

Федеральное Агентство Научных Организаций

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

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ЗА VII СЕМЕСТР ОБУЧЕНИЯ В АСПИРАНТУРЕ

**Измерение ионизационных выходов ядер отдачи в жидком
аргоне методом рассеяния нейтронов**

Специальность: 01.04.01 приборы и методы экспериментальной физики

Тема научных исследований в аспирантуре: Измерение ионизационных выходов
ядер отдачи в жидком аргоне методом рассеяния нейтронов

Оценка _____

Научный руководитель

_____ А.Ф. Бузулуцков

Аспирант

_____ В.П. Олейников

Реферат

Отчет 16 стр., 10 частей, 1 рис., 26 источников, 2 приложения.

Список ключевых слов: усиление и электролюминесценция в благородных газах и жидкостях, ионизационные выходы ядер отдачи, детекторы темной материи

Энергетическая калибровка детекторов ядер отдачи в жидком Ar и Xe имеет важное значение в низкофоновых экспериментах по прямому поиску темной материи и регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Такая калибровка обычно осуществляется путем измерения ионизационных выходов и сцинтилляционных эффективностей ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов на ядрах. В то время как для жидкого Xe существует множество экспериментальных данных по ионизационным выходам, мало что известно об ионизационных выходах в жидком Ar .

Первые результаты по ионизационным выходам ядер отдачи в жидком Ar были получены в течение последних трех лет: при более низких энергиях 6,7 кэВ и 17-57 кэВ, и при более высоких энергиях - при 80 и 233 кэВ. В данной работе продолжено изучение ионизационных выходов в жидком Ar с помощью нового детектора ядер отдачи (по сравнению с предыдущей работой), а именно, двухфазного криогенного лавинного детектора (КЛД) с электролюминесцентным (ЭЛ) зазором. Измерения данной работы дополняют предыдущие измерения и, таким образом, являются полезными для будущих экспериментов по поиску темной материи и для понимания механизмов ионизации.

Содержание

Введение	5
1 Энергетическая калибровка двухфазных детекторов на основе благородных жидкостей (аргона и ксенона).	7
2 Экспериментальная установка	8
2.1 Двухфазный детектор	8
2.2 Газовая система	8
2.3 Система сбора данных	8
2.4 Описание источников излучения	8
2.4.1 Нейтронный генератор	8
2.4.2 Рентгеновская пушка	8
2.4.3 Изотоп ^{109}Cd	8
3 Измерение ионизационных выходов в жидком аргоне.	11
3.1 Измерение выходов по краю спектра.	11
3.2 Измерение выходов при рассеянии на заданный угол.	11
3.3 Двойное рассеяние нейтронов.	11
4 Оптическое считывание двухфазного детектора с электролюминесцентным зазором на Si-ФЭУ–матрицы	12
4.1 Прямое считывание	12
4.2 Считывание с лавинным усилением в ГЭУ	12
4.3 Измерение амплитудного выхода сигнала S2 на матрице SiPM	12
4.4 Координатное разрешение матрицы SiPM	15
4.5 Амплитудные и координатные характеристики SiPM-матрицы при использовании изотопа ^{109}Cd	17
4.6 Минимальный порог регистрации	19
4.7 Оптическое считывание с лавинным усилением в THGEM	22
Заключение	23
Список литературы	24

Приложение А. Список опубликованных и готовящихся к публикации статей	28
Приложение Б. Список выступлений на научных мероприятиях . .	30

Введение

Энергетическая калибровка детекторов ядер отдачи в жидком Аг и Хе имеет важное значение для низкофоновых экспериментов по прямому поиску темной материи и регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [3]. Такая калибровка обычно осуществляется путем измерения ионизационных выходов и сцинтилляционных эффективностей ядер отдачи при упругом рассеянии нейтронов на ядрах. В то время как для жидкого Хе существует множество экспериментальных данных по ионизационным выходам [23–25], мало что известно об ионизационных выходах в жидком Аг.

Первые результаты по ионизационным выходам ядер отдачи в жидком Аг были получены буквально за последние 3 года: при более низких энергиях, 6,7 кэВ [4] и 17-57 кэВ [26], и при более высоких энергиях, 80 и 233 кэВ [27]. В данной работе продолжено изучение ионизационных выходов в жидком Аг с помощью нового детектора ядер отдачи (по сравнению с предыдущей работой [27]), а именно двухфазного криогенного лавинного детектора (КЛД) с электролюминесцентным (ЭЛ) зазором. Измерения данной работы дополняют предыдущие измерения и, таким образом, являются полезными для будущих экспериментов по поиску темной материи [28, 29], а также для понимания механизмов ионизации в жидком аргоне. Ионизационный выход, измеряемый в эксперименте, определяется следующим образом:

$$Q_y = n_e / E_0 . \quad (1)$$

Здесь n_e – заряд первичной ионизации, т.е. число электронов ионизации, избежавших рекомбинации с положительными ионами; этот заряд зависит от энергии, выделенной ядром отдачи в жидкости (E_0), и от электрического поля в жидкости (\mathcal{E}). n_e всегда меньше, чем начальное число электрон-ионных пар, образованных в жидкости ядром отдачи (N_i). В отсутствие точной модели рекомбинации считается, что хорошо работает следующая параметризация [3]:

$$n_e = \frac{N_i}{1 + k/\mathcal{E}} . \quad (2)$$

где k является параметром фитирования. Выражения (1) и (2) справедливы для как электронов отдачи, вызванных облучением вещества электронами или гамма-

квантами, так и ядер отдачи. Принято обозначать соответствующую энергию отдачи в единицах keVee (electron-equivalent recoil) и keVnr (nuclear recoil). Цель данной работы состоит в том, чтобы измерить Q_y для ядер отдачи в жидком аргоне при 233 кэВ и различных электрических полях и сравнить полученные результаты с предыдущими экспериментами.

Глава 1

Энергетическая калибровка
двухфазных детекторов на основе
благородных жидкостей (аргона и
ксенона).

Глава 2

Экспериментальная установка

2.1 Двухфазный детектор

2.2 Газовая система

2.3 Система сбора данных

2.4 Описание источников излучения

2.4.1 Нейтронный генератор

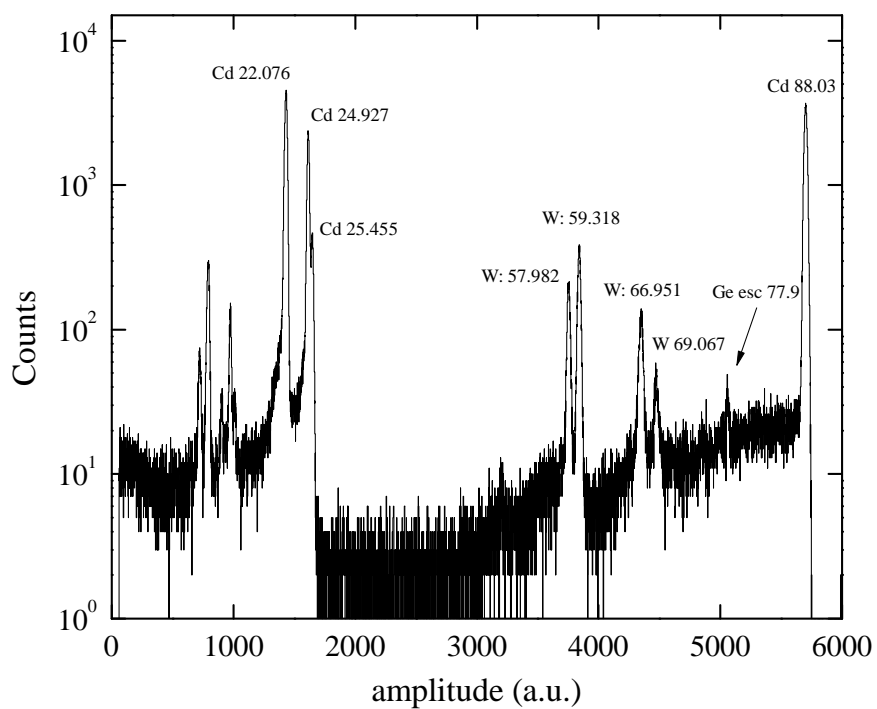
2.4.2 Рентгеновская пушка

2.4.3 Изотоп ^{109}Cd

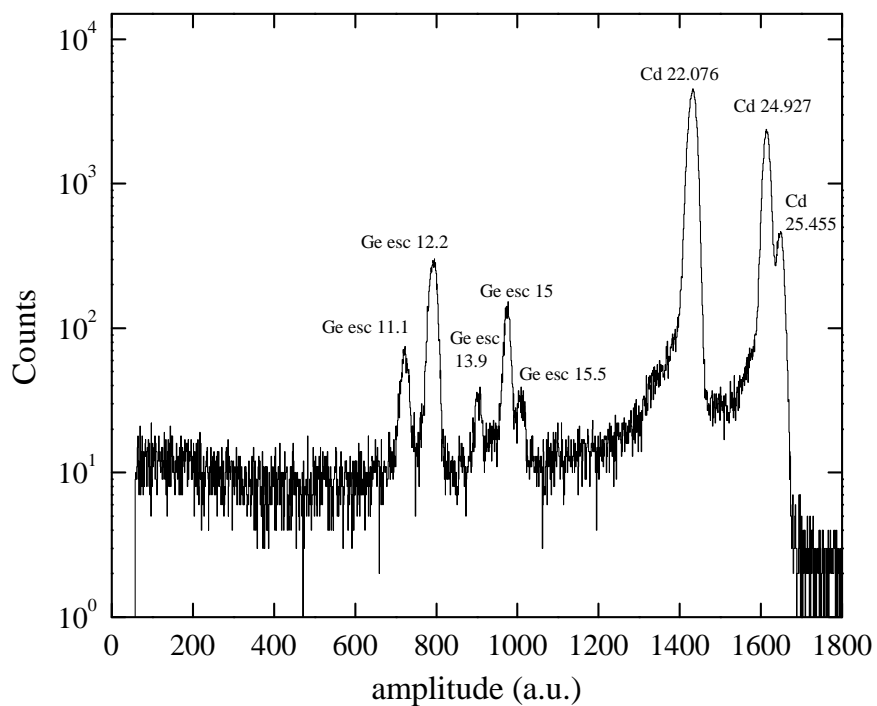
Для калибровок детектора использовался изотоп ^{109}Cd ИРИК-Д ТУ 95 1773-2002, поскольку данный источник обладал достаточной интенсивностью и энергией, чтобы излучение проникало в детектор через два алюминиевых окна, и одновременно не столь большой энергией, когда станет доминировать комптоновское рассеяние в активном веществе детектора.

Поскольку изотоп помещен в контейнер, то необходимо было узнать реальный спектр изотопа, в котором могут возникнуть дополнительные линии и измениться соотношение интенсивностей пиков. Для решения этой задачи использовался Ge детектор (название, модель), перед которым был установлен фильтр из 3 мм алюминия и 3 мм полиметилметакрилата, моделирующий прохождение излучения в детекторе до попадания в активный слой жидкого аргона. Измеренный спектр представлен на Рис. 2.1(a) и 2.1(b).

Помимо линий, вызванных распадом ^{109}Cd , присутствуют также линии харак-



(a)



(b)

Рис. 2.1: Спектр изотопа ^{109}Cd , измеренный на Ge детекторе. (a) - полный спектр, (b) - увеличенная часть спектра.

теристического излучения вольфрама и пики вылета германия. Эффекты, связанные с пиками вылета, не будут наблюдаться в двухфазном детекторе, поскольку излучение будет практически полностью поглощаться в активном веществе.

В двухфазном детекторе энергетическое разрешение будет на уровне 20-30% при энергии 88 кэВ. При таком разрешении линии вольфрама и линия ^{109}Cd 88.03 кэВ будут неразличимы, поэтому удобнее оперировать средней энергией. Аналогичным образом усреднены низкоэнергетичные линии ^{109}Cd . В Табл. 2.1 приведены данные по энергиям пиков, их интенсивностям и ширинам, а также средняя энергия близкорасположенных линий.

Таблица 2.1: Интенсивности и ширины пиков в спектре изотопа ^{109}Cd , полученного при помощи Ge детектора.

Энергия (кэВ)		Площадь, нормированная на линию 88.03 кэВ	$\sigma/E \cdot 10^3$
83.7	88.03 Cd	1	2.2
	69.067 W	0.01	2.8
	66.951 W	0.037	3.6
	59.318 W	0.092	2.9
	57.982 W	0.049	2.9
23.1	25.455 Cd	0.09	5.1
	24.9275 Cd	0.44	5.3
	22.0765 Cd	0.97216	7.0

Глава 3

Измерение ионизационных выходов в жидком аргоне.

3.1 Измерение выходов по краю спектра.

3.2 Измерение выходов при рассеянии на заданный угол.

3.3 Двойное рассеяние нейтронов.

Глава 4

Оптическое считывание двухфазного детектора с электролюминесцентным зазором на Si-ФЭУ–матрицы

4.1 Прямое считывание

4.2 Считывание с лавинным усилением в ГЭУ

4.3 Измерение амплитудного выхода сигнала S2 на матрице SiPM

Начиная с июня по декабрь 2017 года было проведено несколько экспериментальных заходов с целью измерения амплитудного выхода и координатного разрешения матрицы SiPM по сигналу S2. Данные измерения позволят не только понять необходимые параметры новой установки для измерения ионизационных выходов ядер отдачи, но и оценить возможность работы КЛД с использованием только лишь ЭЛ зазора (без участия ГЭУ), что имеет важное значение для разработки масштабного детектора темной материи DarkSide-20k.

Ранее предполагалась работа КЛД только при наличии переизлучателя или ГЭУ, однако в ходе недавних измерений выяснилось, что имеется свечение и в видимом диапазоне. Новые измерения были направлены также на изучение эффекта излучения ЭЛ зазора в видимом спектре, для чего экспериментальная установка была модифицирована (см. Рис. 4.1). В результате модификации был убран переизлучатель перед одним ФЭУ.

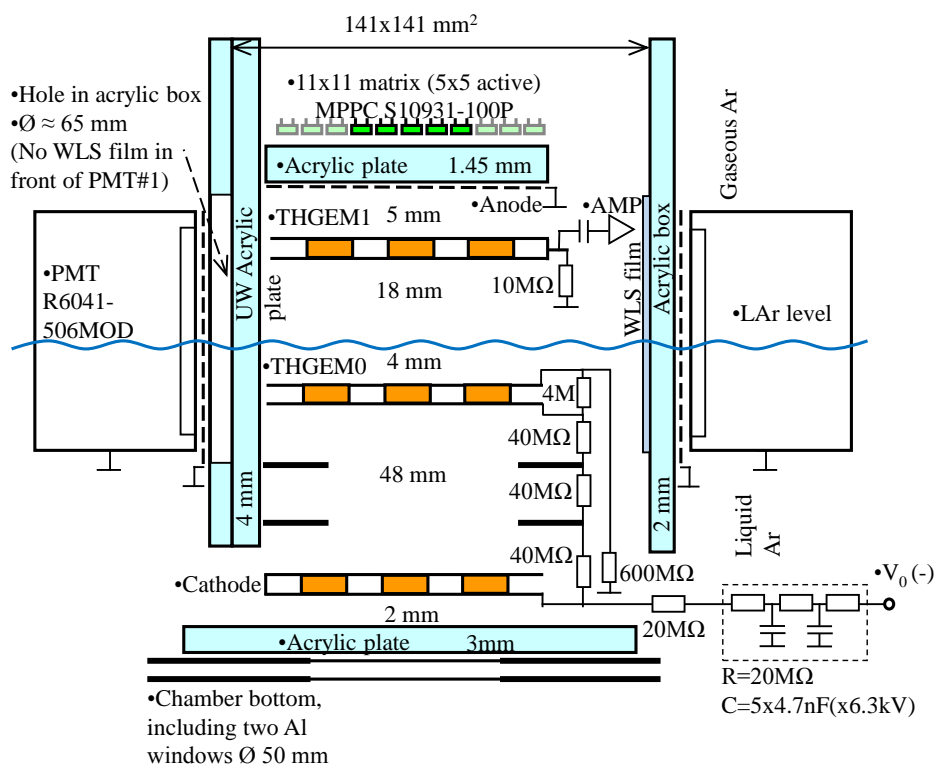


Рис. 4.1: Модифицированная экспериментальная установка - убран переизлучатель перед одним ФЭУ.

В отличие от предыдущих измерений, данные записывались не только на осциллограф, но и на персональный компьютер при помощи платы CAEN V1740. Это позволило проводить более сложную offline обработку сигналов, дающую лучшую точность, и записывать одновременно все каналы SiPM матрицы.

В ходе измерений велась запись сигналов 25 каналов SiPM матрицы, суммы 3-х ФЭУ, сигнал ФЭУ без переизлучателя и зарядовый сигнал с обкладок ГЭУ. Поскольку сигнал с ФЭУ имеет как положительную, так и отрицательную часть, то для корректного вычисления площади сигналы предварительно усреднялись и находились границы положительной части. Далее интегрировалась положительная часть и строилась гистограмма, которая аппроксимировалась распределением Гаусса. Аналогичным образом вычислялись площади сигналов с ФЭУ без переизлучателя и с ГЭУ.

Для вычисления площади сигналов с каналов SiPM-матрицы метод усреднения был непригоден, поскольку в большинстве случаев число зарегистрированных фотоэлектронов было мало и сигналы малой интенсивности появлялись в случайное время. В этом случае вклад наводок существенно искажал бы среднее значение сигнала. Для правильного нахождения числа фотоэлектронов была написана специальная программа. Алгоритм нахождения пиков состоял в следующем:

1. Вычислялась сглаженная производная по фильтру Савицкого-Голея
2. По циклу проходились все точки сигнала, начиная с наиболее ранней точки, пока значение амплитуды производной не превысит порог
3. В случае превышения порога на небольшом участке сигнала слева от точки превышения вычислялась локальная базовая линия
4. По циклу справа налево от точки превышения порога проходились точки до момента уменьшения амплитуды сигнала до уровня локальной базовой линии. Аналогичным образом вычислялась правая граница сигнала.
5. В случае, если впереди найденного пика на близком расстоянии оказывался новый пик, то предыдущий и новый пик считались одним пиком.

В случае использования рентгеновской трубки для облучения детектора использовался триггер от генератора трубки, а в случае использования изотопа ^{109}Cd запуск осуществлялся по порогу сигнала с 3-х ФЭУ.

На Рис. 4.2 представлены амплитудный выход и собранный заряд в зависимости от поля в ЭЛ зазоре. На графике указаны только статистические ошибки. При поле ниже 3 кВ/см заряд определялся с существенной систематической ошибкой, поскольку сигнал становился порядка уровня наводки, скорректированной с триггером.

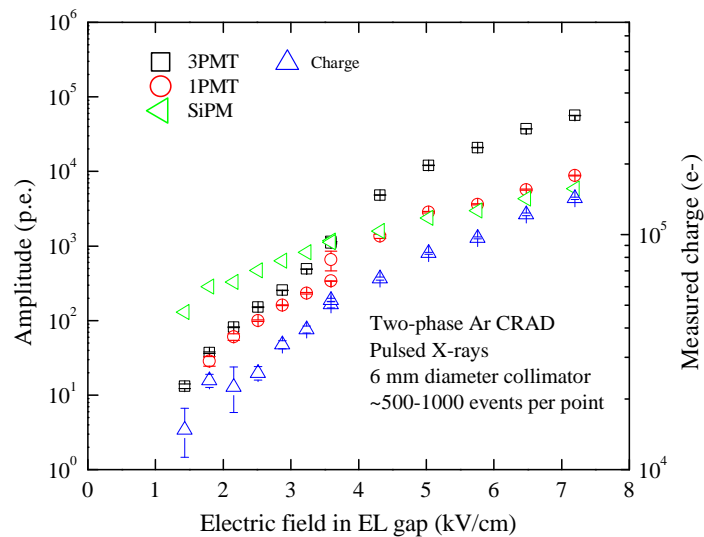


Рис. 4.2: Амплитудный выход и собранный заряд в зависимости от поля в ЭЛ зазоре.

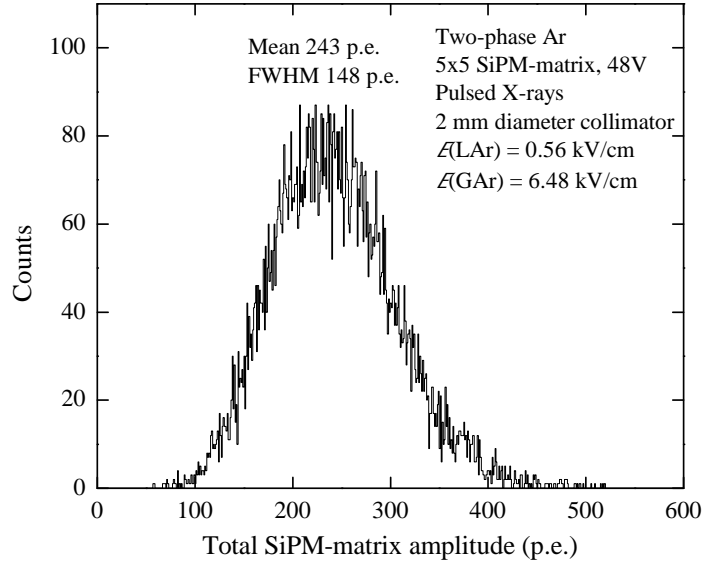


Рис. 4.3: Распределение числа фотоэлектронов, зарегистрированных SiPM-матрицей.

4.4 Координатное разрешение матрицы SiPM

Под координатным разрешением матрицы SiPM подразумевается величина уширения распределения восстановленной координаты относительно распределения, полученного на идеальном детекторе, т.е. детектора, который точно определяет (x, y) координаты точки наибольшего энерговыделения частицы в жидком аргоне.

Вычисление разрешения идет в несколько этапов. На начальном этапе вычисляется число фотоэлектронов на каждом канале SiPM матрицы и по методу центра тяжести (4.1) рассчитываются восстановленные (x, y) координаты события.

$$x = \left(\sum_{i=1}^{N_{ch}} X_i N_{p.e.i} \right) / \left(\sum_{i=1}^{N_{ch}} N_{p.e.i} \right), \quad (4.1)$$

где X_i - координата центра i -го элемента матрицы по оси абсцисс, $N_{p.e.i}$ - число зарегистрированных фотоэлектронов на i -м элементе матрицы, N_{ch} - число каналов матрицы SiPM, используемых для вычисления координаты, x - восстановленная координата. Аналогичным образом вычисляется и y координата.

В идеальном случае для восстановления координаты необходимо задействовать все доступные каналы матрицы. Проблема заключается в том, что некоторые каналы не работали во время набора данных или имели уровень наводок, не позволяющий однозначно выделять сигнал в амплитудном спектре (далее будем называть такие каналы пассивными, а работающие корректно - активными). Первый вариант решения - использовать только активные каналы. Однако в этом случае придется исключать из рассмотрения часть активных каналов, чтобы добиться симметричного расположения каналов и меньше искажать распределение

восстановленной координаты. Второй вариант - использовать все каналы и вычислять число фотоэлектронов в отсутствующих как среднее значение по соседним каналам. В работе использован данный подход, поскольку он позволяет не только уменьшить артефакты реконструкции координаты, но и находить полное число фотоэлектронов, зарегистрированных матрицей. Число фотоэлектронов в пассивном канале определяется как среднее значение числа фотоэлектронов по ближайшим соседним каналам, взятое с весом 1 для каналов на одной горизонтали или вертикали с пассивным каналом, или с весом $1/\sqrt{2}$ для каналов по диагонали.

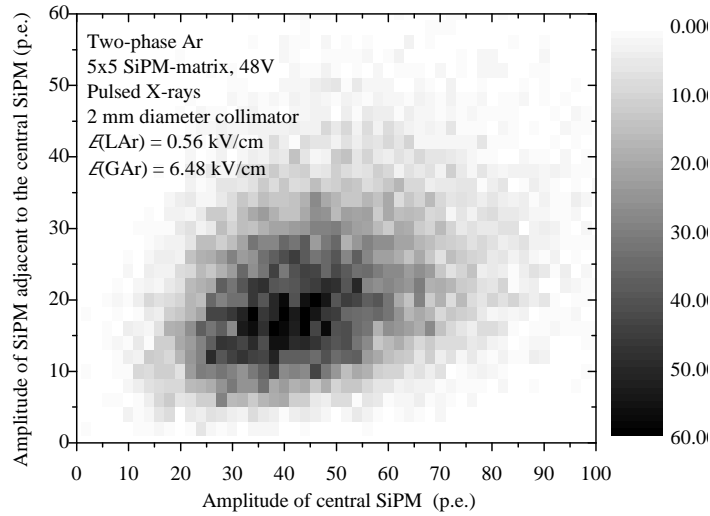


Рис. 4.4:

На Рис. 4.5 изображено двумерное распределение событий. Пунктирной линией отмечен пассивный канал.

Следующий этап вычисления координатного разрешения - вычисление Монте-Карло (МС) поправок. Необходимость данного этапа возникает в связи с ограниченностью числа элементов SiPM-матрицы и конечным шагом каналов, в результате чего после реконструкции координат методом центра тяжести появляются систематические ошибки. На данный момент вычисление МС поправок не осуществлено, но планируется в ближайшее время. В случае малой ширины пятна МС поправки не должны оказывать существенного влияния на результат, поэтому вычислим координатное разрешение для 2-х мм коллиматора. На Рис. 4.6(a) и 4.6(b) представлены гистограммы распределений по x и y координатам.

Далее необходимо извлечь из координатных распределений информацию о разрешении. В идеальном случае следует смоделировать распространение излучения через коллиматор посредством МК моделирования, поскольку аналитические расчеты сложны и не могут учесть все эффекты. В дальнейшем будет реализовано МК моделирование, а пока координатное разрешение вычислялось упрощенным способом. В случае рентгеновской пушки считалось, что фокус пушки - точечный

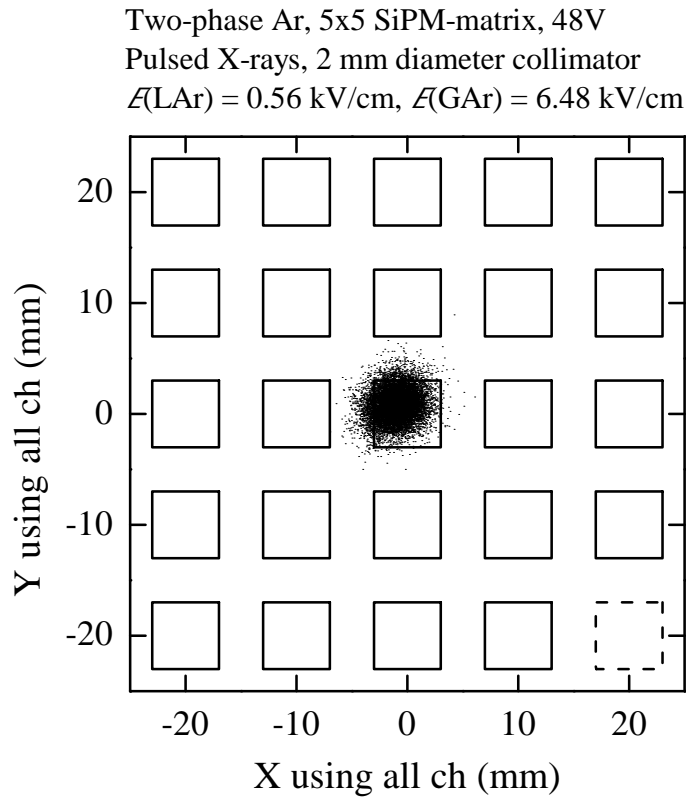


Рис. 4.5: Двумерное распределение реконструированных событий. Пунктирной линией отмечен пассивный канал.

источник, излучение от которого поглощается в активном слое детектора с равномерным распределением по координате в плоскости xy . Далее из геометрических соображений рассчитывалась ширина пятна и прямоугольное распределение сворачивалось с распределением Гаусса. Найденным распределением с неизвестным параметром ширины Гаусса σ , амплитуды и положения центра аппроксимировались гистограммы, полученные в эксперименте. На Рис. 4.7 приведена зависимость координатного разрешения от числа фотоэлектронов, полученная при использовании рентгеновской пушки.

4.5 Амплитудные и координатные характеристики SiPM-матрицы при использовании изотопа ^{109}Cd

Результаты, описанные в двух предыдущих пунктах, были получены в экспериментах, где детектор облучался рентгеновской пушкой. Преимущество такого подхода - возможность прямого измерения числа электронов, избежавших рекомбинации в жидкости, и, следовательно, возможность приводить данные в едини-

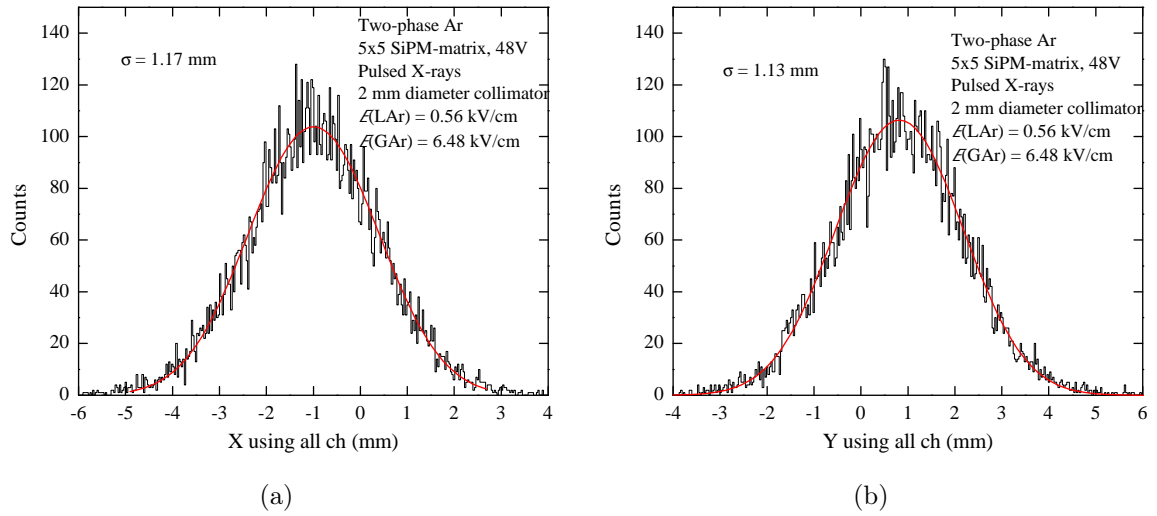


Рис. 4.6: Распределение событий по x и y координате, реконструированной по методу центра тяжести. Красная линия - аппроксимация гистограммы сверткой прямоугольного распределения с распределением Гаусса.

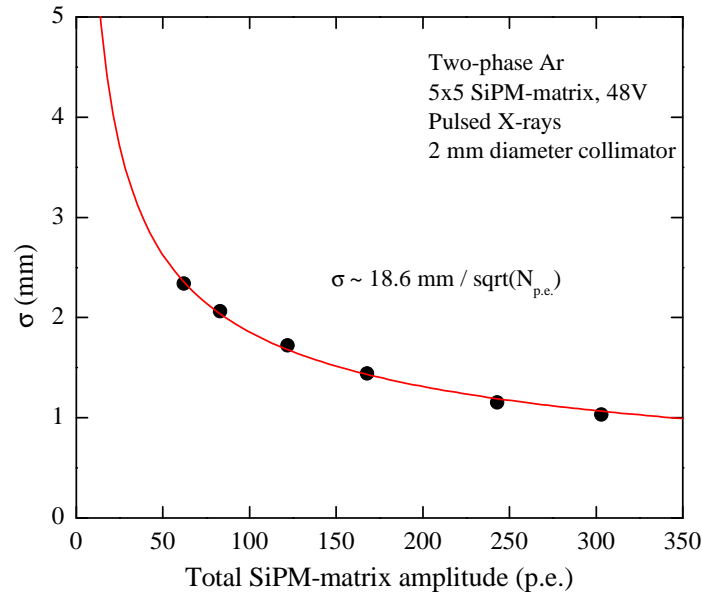


Рис. 4.7: Координатное разрешение в зависимости от числа фотоэлектронов. Красная линия - аппроксимация точек зависимостью $const/\sqrt{N_{p.e.}}$.

цах числа зарегистрированных фотоэлектронов на электрон ионизации. Однако при низких полях число электронов мало и невозможно достоверно определить заряд. Другой подход - использование изотопа ^{109}Cd для облучения детектора. В этом случае можно нормировать величины на единицу выделенной энергии, однако число фотоэлектронов будет меньшим, чем от рентгеновской пушки. Изучив общие координатные и амплитудные характеристики SiPM-матрицы, рассмотрим их более детально в случае использования изотопа ^{109}Cd .

Как упоминалось ранее (см. раздел 2.4.3), изотоп ^{109}Cd имеет несколько линий, которые можно условно поделить на две из-за недостаточного энергетического разрешения двухфазного детектора: линия с высокой (83.7 кэВ) и низкой (23.1 кэВ) энергией. Для детального анализа амплитудного выхода и координатного разрешения необходимо разделять события по энергии. Осуществить разделение событий при использовании спектра SiPM-матрицы не представляется возможным из-за недостаточного числа зарегистрированных электронов. В тоже время спектр площадей сигналов с суммы 3-х ФЭУ позволяет разделять события по энергиям.

На Рис. 4.8 приведен спектр, набранный в присутствии источника ^{109}Cd и спектр фона. Спектр фона наглядно показывает малый вклад фоновых событий в спектр, набранный при использовании изотопа. Поскольку при наборе данных с изотопом и без электроника имела разную долю пропущенных событий, то для сопоставления спектров использовалась нормировка спектров, путем выравнивания числа событий в высокоэнергетических частях распределений (на рисунке не показана эта часть).

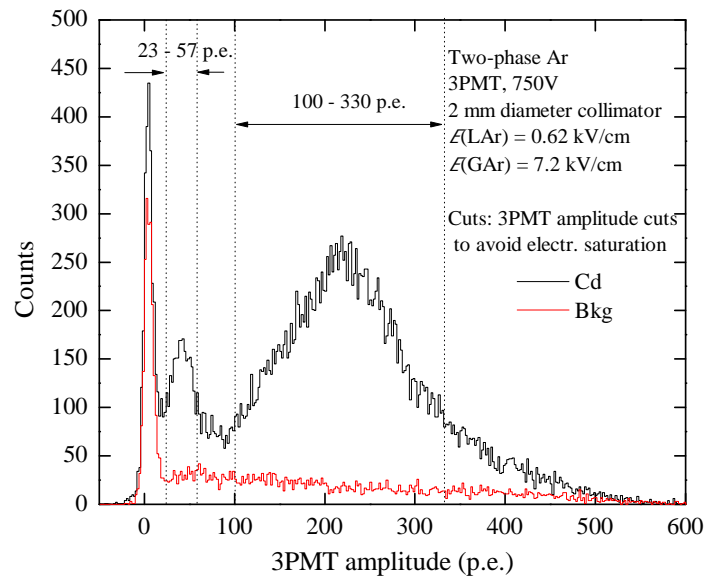


Рис. 4.8: Распределение амплитуд сигналов с суммы 3-х ФЭУ.

Применяя условия отбора к спектру с 3-х ФЭУ, в спектре сигналов с матрицы SiPM можно выделить события с низкой (см. Рис. 4.9(a)) или высокой (см. Рис. 4.9(b)) энергией.

4.6 Минимальный порог регистрации

Минимальный порог регистрации, т.е. предельная чувствительность детектора для электронов отдачи при регистрации рентгеновских фотонов может быть

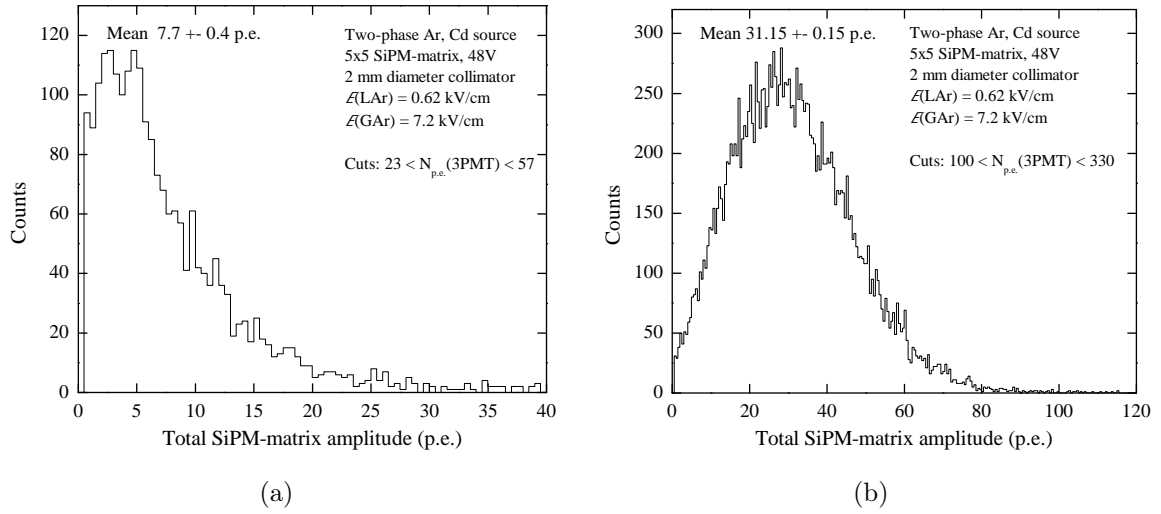


Рис. 4.9: Распределение амплитуд сигналов в 5x5 SiPM-матрице в двухфазном детекторе от рентгеновских фотонов от источника ^{109}Cd при применении условий отбора по низкой (a) и высокой (b) энергии.

оценена из Рис. 4.9(b). На нем представлено распределение амплитуд сигналов в 5x5 SiPM-матрице в двухфазном детекторе для событий около пика амплитудного распределения сигналов с ФЭУ, т.е. соответствующих средней энергии фотонов 83.7 кэВ от источника ^{109}Cd . Среднее распределения составляет около 31 ф.э.. Расчеты показывают, что хватит и 10 ф.э. на матрицу для удовлетворительного восстановления координат события, как видно из сравнения с Рис. 8. Таким образом можно оценить порог регистрации с позиционной чувствительностью для прямого считывания на SiPM-матрицу в данной неоптимальной конфигурации: $83.7 \cdot 10 / 31 = 27$ кэВ для электронов отдачи и 90 кэВ для ядер отдачи (с учетом фактора гашения 0.3).

В данной (неоптимальной) конфигурации мы имеем на SiPM-матрицу выход 0.4 ф.э. на кэВ энергии, поглощенной в жидкости для рентгеновских фотонов с энергией 83.7 кэВ. Посчитаем теперь максимальную чувствительность в случае оптимальной конфигурации оптического считывания SiPM-матрицы с ЭЛ зазора. В этом случае, во-первых, THGEM1 электрод, с прозрачностью всего 28%, может быть заменен на полностью прозрачный электрод с ITO покрытием (как в эксперименте DarkSide), во-вторых, полезная площадь ГЛФД матрицы может быть увеличена с нынешних 36% (см. Рис. 3) до 100% (когда ГЛФД расположены вплотную к друг другу), и, в третьих, пропускание электронов в жидкости через электрод THGEM0 может быть увеличено с нынешних 60% до 100% за счет большего приложенного напряжения (как показывает моделирование). Таким образом, в оптимальной конфигурации чувствительность прямого считывания SiPM-матрицы с ЭЛ зазора в УФ и видимой области спектра для рентгеновских фотонов со средней

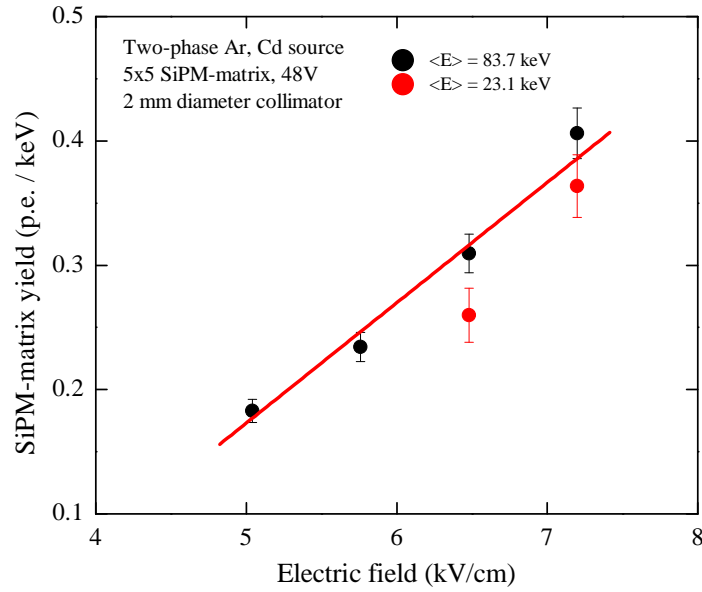


Рис. 4.10: Амплитудный выход SiPM-матрицы в зависимости от поля в ЭЛ зазоре для высокой и низкой энергии. Красная линия - аппроксимация данных для высокой энергии.

энергией 83.7 кэВ может достигать величины $0.4/0.28/0.36/0.6 = 6.6 \text{ ф.э./кэВ}$.

Для меньших энергий чувствительность будет падать в соответствии с падением ионизационных выходов в жидком аргоне. Так, для энергии фотона в 7 кэВ ионизационный выход по расчетам уменьшится в 4.7 раза по сравнению с 83.7 кэВ при данном поле в жидкости (около 0.62 кВ/см) (см. [36]), т.е. чувствительность составит 1.4 ф.э./кэВ. Таким образом, для 7 кэВ число фотоэлектронов на ГЛФД матрицу составит около 10, что будет вполне достаточным для удовлетворительного восстановления координат события, как видно из сравнения с Рис. 8, где число фотоэлектронов было всего в два раза больше. Т.е. величину 7 кэВ можно принять за эффективный порог регистрации для электронов отдачи. Для ядер отдачи порог регистрации увеличивается соответственно фактору гашения (около 0.3), т.е. составит около 23 кэВ.

Таким образом, мы оценили предельную чувствительность детектора в оптимальной конфигурации. А именно, двухфазного детектора с ЭЛ зазором, считываемым напрямую с помощью SiPM-матрицы в аргоне в УФ и видимой области спектра, может достичь минимального порога регистрации в 7 кэВ для электронов отдачи и 23 кэВ для ядер отдачи.

4.7 Оптическое считывание с лавинным усилением в THGEM

Для еще большего повышения чувствительности двухфазного детектора были начаты исследования с комбинированным умножителем THGEM/SiPM-матрица, когда THGEM1 на Рис. 4.1 включен, т.е. работает в режиме усиления заряда. В этом случае предварительные результаты показывают, что чувствительность может быть повышена в 40 раз даже в неоптимальной конфигурации (Рис. 4.1), т.е. примерно до порога регистрации (с учетом падения ионизационного выхода) в 5 кэВ и 17 кэВ для электронов и ядер отдачи, соответственно. Работы в данном направлении продолжаются.

Заключение

Список литературы

- [1] Akimov D. Detectors for Dark Matter search (Review) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2009. Vol. 598. P. 275.
- [2] Buzulutskov A. Advances in Cryogenic Avalanche Detectors // J. of Instrumentation. 2012. Vol. 7. C02025.
- [3] Chepel V., Araujo H. Liquid Noble Gas Detectors for Low Energy Particle Physics // J. of Instrumentation. 2013. Vol. 8. R04001.
- [4] Joshi T.H. et al. First Measurement of the Ionization Yield of Nuclear Recoils in Liquid Argon // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. 171303.
- [5] Lenardo B. A Global Analysis of Light and Charge Yields in Liquid Xenon // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. Vol. 62. no. 6. 3387.
- [6] Bernabei R. et al. New Results from DAMA/LIBRA // Eur. Phys. J. C. 2010. Vol. 67. P. 39.
- [7] Aalseth C. E. et al. CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter using p-type Point Contact Germanium Detectors // Eprint arXiv:1208.5737. 2012.
- [8] Angloher G. et al. Results from 730 kg Days of the CRESST-II Dark Matter search // Eur. Phys. J. C. 2012. Vol. 72. P. 1971.
- [9] Agnese R. et al. Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II // Eprint arXiv:1304.4279. 2013.
- [10] Angle J. et al. Search for Light Dark Matter in XENON10 Data // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. 051301.
- [11] Aprile E. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. 181301.
- [12] Akimov D. et al. WIMP-Nucleon CrossSection Results from the Second Science Run of ZEPLIN-III // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 709. P. 14.

- [13] Haggmann C., Bernstein A. Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. Vol. 51. P. 2151.
- [14] Akimov D. et al. Detection of Reactor Antineutrino Coherent Scattering off Nuclei with a Two-Phase Noble Gas Detector // J. of Instrumentation. 2009. Vol. 4. P06010.
- [15] Collar J. I., McKinsey D. N. Comments on «First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment» // Eprint arXiv:1005.0838. 2010.
- [16] Sorensen P. A Coherent Understanding of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2010. Vol. 9. 033.
- [17] McKinsey D. N., Coakley K. J. Neutrino Detection with CLEAN // Astropart. Phys. 2005. Vol. 22. P. 355.
- [18] Guo W., McKinsey D. N. A Concept for a Dark Matter Detector Using Liquid Helium-4 // Eprint arXiv:1302.0534. 2013.
- [19] Mangiarotti A. et al. A Survey of Energy Loss Calculations for Heavy Ions between 1 and 100 keV // Nucl. Instrum. Meth. A. 2007. Vol. 580. P. 114.
- [20] Mei D.-M. et al. A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids // Astropart. Phys. 2008. Vol. 30. P. 12.
- [21] Barker D. et al. Ionization Efficiency Study for Low Energy Nuclear Recoils in Germanium // Eprint arXiv: 1304.6773. 2013.
- [22] Collar J.I. Quenching and Channeling of Nuclear Recoils in NaI[Tl]: Implications for Dark Matter Searches // Eprint: arXiv:1302. 0796. 2013.
- [23] Manzur A. et al. Scintillation Efficiency and Ionization Yield of Liquid Xenon for Monoenergetic Nuclear Recoils down to 4 keV // [Phys. Rev. C. 2010. Vol. 81. 025808.](#)
- [24] Horn M. et al. Nuclear Recoil Scintillation and Ionisation Yields in Liquid Xenon from ZEPLIN-III Data // [Phys. Lett. B. 2011. Vol. 705. P. 471.](#)
- [25] Plante G. et al. New Measurement of the Scintillation Efficiency of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // [Phys. Rev. C. 2011. Vol. 84. 045805.](#)
- [26] Cao H. et al. Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon // [Phys. Rev. D. 2015. Vol. 91. 092007.](#)

- [27] Bondar A. et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon at 80 and 233 keV // [Europhys. Lett. 2014. Vol. 108 12001.](#)
- [28] Badertscher A. et al. ArDM: first results from underground commissioning // [JINST. 2013. Vol. 8. C09005.](#)
- [29] Alexander T. et al. DarkSide search for dark matter // [JINST 2013. Vol. 8. C11021.](#)
- [30] Bondar A. et al. Proportional electroluminescence in two-phase argon and its relevance to rare-event experiments // [Europhys. Lett. 2015. Vol. 112. 19001.](#)
- [31] Bondar A. et al. Two-phase Cryogenic Avalanche Detector with electroluminescence gap operated in argon doped with nitrogen // [Nucl. Instr. Meth. A. 2017. Vol. 845. 206.](#)
- [32] Bondar A. et al. Characterization of photo-multiplier tubes for the Cryogenic Avalanche Detector // [JINST 2015. Vol. 10. P10010.](#)
- [33] Бондарь А. Е. и др. Проект систем рассеяния нейтронов для калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 27–38.
- [34] Гришняев Е., Полосаткин С. Определение выхода титановой нейтронообразующей мишени // Атомная энергия 2012. Т. 113., вып. 5. С. 276 – 279.
- [35] Grishnyaev E., Polosatkin S. The study of neutron burst shape of a neutron tube driven by dispenser cathode // [Nucl. Instr. Meth. A. 2016. Vol. 828. 91.](#)
- [36] Bondar A. et al. X-ray ionization yields and energy spectra in liquid argon // [Nucl. Instr. Meth. A. 2016. Vol. 816. 119.](#)
- [37] Гришняев Е. С. и др. Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабовзаимодействующих частиц // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 39–46.
- [38] Chadwick M. et al. ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology // [Nuclear Data Sheets. 2006. Vol. 107. 2931.](#)
- [39] Thomas J., Imel D. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon // [Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. 614.](#)
- [40] Szydagis M. et al. NEST: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon [JINST 2011. Vol. 6. P10002.](#)

- [41] Jaffe G. Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen // [Ann. Phys. 1913. Vol. 42. 303.](#)
- [42] Acciarri R. et al. A study of electron recombination using highly ionizing particles in the ArgoNeuT Liquid Argon TPC // [JINST 2013. Vol. 8. P08005.](#)
- [43] Biersack J. et al. The Stopping and Range of Ions in Solids // Pergamon Press, New York. 1985.
- [44] Schwentner N. et al. Electronic Excitations in Condensed Rare Gases // Berlin: Springer-Verlag. 1985.
- [45] Gastler D. et al. Measurement of Scintillation Efficiency for Nuclear Recoils in Liquid Argon // [Phys. Rev. C. 2012. Vol. 85. 065811.](#)
- [46] Regenfus C. et al. Study of Nuclear Recoils in Liquid Argon with Monoenergetic Neutrons // [J. Phys.: Conf. Ser. 2012. Vol. 375. 012019.](#)
- [47] Lippincott W. H. et al. Scintillation Yield and Time Dependence from Electronic and Nuclear Recoils in Liquid Neon // [Phys. Rev. C. 2012. Vol. 86. 015807.](#)

Приложение А. Список опубликованных и готовящихся к публикации статей

Опубликованные статьи:

1. Babichev E.A. et al. SiPM based photon counting detector for scanning digital radiography // [J. of Instrumentation](#). 2015. Vol. 10. C03002.
2. Babichev E.A. et al. Photon counting detector for the personal radiography inspection system “SIBSCAN” // [Nucl. Instrum. Meth. A](#). 2017. Vol. 845. P. 499.
3. Kuper K.E. et al. On reachable energy resolution of SiPM based scintillation counters for X-ray detection // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. P01001.
4. Oleynikov V. and Porosev V. After-pulsing and cross-talk comparison for PM1125NS-SB0 (KETEK), S10362-11-100C (HAMAMATSU) and S13360-3050CS (HAMAMATSU) // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C06046.
5. Bondar A. et al. Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon using a two-phase detector with electroluminescence gap // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C05010.
6. Bondar A. et al. Further studies of proportional electroluminescence in two-phase argon // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C05016.
7. Aalseth C. E. et al. Cryogenic Characterization of FBK RGB-HD SiPMs // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. P09030.
8. Бондарь А. Е. и др. Исследование пропорциональной электролюминесценции в двухфазном аргоне // doi 10.25205/2541-9447-2017-12-3-5-15 Сибирский физический журнал. 2017. Том 12. №3.

9. Бондарь А. Е. и др. Измерение ионизационных выходов ядер отдачи в жидком аргоне с помощью двухфазного детектора с оптическим считыванием // doi 10.25205/2541-9447-2017-12-3-16-23 Сибирский физический журнал. 2017. Том 12. №3.

Готовятся к публикации:

1. Некоторые вопросы измерений ионизационных выходов ядер отдачи в жидком аргоне методом рассеяния нейтронов в двухфазном детекторе // журнал ЭЧАЯ (физика элементарных частиц и атомного ядра). Будет опубликована в 4-м выпуске в 2018 году.

Приложение Б. Список выступлений на научных мероприятиях

1. Международная Научная Студенческая Конференция, Новосибирск, 2012. Диплом 3-й степени.
2. Конкурс Молодых Ученых, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2014. Диплом 3-й степени.
3. Международная Научная Студенческая Конференция, Новосибирск, 2014. Диплом 3-й степени.
4. The 14th Vienna Conference on Instrumentation (VCI2016), Вена, 15-19 февраля 2016. Постерный доклад.
5. Конкурс Молодых Ученых, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2016.
6. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17) Conference, Новосибирск, 2017. Устный доклад.
7. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17) Conference, Новосибирск, 2017. Постерный доклад.
8. Конкурс Молодых Ученых, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2017. Диплом 2-й степени.
9. International Session-Conference of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Department of the Russian Academy of Sciences, Нальчик, 2017. Устный доклад.