные работы [100]. Из рисунка видно, что выход электролюминесцентного зазора для гамма-квантов с энергией 60 кэВ систематически ниже выхода для рентгеновских лучей от импульсной трубки. Этот факт связан с двумя эффектами, не учитываемыми при расчете заряда: прохождением электронов через ТГЭУ0 и временем жизни электрона в жидкости. Нижний предел времени жизни электрона, полученный данным образом, составил 70 µs [15].



Рисунок 4.10 — Выход электролюминесцентного зазора, измеренный с использованием сигналов ФЭУ в зависимости от электрического поля в зазоре для рентгеновских лучей от импульсной рентгеновской трубки, с использованием измеренного заряда (круги), и для гамма-квантов от источника ²⁴¹*Am* с использованием расчетного заряда (квадраты). Дрейфовое поле в жидком *Ar* показано на верхней оси

Грубая оценка чистоты аргона проводилась пред каждым заходом для исключения возникновения течей. Для этого при низком поле в электролюминесцентном зазоре (3.6 кВ/см) регистрировался зарядовый сигнал с обкладок ТГЭУ1 при облучении детектора импульсной рентгеновской трубкой. На рисунке 4.11 показаны примеры такого сигнала для нормальной чистоты (его длительность от начала до максимума соответствует времени дрейфа от точки конверсии до границы раздела фаз), а также сигнала, форма которого указывает на то, что в детекторе имеется течь (форма сигнала говорит о том, что электроны "прилипают" к электроотрицательным примесям и не вытягиваются в газовую фазу).



Рисунок 4.11 — Пример зарядового сигнала с ТГЭУ (с постоянной времени на усилителе-формирователе 1 µs) при облучении двухфазного криогенного детектора рентгеновскими лучами от расколлимированной импульсной рентгеновской трубки в читом *Ar*. Для сравнения показан зарядовый сигнал, полученный при наличии небольшой течи в детекторе. Отрицательный выброс в начале сигналов объясняется наводкой

4.3 Система питания и сбора данных

На рисунке 4.12 представлена схема системы питания и сбора данных двухфазного криогенного детектора, используемого в данной работе. Для питания катода и электродной системы в жидкости (см. рисунки 4.3 и 4.5) используется высоковольтный источник Spellman SL100N150.

Питание Si-ФЭУ осуществляется при помощи модуля A1510 в составе универсальной системы CAEN низковольтного питания SY4527. На все ФЭУ подается одинаковое напряжение при помощи модуля CAEN N1470.

Поскольку электронные сигналы с ФЭУ, ТГЭУ и Si-ФЭУ являются достаточно слабыми, то перед обработкой и записью их необходимо усиливать. Из рисунка 4.12 видно, что сигнал с ТГЭУ усиливается с использованием зарядочувствительного предусилителя (CSP), за которым следует усилитель-формирователь

(ORTEC 570); время формирования подбиралось таким образом, чтобы учитывать основную часть сигнала. Сигнал с Si-ФЭУ усиливается с использованием быстрого усилителя со временем формирования 40 ns и коэффициентом усиления 56 (NAICAM N410), выполненного в стандарте корзины NIM. Сигнал с каждого из четырех ФЭУ поступает на быстрый усилитель (CAEN N979) с полосой пропускания 250 МГц и коэффициентом усиления 10. Быстрые выходные сигналы использовались во временных измерениях для анализа формы импульса. Затем сигналы со всех ФЭУ, перед которыми нанесены пленки сместителя спектра (четыре ФЭУ в первом цикле измерений и три ФЭУ — во втором), суммируются при помощи сумматора-разветвителя (CAEN N625). То же происходит с сигналами с ФЭУ без сместителя спектра (первый ФЭУ во втором цикле измерений и четыре ФЭУ — в третьем). После этого суммарные сигналы с ФЭУ усиливаются при помощи линейного усилителя со временем формирования 200 нс (LA).



Рисунок 4.12 — Схема питания и система сбора данных двухфазного криогенного детектора с криогенной камерой объемом 9 литров

Усиленные сигналы ФЭУ и ТГЭУ разветвляются при помощи сумматора-разветвителя и оцифровываются при помощи АЦП (FADC CAEN V1740, 64 канала, 12 бит, 62.5 Msample/s) и при помощи 4-канального осциллографа LeCroy WR HRO 66Zi (600 МГц, 12 бит). Усиленные сигналы с Si-ФЭУ оцифровываются либо при помощи осциллографа, либо при помощи АЦП V1740. Так как плата V1740 имеет специфические разъемы (ERNI SMC-114805 Dual Row 68 pin), сигналы с ФЭУ и ТГЭУ подаются на плату через специальный переходник (CAEN A476B); этот же переходник используется для передачи сигнала с Si-ФЭУ на осциллограф.

Таким образом, имеется две возможные опции оцифровки, обработки и записи сигналов с чувствительных элементов двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором: при помощи АЦП V1740 и осциллографа LeCroy WR HRO 66Zi. V1740 используется в основном для записи каждого события со всех каналов для обработки в режиме off-line. Осциллограф используется в качестве АЦП для on-line анализа формы сигналов, включая их амплитудные распределения, а также для настройки системы сбора данных и для выработки триггера.

При облучении детектора гамма-квантами от источника ¹⁰⁹Cd или ²⁴¹Am, осциллограф работает в режиме внутреннего запуска по порогу суммарного сигнала с ФЭУ. При облучении детектора рентгеновскими лучами от импульсной рентгеновской трубки, трубка обеспечивает внешний запуск.

4.4 Методика обработки сигналов

Для того, чтобы определить абсолютные выходы электролюминесценции, необходимо амплитуды оптических сигналов, измеренные при помощи ФЭУ и Si-ФЭУ, выразить в числе фотоэлектронов, а зарядового сигнала, измеренного на аноде (ТГЭУ1), — в числе электронов. Процедура калибровки зарядового сигнала проводилась стандартным образом при помощи инжекции известного заряда на вход усилительной схемы. Процедуры обработки сигналов ФЭУ и Si-ФЭУ описаны ниже.

4.4.1 Обработка сигналов с Si-ФЭУ

Обработка сигналов Si-ФЭУ выполнялась в режиме оффлайн, при помощи специальной программы с графическим интерфейсом, написанной в среде LabVew; интерфейс программы показан на рисунке 4.13.



Рисунок 4.13 — Интерфейс программы для обработки сигналов с Si-ФЭУ. Показана основная часть сигнала (с момента прихода триггера при 32 мкс до 70 кмс) при напряжении на делителе V₀ = 20 кВ и напряжении на Si-ФЭУ 46 В

Программа работала следующим образом. На левый верхний экран выводился исходный сигнал Si-ФЭУ, записанный на осциллограф или на ПК. К нему применялся фильтр Savitsky-Golay (имеющийся в среде программирования), позволяющий значительно подавить шумы, а так же вычислялся медианный фит, который позволял отслеживать изменение базовой линии, связанное с откликом усилителя (см. левый средний экран). Затем медианный фит вычитался из сигнала с подавленными шумами, а отрицательная часть сигнала отбрасывалась; результат представлен на левом нижнем экране. На этом предварительная подготовка сигналов заканчивалась и начиналась непосредственно обработка. В процессе обработки отбирались пики с амплитудой выше заданного порога (см. правый верхний экран), вычислялись их площади и количество (правый средний экран).

В первом и во втором циклах измерений амплитуда сигнала вычислялась следующим образом: общая площадь пиков делилась на площадь пика, соответствующего одному фотоэлектрону (см. вставку на рисунке 3.18 в разделе 3.4). В третьем цикле измерений для определения амплитуды сигнала с Si-ФЭУ производился прямой подсчет числа пиков, соответствующих регистрации одного фотона. Первый метод может иметь неопределенности из-за игнорирования перекрестных наводок и смещения базовой линии, а второй — из-за перекрытия пиков.

4.4.2 Обработка сигналов с ФЭУ

В первых двух циклах измерений обработка сигналов с ФЭУ производилась следующим образом. Площадь импульса сигнала с ФЭУ после линейного усилителя (см. рисунок 4.12 в разделе 4.3) нормировалось на площадь однофотоэлектронного импульса при том же рабочем напряжении на ФЭУ. Чтобы определить среднюю площадь однофотоэлектронного импульса различных конфигураций ФЭУ, проводились специальные измерения, в которых регистрировались шумовые сигналы на каждом из четырех ФЭУ при напряжении 850 В.

На рисунке 4.14, слева, показан спектр шумовых сигналов одного из ФЭУ двухфазного криогенного детектора, полученный при максимальном напряжении (850 В), когда однофотоэлектронный сигнал был четко виден. С помощью данного спектра определялась средняя амплитуда одного фотоэлектрона. Полученные значения усреднялись по всем ФЭУ в одинаковой конфигурации (со сместителем спектра или без него). Так как измерение выходов электролюминесценции происходило при гораздо более низких напряжениях на ФЭУ (450-750 В), при которых шумовые сигналы ФЭУ не могут быть надежно зарегистрированы, чтобы получить амплитуду однофотоэлектронного импульса при рабочем напряжении, использовались соответствующие усилительные характеристики. Усилительные характеристики были получены при помощи облучения детектора гамма-квантами от источника ²⁴¹*Am* при напряжениях на делителе ФЭУ 650-850 В

или рентгеновскими лучами от импульсной трубки при напряжениях на делителе ФЭУ 450-650 В.



Рисунок 4.14 — Слева: пример амплитудного распределения шумовых (однофотоэлектронных) сигналов одного из ФЭУ при напряжении на делителе ФЭУ 850 В; спектр шума электроники также показан. Справа: зависимость амплитуды одного фотоэлектрона от напряжения, приложенного к делителю ФЭУ, усредненной по четырем ФЭУ со сместителем спектра (в первом цикле измерений), усредненное по трем ФЭУ со сместителем спектра и для одиночного

ФЭУ без сместителя спектра (во втором цикле измерений)

На рисунке 4.14, справа показаны значения амплитуд от срабатывания одного фотоэлектрона в зависимости от напряжения на делителе ФЭУ: для четырех ФЭУ со сместителем спектра в первом цикле измерений (квадраты); для трех ФЭУ со сместителем спектра и для одного ФЭУ без сместителя спектра во втором цикле измерений (треугольники и круги соответственно). Полученные точки данных аппроксимировались гладкой функцией, при помощи которой в дальнейшем вычислялась амплитуда сигнала при рабочем напряжении.

В третьем цикле измерений амплитуда сигналов с ФЭУ определялась аналогично методу, применяемому в третьем цикле измерений для Si-ФЭУ. Для этого использовались быстрые сигналы непосредственно с быстрых усилителей САЕN N979 (см. рисунок 4.12). Напряжение на ФЭУ при этом было достаточно высоким (850 В), чтобы обеспечить измеримые однофотоэлектронные сигналы. Первый метод может иметь неопределенности из-за смещения базовой линии, а второй — из-за перекрытия пиков. Глава 5. Измерение выходов электролюминесценции и сравнение с теорией

Данная глава посвящена изучению процесса электролюминесценции в Ar при помощи двухфазного криогенного детектора. Как было сказано в 1.3.4, ранее нашей группой было обнаружено наличие компоненты электролюминесценции вне ВУФ в Ar с небольшой (~50 ppm) примесью N_2 [16]. Целью первого цикла измерений в данной работе было подтвердить или опровергнуть наличие компоненты вне ВУФ в с небольшой примесью N_2 . Целью второго и третьего циклов измерений являлось изучение электролюминесценции в чистом Ar, как в ВУФ области, так и вне ее, чтобы измерить абсолютный выход электролюминесценции, а так же понять, связана ли компонента вне ВУФ с примесью N_2 . При этом в третьем цикле измерений все ФЭУ использовались без сместителей спектра (WLS), что позволило исключить возможность влияния оптических наводок WLS на Si-ФЭУ и ФЭУ без сместителя спектра.

Таким образом, как говорилось в предыдущей главе, было проведено три измерительных цикла с различными конфигурациями детектора. В первом цикле измерений с электролюминесцентного зазора регистрировались два типа оптических сигналов: сигнал с четырех ФЭУ со сместителем спектра и сигнал с Si-ФЭУ. Во втором цикле измерений с электролюминесцентного зазора регистрировались три типа оптических сигналов: сигнал с трех ФЭУ с со сместителем спектра, сигнал с одного ФЭУ без сместителя спектра и сигнал с Si-ФЭУ. Для удобства в дальнейшем обозначим упомянутые конфигурации фотодетекторов следующим образом: "ФЭУ с WLS", "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ" соответственно. В третьем цикле измерений с электролюминесцентного зазора регистрировались два типа оптических сигналов: сигнал с ФЭУ без сместителя спектра и сигнал с Si-ФЭУ.

Измеряемыми величинами в данной работе являются выход электролюминесцентного зазора и абсолютный выход электролюминесценции. Чувствительность двухфазного детектора с электролюминесцентным зазором характеризуется выходом электролюминесцентного зазора. Его можно определить как количество фотоэлектронов, зарегистрированных определенной конфигурацией фотодетектора (N_{pe}), нормированное на количество электронов, дрейфующих в электролюминесцентном зазоре и вызывающих пропорциональную электролюминесценцию (q_e):

$$Y_{XX} = N_{pe}/q_e.$$
 (5.1)

Здесь XX обозначает конфигурацию считывания: "ФЭУ без WLS", "ФЭУ с WLS" или "Si-ФЭУ".

Абсолютный выход электролюминесценции, определенный в 1.5 и 2.8 для стандартного механизма электролюминесценции и для электролюминесценции за счет тормозного излучения на атомах соответственно, выражается следующим образом через величины, измеряемые экспериментально:

$$Y_{EL} = \frac{N_{ph}}{q_e \cdot d}.$$
(5.2)

Здесь *d* — толщина электролюминесцентного зазора (которая для нашего детектора составляет 18 мм), а число фотонов, зарегистрированное при помощи каждой конфигурации фотодетектора, определяется следующим образом:

$$N_{ph} = N_{pe}/PCE, (5.3)$$

где *PCE* — эффективность конверсии фотона в фотоэлектрон.

Для ФЭУ

$$PCE = \langle \varepsilon \rangle \langle CE \rangle \langle QE \rangle, \tag{5.4}$$

для компонент, переизлучаемых сместителем спектра, и

$$PCE = \langle \varepsilon \rangle \langle QE \rangle, \tag{5.5}$$

для компоненты, зарегистрированной напрямую. Для Si-ФЭУ

$$PCE = \langle \varepsilon \rangle \langle PDE \rangle. \tag{5.6}$$

Здесь < ε > — усредненная эффективность сбора фотонов, < *CE* > эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра, усредненная по спектру излучения электролюминесценции, < *QE* > — квантовая эффективность ФЭУ, усредненная по спектру излучения сместителя спектра или по спектру электролюминесценции и свернутая со спектром полусферического пропускания сместителя спектра (для ФЭУ со сместителем спектра) или со спектром пропускания акриловой пластины (для ФЭУ без сместителя спектра), а < *PDE* > — эффективность регистрации фотонов на Si-ФЭУ, усредненная по спектру электролюминесценции и свернутая со спектром пропускания акриловой пластины. Схемы экспериментальных установок в первом и во втором циклах измерений представлены на рисунках 4.3 (см. раздел 4.1.1) и 4.5 (см. раздел 4.1.2) соответственно. Экспериментальная установка третьего цикла измерений описана в разделе 4.1.3.

Таким образом, для определения абсолютного выхода электролюминесценции необходимо знать следующие параметры двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором: эффективность сбора фотонов на ФЭУ и Si-ФЭУ, эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра, спектры квантовых выходов ФЭУ и Si-ФЭУ. Нужно так же знать спектры пропускания оптических компонент детектора (оргстеклянных пластин и пленки сместителя спектра). Все эти параметры объединены термином "оптические параметры" и будут обсуждаться в разделе **5.1**. Часть параметров измерялась экспериментально, часть определялась при помощи моделирования, а часть была взята из литературы.

В разделе 5.2 будет дано описание экспериментальных данных при помощи различных моделей электролюминесценции. Разделы 5.3 и 5.4 посвящены измерению выходов электролюминесценции в двухфазном криогенном детекторе в Ar с примесью N_2 и в чистом Ar (в том числе за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах) соответственно.

Результаты, описанные в данной главе, легли в основу нескольких статей по изучению процесса электролюминесценции в Ar [15; 16; 23—25] и [109].

5.1 Определение оптических параметров двухфазного криогенного детектора

Эффективность сбора фотонов ФЭУ и Si-ФЭУ определялась методом моделирования Монте-Карло при помощи программы, написанной на языке программирования C++. Общим этапом для всех процедур моделирования являлось определение области излучения фотонов электролюминесценции. Вертикальные ее размеры определялись толщиной электролюминесцентного зазора, т.е. расстоянием от границы раздела фаз до нижней обкладки первого ТГЭУ (ТГЭУ1), которое составляло 18 мм (см. рисунки 4.3 и 4.5). Диаметр области излучения соответствовал диаметру области конверсии рентгеновских фотонов в электрон, которая определялась геометрией детектора и коллиматора, а также положением источника излучения относительно детектора (см. рисунок 5.1). Облучение рентгеновскими лучами со средней энергией фотонов 25 кэВ производилось через коллиматор диаметром 6 мм от импульсной рентгеновской трубки, которая располагалась на расстоянии 100 мм от окна внешней камеры. С учетом пробега рентгеновских лучей со средней энергией 25 кэВ [100] поперечный размер области конверсии составил ~8 мм.



Рисунок 5.1 — Схема облучения детектора рентгеновскими лучами от рентгеновской трубки через коллиматор диаметром 6 мм. Размеры даны в мм

После определения координат точки излучения фотона разыгрывались полярный и азимутальный углы излучения фотона равномерно в полный телесный угол. Затем начиналась трассировка фотона до данного фотодетектора.

5.1.1 Моделирование эффективности сбора фотонов на Si-ФЭУ

Чтобы быть зарегистрированным на Si-ФЭУ, фотон должен пройти сквозь один или два ТГЭУ, сетку с известной прозрачностью (равной 0.9) и оргстеклянную пластину с коэффициентом преломления в диапазоне чувствительности Si-ФЭУ n = 1.5. На рисунке 5.2 показаны примеры распространения фотонов до Si-ФЭУ: вариант с прямым попаданием и с отражением от жидкости.

На рисунке 5.3 показаны распределения по эффективности сбора фотонов, образованных в электролюминесцентном зазоре и зарегистрированных Si-ФЭУ, для двух конфигураций считывания с учетом полного внутреннего отражения и отражения Френеля на границах газ-оргстекло и оргстекло-газ, прозрачности сетки перед Si-ФЭУ, отражения от электродов ТГЭУ и поверхности жидкости:

- МРРС S13360-6050PE с активной областью 6х6 мм² над двумя ТГЭУ (первый цикл измерений).
- MPPC S13360-6050PE с активной областью 6х6 мм² над одинарным ТГЭУ (второй и третий циклы измерений).



Рисунок 5.2 — Некоторые учтенные в моделировании способы распространения фотонов для расчета эффективности сбора фотонов на Si-ФЭУ. Желтым цветом выделена область излучения фотонов, определяемая толщиной электролюминесцентного зазора и диаметром области конверсии

Из распределений, представленных на рисунке 5.3 определялось среднее значение эффективности регистрации фотонов, $\langle \varepsilon_{SiPM} \rangle$, для каждой конфигурации; результаты представлены в таблице 9.

Из таблицы 9 видно, что эффективности сбора фотонов Si-ФЭУ для конфигураций детектора с одним и двумя ТГЭУ отличаются в 7.8 раз. Здесь стоит отметить, что добавление одного ТГЭУ в моделирование приводит к тому, что телесный угол уменьшается в ~4.5 раза. Оставшийся фактор 1.7 объясняется тем, что среднее расстояние от плоскости Si-ФЭУ до точки конверсии в конфигурации с одним ТГЭУ на 4.5 мм меньше по сравнению с конфигурацией с двумя ТГЭУ.

Таблица 9 — Эффективность сбора фотонов на Si-ФЭУ при различных конфигурациях детектора

Конфигурация детектора	$\langle \varepsilon_{SiPM} \rangle$
МРРС S13360-6050РЕ (6х6 мм ²) 2ТГЭУ (первый цикл)	$3.24 \cdot 10^{-4}$
MPPC S13360-6050PE (6х6 мм ²) 1ТГЭУ (второй и третий циклы)	$2.55 \cdot 10^{-3}$



Рисунок 5.3 — Распределения по эффективности сбора фотонов на Si-ФЭУ МРРС S13360-6050PE с активной областью 6х6 мм² в двух конфигурациях, для первого (нижняя шкала) и второго (верхняя шкала) циклов измерений

5.1.2 Моделирование эффективности сбора фотонов на ФЭУ

На рисунке 5.4 показаны примеры распространения фотонов на ФЭУ. Основной вклад в эффективность сбора фотонов на ФЭУ дают фотоны, попавшие

в ФЭУ напрямую, без отражений от ТГЭУ и без отражений и преломлений на границе раздела фаз (см. рисунок 5.4). Результаты моделирования для четырех ФЭУ в таком случае (0.0474) хорошо согласуются с геометрическими оценками телесного угла

$$4\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = 4\frac{S}{4\pi R^2} = 4\frac{18\cdot 43}{4\pi\cdot 70.5^2} = 0.0484,$$
(5.7)

где S — площадь фотокатода ФЭУ, ограниченная границей раздела фаз и ТГЭУ1, R — расстояние от центра электролюминесцентного зазора до короба из оргстекла. Учет более сложных траекторий, примеры которых показаны на рисунке 5.4, дает фактор от 1.3 до 1.6 в зависимости от длины волны и конфигурации считывания. Такое отличие для разных длин волн обусловлено в основном тем фактом, что при длине волны меньше 150 нм коэффициент отражения от медных электродов ТГЭУ равен нулю.



Рисунок 5.4 — Некоторые учтенные в моделировании способы распространения фотонов для расчета эффективности сбора фотонов на ФЭУ

Как упоминалось в предыдущей главе, ФЭУ в детекторе могут находиться в двух конфигурациях: ФЭУ со сместителем спектра, нанесенным на акриловый короб, расположенный перед ФЭУ ("ФЭУ с WLS") и ФЭУ без сместителя спектра ("ФЭУ без WLS"). Первая конфигурация детектора регистрирует фотоны с длинной волны менее 400 нм после их переизлучения в WLS. Кроме того, она регистрирует фотоны с длиной волны свыше 400 нм напрямую. Во второй конфигурации перед ФЭУ находится акрил, прозрачный начиная с 300 нм, таким образом, ФЭУ напрямую регистрирует фотоны с длиной волны выше 300 нм. На рисунке 5.5 показаны результаты моделирования для описанных конфигураций с учетом всех возможных траекторий распространения фотонов с учетом полного внутреннего отражения и отражения Френеля на границах газ-оргстекло, газ-полистирол, полистирол-оргстекло и оргстекло-газ и прозрачности сетки перед ФЭУ (0.773). Средние значения эффективности регистрации фотонов, $\langle \varepsilon_{PMT} \rangle$, для различных спектральных диапазонов при различных конфигурациях фотодетектора, полученные из спектров, представленных на рисунке 5.5, представлены в таблице 10.

Видно, что значение эффективности регистрации фотонов для длины волны 128 нм на 20 % меньше, чем значение, полученное для диапазона 250-400 нм. Как упоминалось выше, этот факт связан с тем, что фотоны с длиной волны 128 нм не отражаются от ТГЭУ. Из рисунка справа видно, что эффективность прямой регистрации фотона для конфигурации "ФЭУ без WLS", немного выше, чем для "ФЭУ с WLS"; это связано с дополнительными потерями на полное внутреннее отражение и отражение Френеля в пленке WLS. Кроме того, сравнивая правый и левый рисунки, легко видеть, что переизлучение в пленке сместителя спектра уменьшает эффективность регистрации фотона ФЭУ практически на порядок.

Так как величина абсолютного выхода фотонов зависит критическим образом от результатов моделирования, была выполнена проверка описанных алгоритмов при помощи средства трассировки фотонов на основе Geant4. Эти два способа дают неопределенность в 20%, которая была включена в итоговую систематическую ошибку измерений.

Таблица 10 — Эффективность сбора фотонов на один ФЭУ для различных конфигураций оптического считывания: ФЭУ с пленкой сместителя спектра ("ФЭУ с WLS") и ФЭУ без сместителя спектра ("ФЭУ без WLS") для различных спектральных диапазонов

Компонента эмиссии	Фотодетектор	$< \varepsilon_{PMT} >$
ВУФ, 128 нм, после переизлучения	"ФЭУ с WLS"	0.00114
УФ, 250-400 нм, после переизлучения	"ФЭУ с WLS"	0.00135
УФ, 400-700 нм, зарегистрированный напрямую	"ФЭУ с WLS"	0.0125
УФ, 300-700 нм, зарегистрированный напрямую	"ФЭУ без WLS"	0.0128

100





5.1.3 Моделирование вклада перекрестных оптических наводок с пленок сместителя спектра

В пленке сместителя спектра происходит переизлучение фотонов в полный телесный угол. Таким образом, фотоны, попавшие на пленку сместителя спектра одного из ФЭУ и переизлученные в ней, могут привести к перекрестным оптическим наводкам на соседние или на противоположный ФЭУ. Чтобы оценить вклад перекрестных оптических наводок в эффективность регистрации фотонов, было проведено дополнительное моделирование, а именно была проведена трассировка фотонов, попавших в пленки сместителя спектра и переизлученных назад (в обратную полусферу), по тем же правилам, что и для фотонов из электролюминесцентного зазора. На рисунке 5.6 представлены распределения по эффективности сбора фотонов от перекрестной оптической наводки. Как видно из рисунка, эффективность регистрации ФЭУ в этом случае несколько больше для ФЭУ без сместителя спектра, что связано с дополнительным отражением на границе пленки сместителя спектра и оргстекла. Здесь стоит отметить, что диаметр пленки сместителя спектра составлял 70 мм, что значительно больше диаметра фотокатода ФЭУ, который, как было сказано ранее, составлял 45 мм. Сравнивая рисунки 5.6 и 5.5, можно видеть, что для первой конфигурации детектора, в которой перед всеми ФЭУ были нанесены пленки сместителя спектра, в модели чистого *Ar* при длине волны излучения 128 нм, вклад перекрестных наводок в сигнал одного ФЭУ составляет: $9.06 \cdot 10^{-5} / 0.00114 = 6.33\%$. Этот результат согласуется с величиной, полученной при помощи моделирования в Geant4, которая составила 7.5%.



Рисунок 5.6 — Распределения по эффективности сбора фотонов, переизлученных пленками сместителя спектра, нанесенными перед соседними и противоположным ФЭУ для ФЭУ без сместителя спектра и ФЭУ со сместителем спектра

Аналогичным образом можно вычислить влияние перекрестных оптических наводок на сигнал ФЭУ без сместителя спектра (вторая конфигурация детектора). Из рисунка 5.6 можно видеть, что по абсолютному числу фотонов этот вклад практически такой же, как для ФЭУ со сместителем спектра.

Полученные значения вкладов перекрестных наводок в дальнейшем учитывались для корректного определения абсолютного выхода пропорциональной электролюминесценции.

5.1.4 Оптические свойства пленок сместителя спектра

Как уже упоминалось выше, для конверсии вакуумного ультрафиолета в видимый свет перед ФЭУ были нанесены пленки сместителя спектра, который представлял собой тетрафенилбутадиен в полистирольной матрице, с концентрацией тетрафенилбутадиена 25%. Толщина пленки составляла около 0.4 мм.

Для вычисления эффективности конверсии фотонов необходимо знать следующие оптические свойства пленки сместителя спектра: полусферическое пропускание, спектр излучения и эффективность конверсии фотонов из ВУФ в видимую область спектра.

Полусферическое пропускание для данной пленки было измерено в работе [110] (см. рисунок 5.7, сплошная линия). Спектр излучения сместителя спектра (тетрафенилбутадиен в полистирольной матрице) взят из работы [103] (см. рисунок 5.7, штрих-пунктирная линия).



Рисунок 5.7 — Полусферическое пропускание пленки сместителя спектра [110], эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра, а также спектр излучения сместителя спектра [103]

Что касается эффективности конверсии фотонов в сместителе спектра, к сожалению, на данный момент нет ни одной работы, где бы она была измерена сразу во всем диапазоне длин волн (128 - 400 нм). Мы скомбинировали данные, представленные в работах [103], [111] и [110], чтобы получить эффективности конверсии фотонов пленки сместителя спектра в этом диапазоне длин волн. Результат представлен на рисунке 5.7 (штриховая линия).

5.1.5 Измерение эффективности конверсии фотонов в сместителе спектра

Так как недавно появилась статья авторов работы [103], в котором они ставят под сомнение свои более ранние результаты по эффективности конверсии ВУФ фотонов из-за некорректных калибровок фотодетектора и не приводят новых данных для тетрафенилбутадиена в полистирольной матрице [112], было решено измерить эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра на длине волны 128 нм при помощи нашего детектора и сигнала первичных сцинтилляций от космических мюонов. Для этого было проведено несколько специальных криогенных заходов.

Детектор в конфигурации второго цикла измерений был заполнен жидким аргоном с уровнем жидкости выше ТГЭУ1 и регистрировал сигналы первичной сцинтилляции в жидкости (S1) от треков космических мюонов при помощи трех ФЭУ со сместителем спектра. При помощи схемы совпадений на основе сцинтилляционных счетчиков, расположенных над детектором и под ним, отбирались вертикальные треки от космических мюонов. При этом поперечный размер области прохождения мюонов через детектор определялся в основном верхним счетчиком и составлял 40 мм в диаметре. Эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра получалась путем сравнения измеренного сигнала с трех ФЭУ и результатов специального моделирования эффективности сбора фотонов от первичных сцинтилляций.

На рисунке 5.8 представлен пример суммарных сигналов с трех ФЭУ со сместителем спектра от первичных сцинтилляций в двухфазном криогенном детекторе в жидком Ar. Видно, что в сигнале присутствует быстрая и медленная компоненты, очевидно соответствующие распаду синглетного и триплентого состояний Ar_2^* .



Рисунок 5.8 — Пример суммарного сигнала с трех ФЭУ со сместителем спектра от первичных сцинтилляций в двухфазном криогенном детекторе в жидком *Ar*. Гладкая линия — среднее по всем событиям

Распределение числа фотоэлектронов с трех ФЭУ со сместителем спектра представлено на рисунке 5.9. Из рисунка видно, что среднее число фотоэлектронов в сигнале первичных сцинтилляций составляет 61 фотоэлектрон.

Зная ионизационные потери минимально ионизирующих частиц (мюонов) при прохождении через жидкий Ar (dE/dx = 2.12 / [113]) и энергию, необходимую для образования одного сцинтилляционного фотона, которая составляет $W_s = 24.4$ (см. раздел 1.2), можно при помощи моделирования (по аналогии с разделом 5.1.2) оценить число фотонов первичной сцинтилляции, которые будут зарегистрированы при помощи ФЭУ.

Число фотоэлектронов, зарегистрированных на ФЭУ, следующим образом связано с числом фотонов, излученных в зазоре:

$$N_{pe} = N_{ph} \cdot \langle \varepsilon \rangle \cdot \langle QE \rangle \cdot CE, \qquad (5.8)$$

где < ε > — средняя эффективность сбора фотонов, $\langle QE \rangle$ — квантовая эффективность ФЭУ, усредненная по спектру излучения сместителя спектра, *CE* эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра на длине волны 128 нм. Таким образом, зная $\langle QE \rangle = 0.266$ (см. раздел 5.2.2) и $N_{ph} \cdot \langle \varepsilon \rangle = 473$ (число фотонов, попавших на WLS перед фотокатодом ФЭУ, полученное в моделировании), приходим к величине CE = 0.49±0.03. Полученный результат не сильно отличается от данных [110] (0.58) при 128 нм (см. рисунок 5.7, где звездой показано измеренное нами значение) и в дальнейшем будет использоваться для вычисления выходов электролюминесценции в чистом *Ar*.



Рисунок 5.9 — Амплитудный спектр суммарного сигнала с трех ФЭУ со сместителем спектра, индуцированных первичными сцинтилляциями в жидком *Ar* от космических мюонов

5.2 Описание экспериментальных данных при помощи различных моделей электролюминесценции

Ниже будут рассмотрены модели электролюминесценции, в рамках которых описывались экспериментальные данные, а именно:

- модель электролюминесценции в *Ar* с примесью N₂ (за счет второго положительного континуума N₂);
- 2. модель стандартной электролюминесценции для чистого Ar в ВУФ;
- 3. модель электролюминесценции за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах *Ar*.

Первая модель использовалась для описания данных, полученных в первом цикле измерений; вторая и третья модели использовались для описания данных второго цикла измерений; в третьем цикле измерений применимой была только третья модель.

5.2.1 Модель электролюминесценции в Ar с примесью N₂

Чтобы описать экспериментальные данные в первом цикле измерений, использовалась модель, основанная на гипотезе передачи возбуждения с атомов Arна молекулы N_2 , которая позволяла описать компоненту электролюминесценции, отличную от ВУФ (см. раздел 1.3.4). Исчерпывающее описание источников излучения вне ВУФ в двухфазном Ar с примесью N_2 , можно найти в работе [43], в которой представлен всесторонний анализ уровней энергии, полос излучения и констант скоростей реакций. В области чувствительности ФЭУ все такие источники связаны с излучением N_2 , а именно со вторым или первым положительным континуумом из-за возбужденных состояний $N_2^*(C)$ или $N_2^*(B)$ соответственно, причем первый источник является предпочтительным в соответствии с кинетическим анализом реакции. Кроме того, этот дополнительный вклад не может быть обусловлен эмиссией в ближнем инфракрасном диапазоне, поскольку такая электролюминесценция начинается при гораздо более высоких значениях поля (см. раздел 1.3.3 и [85]).

Таким образом, в данной модели были два основных источника электролюминесценции в двухфазном Ar: во-первых, излучение эксимеров Ar в ВУФ (см. реакцию 1.7) и, во-вторых, излучение в УФ, связанное с N_2 (см. реакцию 1.12). Заметим, что общее количество фотонов, испускаемых в реакциях 1.7 и 1.12, остается постоянным, так как одно атомное возбуждение приводит к образованию одного фотона, испускаемого либо в ВУФ, либо в УФ (с незначительным добавлением излучения в ближней инфракрасной области). На рисунке 5.10 показаны спектры оптических параметров детектора, которые использовались в модели электролюминесценции в Ar с примесью N_2 в первом цикле измерений. А именно: спектр квантовой эффективности (QE) ФЭУ (РМТ R6041-506MOD) при 87 К полученный из [93; 114] с использованием приведенной там температурной зависимости; спектр эффективности регистрации фотонов (PDE) Si-ФЭУ (МРРС 13360-6050PE); пропускание оргстеклянной пластины толщиной 1.5 мм, расположенной перед Si-ФЭУ; полусферическое пропускание и спектр излучения сместителя спектра (см. раздел 5.1.4); а также спектр излучения второго положительного континуума N_2 [59] (см. раздел 1.3.4). Эффективность регистрации фотонов Si-ФЭУ при рабочем напряжении 44 В была получена в разделе 3.4. Кроме того, на рисунке представлен спектр второго положительного континуума N_2 (см. раздел 1.3.4).



Рисунок 5.10 — Спектр квантовой эффективности (QE) ФЭУ (РМТ R6041-506MOD) при 87 К полученный из [93; 114] с использованием приведенной там температурной зависимости; спектр эффективности регистрации фотонов (PDE) Si-ФЭУ (МРРС 13360-6050PE) [22; 93]; пропускание оргстеклянной пластины толщиной 1.5 мм, расположенной перед Si-ФЭУ; полусферическое пропускание сместителя спектра (тетрафенилбутадиен в полистирольной матрице) [110]; а также спектры излучения сместителя спектра [103] и второго положительного континуума N₂ [59] (см. раздел 1.3.4)
Из рисунка 5.10 можно видеть, что ВУФ, испущенный в реакции 1.7, регистрировался при помощи ФЭУ, после его переизлучения в пленке сместителя спектра. Что касается УФ, испущенного в реакции 1.12, часть спектра второго положительного континуума с длиной волны меньше 400 нм регистрировалась так же после переизлучения в пленке сместителя спектра, в то время как остальная часть спектра с длиной волны больше 400 нм (около 15 %) регистрировалась ФЭУ напрямую, без переизлучения. Кроме того, электролюминесценция в УФ регистрировалась напрямую при помощи Si-ФЭУ, что позволило вычислить вклад УФ компоненты (переизлученной в пленке сместителя спектра и зарегистрированной напрямую) в сигнал ФЭУ следующим образом.

Сначала вычислялся абсолютный выход электролюминесценции в УФ, измеренный при помощи Si-ФЭУ (см. 5.2):

$$Y_{EL}^{SiPM} = N_{pe}^{SiPM} / PCE^{SiPM} / N_e / d.$$
(5.9)

После этого вычислялись числа УФ фотоэлектронов, зарегистрированных на ФЭУ напрямую и после переизлучения в пленке сместителя спектра:

$$N_{pe\,Direct}^{PMT} = Y_{EL}^{SiPM} \cdot PCE_{Direct}^{PMT} \cdot d \cdot N_e;$$

$$N_{pe\,Reemmited}^{PMT} = Y_{EL}^{SiPM} \cdot PCE_{Reemmited}^{PMT} \cdot d \cdot N_e.$$
(5.10)

И общее число УФ фотоэлектронов, зарегистрированных на ФЭУ:

$$N_{pe\,UV}^{PMT} = N_{pe\,Direct}^{PMT} + N_{pe\,Reemmited}^{PMT}.$$
(5.11)

В таблице 11 представлены значения $< \varepsilon >$, < CE >, < QE > или < PDE > и *PCE*, вычисленные для электролюминесценции за счет второго положительного континуума (2ПК) N_2 , регистрируемой фотодетекторами двухфазного криогенного детектора в первом цикле измерений (см. выражения 5.4, 5.5, и 5.6). Таблица 11 — Эффективность сбора фотонов (< ε >), рассчитанная для различных компонент электролюминесценции; усредненная эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра по спектру излучения УФ (N_2 2ПК) (< CE >); квантовая эффективность ФЭУ (< QE >) или эффективность регистрации фотонов Si-ФЭУ (< PDE >), усредненная по спектру излучения сместителя спектра или N_2 2ПК и свернутая со спектром полусферического пропускания сместителя спектра или со спектром пропускания оргстеклянной пластины; а также эффективность конверсии фотонов в фотоэлектрон (*PCE*)

Компонента электролюминес- ценции	Фотодетектор	< ε >	$\langle CE \rangle$	$\langle QE angle$ или $\langle PDE angle$	PCE
300-400 нм, переизлученный	"ФЭУ с WLS"	$1.35 \cdot 10^{-3}$	0.34	0.266	$1.23 \cdot 10^{-4}$
400-450 нм, напрямую	"ФЭУ с WLS"	$1.25 \cdot 10^{-2}$	-	0.051	$6.4 \cdot 10^{-4}$
300-450 нм, напрямую	"Si-ФЭУ"	$3.24 \cdot 10^{-4}$	-	0.181	$5.9 \cdot 10^{-5}$

5.2.2 Модель стандартной электролюминесценции в чистом Ar в ВУФ

Аналогично предыдущему пункту с использованием спектров, приведенных на рисунке 5.10, были вычислены значения $\langle \varepsilon \rangle$, $\langle CE \rangle$, $\langle QE \rangle$ и *PCE* для стандартной электролюминесценции в газообразном *Ar* в ВУФ (128 нм), регистрируемой ФЭУ со сместителем спектра в двухфазном криогенном детекторе во втором цикле измерений, которые в дальнейшем понадобятся для определения абсолютного выхода стандартной электролюминесценции. Результаты представлены в таблице 12. Таблица 12 — Эффективность сбора фотонов (< ε >), рассчитанная для стандартной электролюминесценции (чистый *Ar*); усредненная эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра по спектру излучения ВУФ (< *CE* >); квантовая эффективность ФЭУ (< *QE* >), усредненная по спектру излучения сместителя спектра и соответствующим образом свернутая со спектром полусферического пропускания сместителя спектра; а также полученная в результате эффективность конверсии фотонов в фотоэлектрон (*PCE*)

Компонента					
электролюминес-	Фотодетектор	$< \varepsilon >$	$\langle CE \rangle$	$\langle QE \rangle$	PCE
ценции					
128 нм, переизлученный	"ФЭУ с WLS"	$1.14 \cdot 10^{-3}$	0.49	0.266	$1.5 \cdot 10^{-4}$

5.2.3 Модель электролюминесценции за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах

На рисунке 5.11 представлены оптические спектры квантовой эффективности ФЭУ (QE) [93; 114]; эффективности регистрации фотонов Si-ФЭУ (PDE); пропускания оргстеклянных пластин, расположенных перед Si-ФЭУ и ФЭУ без сместителя спектра (обычной и прозрачной в УФ области соответственно). Кроме того, представлена эффективность конверсии ВУФ фотонов в сместителе спектра в видимый свет, полусферическое пропускание сместителя спектра и его спектр излучения (см. раздел 5.1.4). Эффективности регистрации фотонов Si-ФЭУ при рабочем напряжении 46 В была получена в разделе 3.4.

Из рисунка 5.11 можно видеть, что ФЭУ без сместителя спектра напрямую регистрирует фотоны с длиной волны выше 300 нм. Для ФЭУ со сместителем спектра, имеются две компоненты. Компонента, зарегистрированная напрямую (для фотонов с длинной волны выше 400 нм) и компонента, зарегистрированная после переизлучения в пленке сместителя спектра (для фотонов с длиной волны от 100 до 400 нм). Соответственно, полное число фотоэлектронов за счет тормозного излучения, зарегистрированных на ФЭУ со сместителем спектра, определяется как сумма компоненты, зарегистрированной напрямую и компоненты, зарегистрированной после переизлучения в пленке сместителя спектра.

Стоит отметить, что вклад компоненты, зарегистрированной напрямую, оказывается более, чем на порядок выше, чем вклад компоненты, зарегистрированной после переизлучения (см. раздел 5.1.2).



Рисунок 5.11 — Квантовая эффективность (QE) ФЭУ R6041-506MOD при 87 К, полученная из [93; 114] с использованием приведенной там температурной зависимости, эффективность регистрации фотонов (PDE) Si-ФЭУ (MPPC 13360-6050PE [93]) при перенапряжении 46 В, пропускание оргстеклянных пластин перед Si-ФЭУ и ФЭУ без сместителя спектра, измеренные нами, и полусферическое пропускание сместителя спектра (тетрафенилбутадиен в полистирольной матрице) [110]. Также показаны эффективность конверсии фотонов в сместителе спектра и спектр излучения сместителя спектра (тетрафенилбутадиен в полистирольной матрице) [103]

Используя данные, приведенные на рисунке 5.11 и спектры удельного выхода электролюминесценции (для двух видов функций распределения), вычисленные в разделе 2.2 и представленные на рисунке 2.9, можно вычислить число фотоэлектронов, связанных с тормозным излучением, зарегистрированных на каждом типе фотодетекторов. Полученные таким образом теоретические значения будут сравниваться с экспериментальными данными второго и третьего цикла измерений в разделе 5.4.

5.3 Измерение выходов электролюминесценции в *Ar* с примесью *N*₂ в первом цикле измерений

Измерение выходов электролюминесценции в Ar с примесью N_2 осуществлялось при помощи двухфазного криогенного детектора с электролюминесцентным зазором в первом цикле измерений. Его описание представлено в разделе 4.1.1. Концентрация N_2 , измеренная при помощи газоанализатора "CBET" (подробности см. в разделе 4.2.2), составила 9±3 ppm, что согласно закону Рауля соответствовало содержанию в двухфазном режиме около 9 и 24 ppm в жидкой и газовой фазе соответственно.

С электролюминесцентного зазора регистрировались три типа сигналов: оптический сигнал с ФЭУ, зарядовый сигнал с ТГЭУ1, действующего как анод электролюминесцентного зазора, и оптический сигнал с Si-ФЭУ. Оптические сигналы с четырех ФЭУ линейно суммировались.

Амплитуда сигнала с ФЭУ, Si-ФЭУ и анода определялась по методике, описанной в 4.4. Для описания экспериментальных данных использовалась модель электролюминесценции за счет второго положительного континуума N_2 (см. раздел 5.2.1).

5.3.1 Экспериментальные результаты

На рисунке 5.12 показаны выходы электролюминесцентного зазора, измеренные при помощи ФЭУ и Si-ФЭУ, выраженные в числе фотоэлектронов на электрон, дрейфующий в электролюминесцентном зазоре, в зависимости от электрического поля в зазоре. Хорошо видна линейная зависимость выхода электролюминесценции от электрического поля, что подтверждает ее пропорциональный характер. Кроме того, наличие сигнала Si-ФЭУ подтверждает результаты работы [16], в которой впервые было обнаружено наличие компоненты электролюминесценции вне ВУФ в *Ar* с небольшой (~50 ррт) примесью N_2 .

Наличие сигнала с Si-ФЭУ приводит нас к выводу о наличии излучения фотонов в спектральном диапазоне, отличном от ВУФ. Рассмотрим гипотезу, что это излучение связано со вторым положительным континуумом (2ПК) N_2 , как было сделано в работе [16]. Вклад этой УФ компоненты в сигнал ФЭУ, оцененный при помощи выражения 5.11, представлен на рисунке 5.12. Видно, что этот вклад заметный. С другой стороны, теоретический анализ, выполненный в [43], позволяет заключить, что такая гипотеза вряд ли может быть верна при такой малой концентрации N_2 . В данной работе было показано, что передача возбуждения с *Ar* на N_2 происходит при концентрациях N_2 больше 1000 ppm.



Рисунок 5.12 — Выход электролюминесцентного зазора, измеренный с использованием сигналов ФЭУ и Si-ФЭУ в зависимости от электрического поля в зазоре для рентгеновских лучей от импульсной рентгеновской трубки. Кроме того, показан вклад УФ компоненты (за счет N₂ 2ПК) в сигнал ФЭУ

Против гипотезы, что компонента вне ВУФ связана с излучением за счет второго положительного континуума N_2 , говорит также тот факт, что пороги пропорциональной электролюминесценции в ВУФ и вне ВУФ существенно отличаются. Действительно, из рисунка 5.12 видно, что экстраполированный порог электролюминесценции, зарегистрированной с помощью Si-ФЭУ, значительно ниже (2.9 кВ/см), чем порог электролюминесценции, зарегистрированной с помощью ФЭУ (3.7 кВ/см). В случае механизма электролюминесценции за счет N_2 пороги должны быть одинаковы, т.к. возбуждение N_2 изначально связано с возбуждением Ar (см. раздел 1.3.4). Таким образом, можно сделать вывод, что электролюминесценция вне ВУФ не связана с возбуждением Ar и, следовательно, не может происходить за счет второго положительного континуума N_2 . Таким образом, природа электролюминесценции вне ВУФ в Ar остается неясной. Ниже мы дадим другое объяснение этому феномену. Для этого были выполнены измерения в чистом Ar, чтобы подтвердить наличие компоненты электролюминесценции вне ВУФ в отсутствии примеси N_2 .

5.4 Измерение выходов электролюминесценции в чистом аргоне во втором и третьем цикле измерений

Во втором и третьем цикле измерений, которые были выполнены в 2018 и в 2019 году соответственно, использовался чистый Ar. Содержание N_2 было ниже 1 ppm (с точностью измерения 1 ppm); оно постоянно контролировалось до и после каждого криогенного захода при помощи газоанализатора «CBET» [107], как описано в разделе 4.2.2.

Описание экспериментальной установки второго цикла измерений представлено в разделе 4.1.2. Во втором цикле измерений использовались три ФЭУ, перед которыми был нанесен сместитель спектра, в то время как перед четвертым ФЭУ сместитель спектра отсутствовал. В третьем цикле измерений все ФЭУ использовались без WLS, что приводит к отсутствию перекрестных наводок между ФЭУ. В этом отношении эксперимент, выполненный в третьем цикле измерений, можно считать более «чистым» по сравнению со вторым циклом измерений. В остальном детектор в третьем цикле был аналогичен детектору во втором цикле измерений (см. раздел 4.1.3).

Кроме того, как было сказано выше (см. разделы 4.4.1 и 4.4.2), во втором и третьем цикле измерений использовались различные методы, чтобы связать амплитуду сигнала ФЭУ и Si-ФЭУ с числом фотоэлектронов. Старый метод может иметь неопределенности из-за игнорирования перекрестных наводок и смещения базовой линии, а новый — из-за перекрытия пиков. Чтобы уменьшить эти и другие систематические неопределенности, ниже будут представлены данные, усредненные по двум циклам измерений, выполненных в 2018 и 2019 году.

Во втором цикле измерений с электролюминесцентного зазора оптический сигнал считывался при помощи трех различных конфигураций фотодетекторов,

а именно: ФЭУ без сместителя спектра, трех ФЭУ со сместителем спектра, сигнал с которых суммировался, и Si-ФЭУ. Эти конфигурации будут обозначаться здесь как "ФЭУ без WLS", "ФЭУ с WLS" и "Si-ФЭУ" соответственно. В третьем цикле измерений с электролюминесцентного зазора оптический сигнал считывался при помощи четрырех ФЭУ без сместителя спектра, сигнал с которых суммировался, и Si-ФЭУ. Такая комбинация фотодетекторов, чувствительных в разных спектральных диапазонах, позволила оценить спектральный состав электролюминесценции.

Все компоненты электролюминесценции, зарегистрированные определенным способом, можно сгруппировать следующим образом.

Есть четыре основные компоненты считывания при помощи конфигурации "ФЭУ с WLS": стандартная электролюминесценция в ВУФ, переизлученная в пленке сместителя спектра; тормозное излучение на нейтральных атомах в УФ, переизлученное в пленке сместителя спектра; тормозное излучение на нейтральных атомах в видимом диапазоне, зарегистрированное напрямую; оптическая перекрестная наводка с пленок сместителя спектра, расположенных перед соседними ФЭУ.

Есть две компоненты считывания при помощи конфигурации "ФЭУ без WLS": тормозное излучение на нейтральных атомах в УФ и видимом диапазоне; оптическая перекрестная наводка с пленок сместителя спектра (если таковые имеются).

Есть одна компонента считывания при помощи конфигурации "Si-ФЭУ": тормозное излучение на нейтральных атомах в УФ, видимом диапазоне и ближнем ИК диапазонах; оптическая наводка с пленок сместителя спектра была оценена пренебрежимо малой.

Выход электролюминесцентного зазора определяется согласно выражению 5.1 как количество фотоэлектронов, зарегистрированных каждой конфигурацией (N_{pe}), нормированное на число дрейфующих электронов в зазоре (q_e). При более высоких электрических полях q_e измерялся непосредственно на электроде ТГЭУ1, действующего как анод электролюминесцентного зазора, с использованием калиброванной схемы предусилителя и усилителя-формирователя, как было описано в разделе 4.4. При более низких электрических полях q_e определялся экстраполяцией при помощи известной зависимости от поля ионизационного выхода для рентгеновских лучей в жидком Ar [100]. При этом прохождение электронов через электрод ТГЭУ0 (определенное при помощи 3D-моделирования) и эффективность прохождения электронов через границу раздела фаз жидкость-газ (изученная в [115]) считались независящими от электрического поля в данном диапазоне значений поля.

5.4.1 Экспериментальные результаты. Сравнение теории с экспериментом

На рисунке 5.13 показаны экспериментальные данные выхода электролюминесцентного зазора на один ФЭУ для конфигураций "ФЭУ с WLS" (измеренные во втором цикле измерений) и "ФЭУ без WLS" (усредненные по второму и третьему циклам измерений) в сравнении с предсказанием теории электролюминесценции за счет тормозного излучения на нейтральных атомах (для конфигурации "ФЭУ без WLS"). Отметим, что здесь и далее ошибки соответствуют квадратичной сумме систематических и статистических погрешностей.



Рисунок 5.13 — Выход электролюминесцентного зазора на один ФЭУ для конфигураций "ФЭУ без WLS" (среднее для циклов измерений 2018 и 2019 гг., круги) и "ФЭУ с WLS" (цикл измерений 2018 г., квадраты) как функция удельного электрического поля. Предсказание теории электролюминесценции тормозного излучения на нейтральных атомах (ТИН) для конфигурации "ФЭУ без WLS" показано серой областью Первоначально экспериментальные данные второго цикла измерений включали вклад оптических перекрестных наводок в сигналы ФЭУ из-за пленок сместителя спектра соседних ФЭУ. Этот вклад тщательно определялся при помощи моделирования (5.1.3), результаты которого были подтверждены в специальных измерениях, а затем вычитался для получения истинного выхода электролюминесценции. Методика вычисления теоретических выходов электролюминесценции за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах для различных фотодетекторов, используемых в эксперименте, описана в разделе 5.2.3. Эта методика использовала результаты расчетов, выполненные в разделе 2.2); результаты, полученные с исправленной и неисправленной энергетическими функциями распределения электронов демонстрирует чувствительность вычислений к функции распределения. При этом основная теоретическая неопределенность составляет фактор 2.

Из рисунка 5.13 видно, что электролюминесценция имеет два замечательных свойства. Во-первых, существует подпороговая электролюминесценция, ниже порога возбуждения *Ar* (около 4.0 Тд), где компонента вне ВУФ полностью доминирует. Во-вторых, имеется заметный вклад компоненты вне ВУФ выше порога.

Эти свойства характеризуются неожиданно сильным откликом ФЭУ без сместителя спектра на пропорциональную электролюминесценцию: его амплитуда достигает почти 30% от амплитуды ФЭУ со сместителем спектра при поле 8.3 Тд. Более того, при более низких полях (ниже 4.5 Тд) амплитуда ФЭУ без сместителя спектра начинает превышать амплитуду ФЭУ со сместителем спектра. Следует отметить, что ФЭУ со сместителем спектра в 2-3 раза менее чувствителен к электролюминесценции тормозного излучения на нейтральных атомах, чем ФЭУ без сместителя спектра, поскольку значительная часть спектра тормозного излучения (ниже 400 нм, см. рисунки 2.9 и 5.11) переизлучается сместителем спектра и, таким образом, подавляется примерно на порядок (см. раздел 5.1.2).

Рисунок 5.14, показывающий усредненный по второму и третьему циклам измерений выход электролюминесцентного зазора для считывания при помощи конфигурации "Si-ФЭУ" полностью подтверждает результаты по компоненте вне ВУФ, полученные с использованием конфигурации "ФЭУ без WLS": наличие электролюминесценции ниже порога возбуждения *Ar* и постоянно растущий с полем выход электролюминесценции выше порога.



Рисунок 5.14 — Выход электролюминесцентного зазора для конфигурации "Si-ФЭУ" при перенапряжении 3.6 В (среднее для сеансов измерений 2018 и 2019 гг.) как функция удельного электрического поля. Предсказание теории электролюминесценции тормозного излучения на нейтральных атомах (ТИН) для конфигурации "Si-ФЭУ" показано серой областью

Из рисунков 5.13 и 5.14 видно, что компонента вне ВУФ хорошо описывается при помощи модели тормозного излучения при электрических полях ниже 4.0 Тд в пределах теоретической неопределенности. При более высоких полях теория быстро расходится с экспериментом. Еще в 80-е годы был предложен способ устранения такого расхождения [72; 81; 83]: следует учитывать специфику рассеяния электронов в окрестности резонансов Фешбаха. Во-первых, следует учитывать возможное накопление электронов с энергиями, близкими к энергиям резонансов Фешбаха [72; 81], что приводит к обогащению высокоэнергетического хвоста энергетической функции распределения электронов. Во-вторых, как обсуждалось в 2.2, теоретически было продемонстрировано, что тормозное излучение на резонансе может быть значительно усилено [82; 83]. Опираясь на эти гипотезы, мы принимаем парадигму тормозного излучения на нейтральных атомах, утверждающую, что все данные вне ВУФ в пропорциональной электролюминесценции являются данными, обусловленными механизмом тормозного излучения на нейтральных атомах. Эта концепция подтверждается фактом наличия излучения фотонов ниже порога возбуждения *Ar* в широком спектральном диапазоне, который фактически является сигнатурой эффекта тормозного излучения электронов на нейтральных атомах. Другой сигнатурой эффекта тормозного излучения электронов на нейтральных атомах является его быстрый сигнал, который обнаруживается во временных измерениях выше порога возбуждения *Ar*. В частности, это проявляется при сравнении формы импульсов с электролюминесцентного зазора для всех трех конфигураций считывания при значении электрического поля в зазоре 5.0 Тд. На рисунке 5.15 показаны временные спектры однофотоэлектронных пиков для конфигураций "ФЭУ с WLS", "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ". Спектры отражают формы импульсов соответствующих сигналов.



Рисунок 5.15 — Временные спектры однофотоэлектронных пиков в сигналах конфигураций "ФЭУ с WLS", "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ", полученные с использованием алгоритма поиска пиков, при удельном поле 5.0 Тд при облучении гамма-квантами с энергией 88 кэВ от источника ¹⁰⁹*Cd*. Спектры отражают формы импульсов соответствующих сигналов. Триггер обеспечивался сигналами ФЭУ со сместителем спектра

При 5.0 Тд форма импульса для конфигурации "ФЭУ с WLS" очень похожа на форму импульса в эксперименте DarkSide-50 с близким значением рабочего поля (4.6 Тд) [116]. Видно, что она имеет быструю и медленную компоненты, причем последняя имеет постоянную времени ~3 мкс и, таким образом, соотносится с излучением в ВУФ за счет эксимеров в триплетном состоянии $Ar_2^*(_3\Sigma_u^+)$ (см. раздел 1.3). Быстрая компонента "ФЭУ с WLS" является суммой видимого и УФ излучения за счет тормозного излучения и излучения в ВУФ за счет эксимеров в синглетном состоянии $Ar_2^*(_1\Sigma_u^+)$. Формы импульсов "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ" отличаются от формы импульса "ФЭУ с WLS": они имеют в основном только быструю компоненту. Это может считаться сигнатурой тормозного излучения. Ширина импульса на половине высоты этой быстрой компоненты равна времени дрейфа электрона через электролюминесцентный зазор при заданном электрическом поле, что подтверждает утверждение о том, что сигналы генерируются в электролюминесцентном зазоре.

Приняв парадигму, что компонента вне ВУФ объясняется тормозным излучением, мы можем определить истинный выход стандартной электролюминесценции из данных ФЭУ со сместителем спектра, где компонента, не относящаяся к ВУФ, должна быть вычтена с использованием данных ФЭУ без сместителя спектра и Si-ФЭУ. При этом используются формы спектров излучения компоненты вне ВУФ, вычисленные в модели тормозного излучения (см. раздел 2.2 и рисунок 2.9), и значения *PCE*, вычисленные в 5.2.2. Результат показан на рисунке 5.16. Можно видеть, что электролюминесценция в ВУФ имеет четкий порог при 4.0 Тд, причем она полностью отсутствует ниже этого порога. Можно также видеть, что данные ФЭУ без сместителя и Si-ФЭУ приводят к совместимым результатам.

Взяв среднее значение между данными, полученными при помощи конфигураций "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ", приведенными на рисунке 5.16, мы приходим к окончательному рисунку 5.17, показывающему удельный выход стандартной электролюминесценции, полученный в данной работе, по сравнению с выходами при комнатной температуре, полученными экспериментально [14] и теоретически [47]. На рисунке 5.17 демонстрируется убедительное согласие между выходом стандартной электролюминесценции, определяемом здесь в двухфазном режиме, и рассчитанной теоретически с использованием микроскопического подхода [47].



Рисунок 5.16 — Выход стандартной (ВУФ) электролюминесценции для считывания при помощи "ФЭУ с WLS" в зависимости от удельного электрического поля, где компонента вне ВУФ вычитается с использованием данных "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ"



Рисунок 5.17 — Выход стандартной (ВУФ) электролюминесценции для считывания при помощи "ФЭУ с WLS" в зависимости от удельного электрического поля, где компонента вне ВУФ вычитается с использованием данных "ФЭУ без WLS" и "Si-ФЭУ". Для сравнения показаны данные, полученные экспериментально (Monteiro et. al. [14]) и теоретически (Oliveira et. al. [47])

На рисунке 5.18 представлены все известные экспериментальные данные о удельных выходах электролюминесценции в Ar для всех известных механизмов электролюминесценции: для электролюминесценции за счет тормозного излучения на нейтральных атомах, измеренной в этой работе при 87 К; для стандартной электролюминесценции в ВУФ, за счет возбужденных состояний Ar, измеренной в данной работе при 87 К и в [14] при комнатной температуре; для электролюминесценции в ближней ИК области, проходящей через возбужденные состояния Ar, измеренной в [57] при 163 К. Стоит отметить, что для стандартной электролюминесценции данные [14] превышают данные, полученные в данной работе при полях ниже 6 Тд. Было бы логично объяснить это расхождение вкладом тормозного излучения электронов на нейтральных атомах, который не был учтен в [14].



Рисунок 5.18 — Сводка экспериментальных данных по удельному выходу электроллюминесценции в аргоне для всех известных механизмов электролюминесценции: для тормозного излучения на нейтральных атомах (ТИН), измеренного в данной работе при 87 К с использованием теоретических спектров электролюминесценции за счет тормозного излучения на нейтральных атомах по данным ФЭУ без сместителя спектра и Si-ФЭУ; для стандартной электролюминесценции в ВУФ, за счет возбужденных состояний Ar, измеренной в данной работе (при 87 К), и в работе Monteiro и др., 2008 (при 293 К) [14]; для электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне, за счет возбужденных состояний Ar измеренной в работе Бузулуцкова и др., 2011 при 163 К [57] Видно, что электролюминесценция за счет тормозного излучения на нейтральных атомах является самой слабой среди всех механизмов электролюминесценции. С другой стороны, она существует во всем диапазоне электрических полей, не имея порога, в отличие от стандартной электролюминесценции в ВУФ и электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне. Два последних проходят через возбужденные атомные состояния и, таким образом, имеют пороги при электрических полях, около 4 и 7 Тд соответственно.

5.5 Обсуждение и возможные применения тормозного излучения на нейтральных атомах

Прежде всего, мы постараемся доказать, что нет никакого рационального механизма, кроме механизма тормозного излучения на нейтральных атомах, который мог бы объяснить электролюминесценцию вне ВУФ и ниже порога возбуждения Ar. Действительно, физика электролюминесценции является точной наукой: все константы скорости возможных механизмов электролюминесценции в присутствии примесей известны [43], что позволяет исключить их влияние на электролюминесценцию при данных предельных содержаниях примесей. В нашем эксперименте этот предел был ниже 1 ррт для N_2 , Хе и других неэлектроотрицательных примесей в целом, тогда как для электроотрицательных примесей он был ниже 5 ppb (что соответствует времени жизни электрона в жидком Arболее 70 мкс).

С таким исчезающе малым содержанием примесей существует только один известный механизм, который может объяснить эффект электролюминесценции ниже порога возбуждения Ar, а именно тормозное излучение на нейтральных атомах. Выше порога возбуждения Ar эти значения содержания примесей на несколько порядков меньше, чем те, при которых может происходить перенос возбуждения с Ar на примеси. В частности, для N_2 эффективный перенос возбуждения в газовой фазе начинается с концентраций > 10^3 ppm, а для Хе это вовсе не происходит из-за чрезвычайно низкого значения давления насыщенного пара [43].

Наконец, что касается возможного эффекта растворения сместителя спектра на основе тетрафенилбутадиена в жидком *Ar*, наблюденного недавно в [117],

124

для нашего случая это не применимо, поскольку растворение происходит только в жидкой фазе. Кроме того, в [117] показано, что пленки сместителя спектра, состоящие из ненасыщенного тетрафенилбутадиена в полимерной матрице, то есть аналогично используемым в нашем эксперименте (1 часть тетрафенилбутадиена на 3 части полистирола [16]), устойчивы к растворению в жидком *Ar*.

Резюмируя, трудно представить себе механизм электролюминесценции, отличный от тормозного излучения, который мог бы последовательно объяснить наблюдаемые явления в целом, включая электролюминесценцию ниже порога возбуждения *Ar*, отсутствие медленной компоненты, наличие компоненты излучения вне ВУФ выше порога и его специфический спектральный состав, зарегистрированный различными устройствами, такими как ФЭУ и Si-ФЭУ.

Таким образом, в этой работе мы вплотную подошли к решению проблемы пропорциональной электролюминесценции в двухфазном Ar, определенной в [24; 43]. Следуя [43], можно констатировать, что примесь N_2 к Ar при содержании порядка 50 ppm не имеет отношения к пропорциональной электролюминесценции вне ВУФ, наблюдавшейся ранее в [16; 24].

Важным результатом этой работы является то, что амплитуда сигнала S2 с ФЭУ без сместителя спектра была сопоставима с амплитудой ФЭУ со сместителем спектра в отсутствие оптического контакта между пленкой сместителя спектра и ФЭУ. Это связано с тем, что в отсутствии оптического контакта между WLS и ФЭУ поток фотонов значительно уменьшается после переизлучения в пленке сместителя спектра примерно на порядок из-за переизлучения и полного внутреннего отражения (см. раздел 5.1.2). Соответственно, важный вывод заключается в том, что при умеренных электрических полях в электролюминесцентном зазоре, ниже 5 Тд, амплитуда сигнала S2 ФЭУ без сместителя спектра может быть сравнима с амплитудой ФЭУ со сместителем спектра (см. рисунок 5.19). Этот результат особенно важен для эксперимента по поиску темной материи DarkSide-50 [84], где отклик на ФЭУ без сместителя спектра может быть почти таким же, как отклик ФЭУ со сместителем спектра при номинальном рабочем поле, равном 4.6 Тд.

Амплитуда S2 может быть дополнительно увеличена в 2 раза, если заменить ФЭУ без сместителя спектра на Si-ФЭУ-матрицы, поскольку последние имеют более высокую эффективность регистрации фотонов и более широкий диапазон чувствительности к спектрам тормозного излучения (см. рисунки 2.9 и 5.11). Это наблюдение открывает путь для прямого считывания сигнала S2 в двухфазных детекторах темной материи с использованием ФЭУ и Si-ФЭУ-матриц, которое

125

недавно было продемонстрировано в нашей лаборатории (работа готовится к публикации).



Рисунок 5.19 — Выход электролюминесценции в умеренных электрических полях для "ФЭУ с WLS" (сессия измерений 2018 года) и "ФЭУ без WLS" (среднее между сессиями измерений 2018 и 2019 годов). Для "ФЭУ с WLS" выход электролюминесцентного зазора при номинальном электрическом поле DarkSide-50 [84] указан звездочкой

Наличие компоненты тормозного излучения в пропорциональной электролюминесценции может привести к тому, что форма импульса S2, в частности, в двухфазных детекторах темной материи на основе *Ar* [116; 118], до настоящего времени анализировалась некорректно. Например, при 4.6 Тд (т.е. практически при рабочем поле эксперимента DarkSide-50) необходимо учитывать существенное усиление быстрой компоненты из-за электролюминесценции тормозного излучения: вклад тормозного излучения в общий сигнал S2, зарегистрированный ФЭУ со сместителем спектра, оценивается примерно в 60%. В принципе, такое усиление быстрой компоненты может влиять на алгоритм разложения сигнала S2 на быструю и медленную компоненты, что, в свою очередь, может влиять на определение величин с использованием быстрой компоненты, например, коэффициентов диффузии в жидком *Ar* [116] или z-координат.

Следует подчеркнуть, что электролюминесценция за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах носит универсальный характер: она

должна присутствовать во всех благородных газах, включая He, Ne, Kr, Ar и Xe. Вот почему мы предполагаем, что электролюминесценция за счет тормозного излучения присутствует в сигналах S2 двухфазных детекторов на основе Xe [7; 9; 119—121]. Предположительно, в Xe она еще не наблюдалась из-за того, что сигнал S2 в Xe регистрируется непосредственно с использованием ФЭУ с кварцевыми окнами (т.е. в отличие от Ar без потерь из-за переизлучения в пленке сместителя спектра) и при более высоких электрических полях для обеспечения эффективного вытягивания электронов из жидкого Xe. Практически это привело к тому, что сигнал тормозного излучения не наблюдался на фоне сильного основного сигнала.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

- 1. Изучены свойства семи различных типов Si-ФЭУ при криогенных температурах. Выбран оптимальный вариант для работы в двухфазных детекторах, а именно MPPC S13360-6050PE.
- 2. Разработан двухфазный криогенный детектор с электролюминесцентным зазором на основе *Ar*.
- 3. Разработана методика измерения эффективности конверсии фотонов в сместителе спектра при облучении ВУФ фотонами.
- 4. Измерен выход электролюминесценции в чистом *Ar*. Обнаружена компонента электролюминесценции в УФ, видимой и ИК области, в том числе ниже порога возбуждения Ar.
- 5. Экспериментально показано, что наблюдаемые эффекты не связаны с примесью *N*₂.
- Предложена интерпретация экспериментальных данных по пропорциональной электролюминесценции в рамках модели тормозного излучения дрейфующих электронов на нейтральных атомах, которое происходит одновременно со стандартной электролюминесценцией.
- Использование данной модели позволило впервые определить выход стандартной электролюминесценции (в ВУФ) в газообразном *Ar* при криогенной температуре в двухфазном режиме.

Основным практическим применением полученных результатов является лучшее понимание сигнала S2, в том числе обоснование его прямого (без сместителя спектра) оптического считывания с использованием ФЭУ и Si-ФЭУ, что может помочь разработать двухфазные детекторы предельной чувствительности для поиска темной материи и регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах.

Эти результаты находят применение в области двухфазных детекторов темной материи, в частности, в эксперименте DarkSide.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Бузулуцкову А. Ф. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Автор благодарит А. Е. Бондаря, А.Д. Долгова и Ю. А. Тихонова за поддержку работы, Носова В. В. и Чегодаева А. В. за

помощь в создании и модификации экспериментальной установки, Соколова А. В., Олейникова В. П., Шехтмана Л. И. и Фролова Е. А. за помощь в проведении изменений и обсуждении результатов. Автор также благодарит Бобровникову Ольгу Николаевну за оказание информационной поддержки и авторов шаблона *RussianPhd-LaTeX-Dissertation-Template* за помощь в оформлении диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

- 2ПК второй положительный континуум
- ВУФ вакуумный ультрафиолет
- ГЭУ (GEM, Gas Electron Multiplier) газовый электронный умножитель
- ТГЭУ (THGEM, Thick Gas Electron Multiplier) толстый газовый электронный умножитель
- ТИН тормозное излучение электронов на нейтральных атомах
- ФЭУ фотоэлектронный умножитель
 - *dV* элементарный объем
 - *dx* приращение координаты вдоль дрейфа электрона
 - Е энергия электрона
 - *&* электрическое поле
 - *N* концентрация атомов
 - *N_e* концентрация электронов
 - v_e скорость хаотического движения электрона
 - υ_d дрейфовая скорость электрона
- Si-ФЭУ кремниевые фотоумножители
- WIMP Weakly Interacting Massive Particle, слабовзаимодействующая массивная частица, основной кандидат на роль частицы темной материи
 - WLS wavelength shifter, сместитель спектра
 - Y_{EL} абсолютный световыход
- Y_{EL}/N удельный абсолютный световыход
 - Y_{gap} световыход электролюминесцентного зазора

Список литературы

- Buzulutskov A. Advances in Cryogenic Avalanche Detectors // Journal of Instrumentation. 2012. Vol. 7, no. 02. P. C02025.
- Chepel V., Araujo H. Liquid noble gas detectors for low energy particle physics // Journal of Instrumentation. — 2013. — Vol. 8, no. 04. — R04001.
- Bernabei R., et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1 // Eur. Phys. J. – 2013. – Vol. C73. – P. 2648.
- Bernabei R., et al. First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. –
 2018. arXiv: 1805.10486.
- 5. *Aalseth C., et al.* CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter using p-type Point Contact Germanium Detectors // Phys. Rev. — 2013. — Vol. D88. — P. 012002.
- Schieck J., et al. Direct Dark Matter Search with the CRESST II Experiment // PoS. – 2016. – Vol. ICHEP2016. – P. 217.
- Akerib D., et al. The Large Underground Xenon (LUX) experiment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 704. — P. 111—126.
- 8. *Aprile E., et al.* Dark Matter Search Results from a One Tonne×Year Exposure of XENON1T // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121, no. 11. P. 111302.
- *Cao X., et al.* PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL // Sci. China Phys. Mech. Astron. – 2014. – Vol. 57. – P. 1476–1494.
- Monteiro C., et al. Secondary scintillation yield in pure xenon // Journal of Instrumentation. — 2007. — Vol. 2, no. 05. — P05001.
- Santos F., et al. Three-dimensional Monte Carlo calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1994. — Vol. 27, no. 1. — P. 42.
- Fonseca A., et al. Study of secondary scintillation in xenon vapour // IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. 2004. Nov. Vol. 1. P. 572—576.

- 13. WARP:Wimp ARgon Programme Experiment Proposal. URL: http://warp. lngs.infn.it/papers/proposal.pdf.
- Monteiro C., et al. Secondary scintillation yield in pure argon // Physics Letters
 B. 2008. Vol. 668, no. 3. P. 167-170.
- Bondar A., ... Shemyakina E., et al. Two-phase Cryogenic Avalanche Detector with electroluminescence gap operated in argon doped with nitrogen // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 2017. Vol. A845. P. 206–209.
- 16. *Bondar A.*, ... *Shemyakina E.*, *et al.* Proportional electroluminescence in two-phase argon and its relevance to rare-event experiments // Europhysics Letters. 2015. Vol. 112, no. 1. P. 19001.
- 17. *Baldini A. M., et al.* Search for the lepton flavour violating decay μ+ → e + γ with the full dataset of the MEG experiment // The European Physical Journal C. 2016. Vol. 76, no. 8. P. 434.
- Agnes P., et al. Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121, issue 8. P. 081307.
- Aalseth C. E., et al. DarkSide-20k: A 20 tonne two-phase LAr TPC for direct dark matter detection at LNGS // The European Physical Journal Plus. — 2018. — Vol. 133, no. 3. — P. 131.
- 20. *Baldini A. M., et al.* The design of the MEG II experiment // The European Physical Journal C. 2018. Vol. 78, no. 5. P. 380.
- Bondar A., ... Shemyakina E., et al. Performance degradation of Geiger-mode APDs at cryogenic temperatures // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9. — P08006.
- Bondar A., ... Shemyakina E., et al. MPPC versus MRS APD in two-phase Cryogenic Avalanche Detectors // Journal of Instrumentation. — 2015. — Vol. 10. — P04013.
- Бондарь А., … Шемякина Е., et al. Исследование пропорциональной электролюминесценции в двухфазном Аг // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2017. Т. 12, № 3. С. 5—15.

- Bondar A., ... Shemyakina E., et al. Further studies of proportional electroluminescence in two-phase argon // Journal of Instrumentation. 2017. Vol. 12, no. 05. P. C05016.
- 25. Buzulutskov A., Shemyakina E., et al. Revealing neutral bremsstrahlung in two-phase argon electroluminescence // Astroparticle Physics. 2018. Vol. 103. P. 29—40.
- 26. *Соколов А., Шемякина Е.* Система сбора данных с матрицы гейгеровских лавинных фотодиодов // Свидетельство о регистрации НОУ-ХАУ №15. Дата регистрации 28.12.2012.
- 27. *Соколов А., Шемякина Е.* Система сбора данных с матрицы гейгеровских лавинных фотодиодов // Свидетельство о государствунной регистрации программы для ЭВМ №2013615653. Дата регистрации 17.06.2013.
- 28. *Aprile E., et al.* Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. P. 181301.
- 29. *Akimov D., et al.* WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III // Physics Letters B. 2012. Vol. 709, no. 1. P. 14—20.
- 30. *Akerib D., et al.* Projected WIMP Sensitivity of the LUX-ZEPLIN (LZ) Dark Matter Experiment. 2018. arXiv: 1802.06039 [astro-ph.IM].
- Akerib D., et al. An ultra-low background PMT for liquid xenon detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 703. — P. 1—6.
- Бондарь А., … Шемякина Е., et al. Проект двухфазного криогенного лавинного детектора для поиска тёмной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Т. 8, № 3. С. 13—26.
- 33. *Benetti P., et al.* First results from a dark matter search with liquid argon at 87K in the Gran Sasso underground laboratory // Astroparticle Physics. 2008. Vol. 28, no. 6. P. 495—507.
- 34. Angle J., et al. A search for light dark matter in XENON10 data // Phys. Rev. Lett. - 2011. - Vol. 107. - P. 051301.

- 35. *Jortner J., et al.* Localized Excitations in Condensed Ne, Ar, Kr, and Xe // The Journal of Chemical Physics. 1965. Vol. 42, no. 12. P. 4250—4253.
- Hitachi A., et al. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27, issue 9.
- 37. Aprile E., et al. Noble Gas Detectors. Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006. 345 p.
- 38. Doke T., et al. Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles // Japanese Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 41, 3R. P. 1538.
- 39. *Aprile E., et al.* Scintillation response of liquid xenon to low energy nuclear recoils // Phys. Rev. D. 2005. Vol. 72, issue 7. P. 072006.
- 40. Akimov D., et al. Measurements of scintillation efficiency and pulse shape for low energy recoils in liquid xenon // Physics Letters B. 2002. Vol. 524, no. 3. P. 245—251.
- Lindhard J., et al. Integral equations governing radiation effects. (notes on atomic collisions, III) // Kgl. Danske Videnskab., Selskab. Mat. Fys. Medd. 1963. Vol. 33, no. 10.
- 42. Suzuki M., Kubota S. Mechanism of proportional scintillation in argon, krypton and xenon // Nuclear Instruments and Methods. 1979. Vol. 164, no. 1. P. 197—199.
- 43. Buzulutskov A. Photon emission and atomic collision processes in two-phase argon doped with xenon and nitrogen // EPL (Europhysics Letters). 2017. Vol. 117, no. 3. P. 39002.
- 44. *Keto J. W., et al.* Production Mechanisms and Radiative Lifetimes of Argon and Xenon Molecules Emitting in the Ultraviolet // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33, issue 23. P. 1365—1368.
- 45. *Болоздыня А*. Позиционно-чувствительные детекторы на основе чистых благородных газов для регистрации слабоионизирующих частиц и полей ядерных излучений: докторская диссертация. Москва, 2010. 246 с.
- Oliveira C. Monte Carlo study of electroluminescence in gaseous detectors: PhD Thesis. — Universidade de Aveiro, 2011. — 155 p.

- 47. *Oliveira C., et al.* A simulation toolkit for electroluminescence assessment in rare event experiments // Phys. Lett. 2011. Vol. B703. P. 217—222.
- 48. *Struder L.*, *et al.* X-Ray Detectors. Wiley-Blackwell, 2004. Chap. 4.
 P. 133—275.
- Alegria Feio M., et al. Thresholds for Secondary Light Emission by Noble Gases // Japanese Journal of Applied Physics. — 1982. — Vol. 21, 8R. — P. 1184.
- Болоздыня А. Регистрация ионизирующего излучения в конденсированном криптоне эмиссионным методом: кандидатская диссертация. — Москва, 1985.
- 51. *Dias T., et al.* A unidimensional Monte Carlo simulation of electron drift velocities and electroluminescence in argon, krypton and xenon // Journal of Physics D: Applied Physics. 1986. Vol. 19, no. 4. P. 527.
- Tanaka Y. Continuous Emission Spectra of Rare Gases in the Vacuum Ultraviolet Region // J. Opt. Soc. Am. — 1955. — Vol. 45, no. 9. — P. 710—713.
- Lindblom P., Solin O. Atomic near-infrared noble gas scintillations I: Optical spectra // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 1988. Vol. 268, no. 1. P. 204–208.
- 54. *Keto J., Kuo C.* Cascade production of Ar(3p54p) following electron bombardment // The Journal of Chemical Physics. 1981. Vol. 74, no. 11. P. 6188—6196.
- 55. Bondar A., et al. Direct observation of avalanche scintillations in a THGEM-based two-phase Ar avalanche detector using Geiger-mode APD // Journal of Instrumentation. — 2010. — Vol. 5, no. 08. — P08002.
- Bondar A., et al. First demonstration of THGEM/GAPD-matrix optical readout in two-phase Cryogenic Avalanche Detector in Ar // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2013. — Vol. 732. — P. 213—216.
- 57. *Buzulutskov A., et al.* Infrared scintillation yield in gaseous and liquid argon //
 EPL (Europhysics Letters). 2011. Vol. 94, no. 5. P. 52001.
- Oliveira C., et al. Simulation of gaseous Ar and Xe electroluminescence in the near infra-red range // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2013. – Vol. 722. – P. 1–4.

- 59. Takahashi T., et al. Emission spectra from Ar-Xe, Ar-Kr, Ar-N2, Ar-CH4, Ar-CO2 and Xe-N2 gas scintillation proportional counters // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1983. — Vol. 205, no. 3. — P. 591—596.
- 60. *Policarpo A., et al.* The argon-nitrogen proportional scintillation counter // Nuclear Instruments and Methods. 1967. Vol. 55. P. 105—119.
- Kazkaz K., et al. Operation of a 1-liter-volume gaseous argon proportional scintillation counter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2010. Vol. 621, no. 1. P. 267—277.
- 62. *Фирсов О., Чибисов М.* Тормозное излучение электронов на нейтральных частицах // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1770.
- 63. *Касьянов В., Старостин А.* К теории тормозного излучения медленных электронов // ЖЭТФ. 1965. Т. 48, № 3. С. 293—305.
- 64. *Dalgarno A., Lane F.* Free-Free Transitions of Electrons in Gases // Astrophysical Journal. 1966. Vol. 145. P. 623. JILA Pub. 482.
- Биберман Л., Норман Г. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы // Усп. физ. наук. — 1967. — Т. 91, № 2. — С. 193—246.
- 66. *Касьянов В., Старостин А.* Тормозное излучение при резонансном рассеянии в молекулярном газе // Физика плазмы. 1978. Т. 4, № 1. С. 120.
- 67. *Батенин В.*, *Чиннов В.* Тормозное излучение электронов в поле атомов аргона и гелия // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, № 1. С. 56—63.
- 68. *Rutscher A.*, *Pfau S.* On the origin of visible continuum in rare gas glow discharge // Physica B+C. — 1976. — Vol. 81, no. 2. — P. 395—402.
- 69. *Park J., et al.* Neutral bremsstrahlung measurement in an atmosphericpressure radio frequency discharge // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 3141.
- Samarai I., et al. Molecular bremsstrahlung radiation at GHz frequencies in air // Phys. Rev. D. – 2016. – Vol. 93, issue 5. – P. 052004.
- 71. Бутиков Ю., et al. Электролюминесценция благородных газов // ЖЭТФ. 1969. — Т. 57, № 42.
- De'Munari G., et al. Electroluminiscence of rare gases and electron bremsstrahlung // Lett. Nuov. Cimento. — 1971. — Vol. 2. — P. 68.

- Барабаш А., Болоздыня А. Жидкостные ионизационные детекторы. Москва : Энергоатомиздат, 1993. — 239 с.
- 74. *Korol A., Solov'yov A.* Springer, 2014. 275 p.
- Hagelaar G., Pitchford L. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Science Technology. — 2005. — Vol. 14. — P. 722—733.
- 76. Bolsig+. URL: https://fr.lxcat.net/solvers/BolsigPlus/.
- 77. Biagi S. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1999. — Vol. 421, no. 1. — P. 234—240.
- 78. Biagi database. retrieved on January 29, 2018. URL: www.lxcat.net.
- Kurokawa M., et al. High-resolution total-cross-section measurements for electron scattering from Ar, Kr, and Xe employing a threshold-photoelectron source // Phys. Rev. A. – 2011. – Vol. 84, issue 6. – P. 062717.
- Schulz G. Resonances in Electron Impact on Atoms // Rev. Mod. Phys. 1973. –
 Vol. 45, issue 3. P. 378–422.
- 81. *De'Munari G., et al.* Effects of molecular gases on Xe electroluminescence and electron resonance trapping // Lett. Nuov. Cimento. 1984. Vol. 3. P. 963.
- 82. *Дьячков Л., et al.* Влияние резонансов в упругом рассеянии на тормозное излучение электронов в атомном поле // ЖЭТФ. 1965. Т. 65, № 1399.
- Dallacasa V., Leonardis B. Bremsstrahlung of low-energy electrons on neutral atoms // Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics. 1980. Vol. 13, no. 17. P. L537.
- 84. Agnes P., et al. First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso // Phys. Lett. B. 2015. Vol. 743. P. 456—466.
- 85. Bondar A., et al. Study of infrared scintillations in gaseous and liquid argon.
 Part II: light yield and possible applications // Journal of Instrumentation. —
 2012. Vol. 7, no. 06. P06014.

- Aprile E. Detection of liquid xenon scintillation light with a silicon photomultiplier // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2006. – Vol. 556. – P. 215–218.
- 87. *Otono H*. Study of MPPC at Liquid Nitrogen Temperature // Proceedings of Science. 2007. Vol. 51. P. 1—6.
- *Lightfoot P. K.* Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches // Journal of Instrumentation. 2008. Vol. 3, no. 10. P10001.
- 89. *Haba J.* Status and perspectives of Pixelated Photon Detector (PPD) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 2008. Vol. 595. P. 154—160.
- Akimov D. Y. Tests of multipixel Geiger photodiodes in liquid and gaseous xenon // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2009. – Vol. 52, no. 3. – P. 345–351.
- Bondar A., et al. Geiger Mode APD performance in a cryogenic two-phase Ar avalanche detector based on THGEMs // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 2011. Vol. 628, no. 1. P. 364—368.
- 92. Collazuol G. Study of silicon photomultipliers at cryogenic temperatures // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 2011. Vol. 628, no. 1. P. 389—392.
- 93. Hamamatsu Photonics. URL: http://www.hamamatsu.com.
- 94. Центр перспективных технологий и аппаратуры. URL: http://www.cptaapd.ru.
- 95. SensL Silicon Photomultipliers & SPADs. URL: http://www.sensl.com.
- 96. National Instruments. URL: http://www.ni.com/labview/.
- 97. *Bondar A., et al.* Thick GEM versus thin GEM in two-phase argon avalanche detectors // Journal of Instrumentation. 2008. Vol. 3, no. 07. P07001.
- 98. Lightfoot P. K., et al. Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches // JINST. 2008. Vol. 3. P10001.

- 99. Otte A., et al. Characterization of three high efficiency and blue sensitive silicon photomultipliers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2017. – Vol. 846. – P. 106–125.
- Bondar A., et al. X-ray ionization yields and energy spectra in liquid argon // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2016. — Vol. 816. — P. 119—124.
- 101. CAEN. URL: http://www.caen.it.
- 102. *Amey R.*, *Cole R*. Dielectric Constants of Liquefied Noble Gases and Methane // The Journal of Chemical Physics. 1964. Vol. 40, no. 1. P. 146—148.
- 103. *Gehman V., et al.* Characterization of protonated and deuterated tetra-phenyl butadiene film in a polystyrene matrix // Journal of Instrumentation. 2013. Vol. 8, no. 04. P04024.
- Bondar A., et al. Characterization of photo-multiplier tubes for the Cryogenic Avalanche Detector // Journal of Instrumentation. 2015. Vol. 10, no. 10. P10010.
- 105. Bondar A., et al. Study of cryogenic photomultiplier tubes for the future two-phase cryogenic avalanche detector // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, no. 5. — P. C05002.
- 106. Pfeiffer Vacuum. URL: https://www.pfeiffer-vacuum.com.
- 107. Опытно-конструкторское бюро автоматики. URL: http://www.okba.ru/ produce/gasanalyzers/svet.php.
- 108. Shimadzu. URL: https://www.shimadzu.co.jp.
- 109. Bondar A., ... Shemyakina E., et al. Neutral bremsstrahlung in two-phase argon electroluminescence: further studies and possible applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2019. — in press.
- 110. Francini R., et al. VUV-Vis optical characterization of Tetraphenyl-butadiene films on glass and specular reflector substrates from room to liquid Argon temperature // Journal of Instrumentation. — 2013. — Vol. 8, no. 09. — P09006.
- 111. Lally C., et al. UV quantum efficiencies of organic fluors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. 1996. Vol. 117, no. 4. P. 421—427.

- 112. Benson C., et al. Measurements of the intrinsic quantum efficiency and absorption length of tetraphenyl butadiene thin films in the vacuum ultraviolet regime // The European Physical Journal C. — 2018. — Vol. 78, no. 4. — P. 329.
- 113. *Amsler C., et al.* Review of Particle Physics // Physics Letters B. 2008. Vol. 667, no. 1. P. 1–6. Review of Particle Physics.
- 114. Lyashenko A., et al. Measurement of the absolute Quantum Efficiency of Hamamatsu model R11410-10 photomultiplier tubes at low temperatures down to liquid xenon boiling point // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9, no. 11. — P11021.
- 115. Bondar A., et al. Electron emission properties of two-phase argon and argon-nitrogen avalanche detectors // Journal of Instrumentation. — 2009. — Vol. 4, no. 09. — P09013.
- 116. Agnes P., et al. Electroluminescence pulse shape and electron diffusion in liquid argon measured in a dual-phase TPC // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018. — Vol. 904. — P. 23—34.
- 117. Asaadi J., et al. Tetraphenyl Butadiene Emanation and Bulk Fluorescence from Wavelength Shifting Coatings in Liquid Argon. — 2018. — arXiv: 1804.00011 [physics.ins-det].
- 118. *Agnes P., et al.* Simulation of argon response and light detection in the Dark-Side-50 dual phase TPC // JINST. 2017. Vol. 12, no. 10. P10015.
- 119. *Aprile E., et al.* Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data // Astropart.
 Phys. 2014. Vol. 54. P. 11—24.
- 120. Akimov D., et al. RED-100 detector for the first observation of the elastic coherent neutrino scattering off xenon nuclei // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 675, no. 1. P. 012016.
- Arazi L., et al. Liquid Hole Multipliers: bubble-assisted electroluminescence in liquid xenon // JINST. — 2015. — Vol. 10, no. 08. — P08015.