

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 VI 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	4
1. Описание детектора	5
2. Определение ионизационного выхода ядер отдачи по краю спектра	5
3. Двойное рассеяние нейтронов	9
4. S1/S2 критерий разделения нейтронов и гамма-квантов	9
5. THGEM повышенной прозрачности	10
6. Тестирование матрицы SiPM 12×12	10
Заключение	12
Приложение А. Список опубликованных и готовящихся к публикации статей	15
Приложение Б. Список выступлений на научных мероприятиях	16

Введение

Прямой поиск частиц темной материи (WIMP – Weakly Interacting Massive Particle) производится в детекторах ядер отдачи по наблюдению упругого рассеяния WIMP на атомных ядрах вещества детектора. Форма спектра энергий ядер отдачи, образованных в результате такого взаимодействия, предсказывается экспоненциальной в диапазоне от нуля до нескольких десятков кэВ. В настоящее время ситуация с наблюдением сигналов от частиц темной материи является довольно запутанной. Так, несколько экспериментов с твердотельным активным веществом, такие как DAMA / LIBRA (на основе NaI), CoGeNT (Ge), CREST (CaWO₄) и CDMS [7], сообщают о положительных результатах по возможной регистрации легких WIMP, с массой порядка 10 ГэВ, причем при довольно низких энергиях ядер отдачи – менее 10 кэВ. С другой стороны, эксперименты на основе жидких благородных газов, такие как XENON10, XENON100 и ZEPLIN3, не наблюдают сигналов от WIMP в этом же диапазоне энергий ядер отдачи. Аналогично, для регистрации низкоэнергетических нейтрино (с энергией менее 20 МэВ), и в частности процесса когерентного рассеяния нейтрино на ядрах, также требуется регистрация ядер отдачи с очень низкой энергией – менее 1 кэВ. В детектирующей среде жидкого Ag это соответствует предельно малому количеству электронов первичной ионизации – менее 10. Некоторые авторы считают, что одной из причин расхождения данных различных экспериментов по поиску темной материи является проблема достоверной калибровки энергетической шкалы для ядер отдачи. В этой связи особенно актуальной является задача калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино, особенно в области низких энергий ядер отдачи – менее 10 кэВ. Обычно такая калибровка осуществляется с помощью системы рассеяния нейтронов, так как упругое рассеяние нейтронов на ядрах приводит к образованию ядер отдачи, идеально имитируя сигнал от WIMP или когерентно рассеянного нейтрино. В данной работе в качестве высокочувствительного детектора ядер отдачи используется двухфазный криогенный лавинный детекторы (КЛД, или CRAD), разработанный в ИЯФ. В простейшем варианте системы калибровки детектор облучается узконаправленным пучком моноэнергетических нейтронов, угол рассеяния определяется геометрией системы (взаимным расположением генератора и детекторов), а события, связанные с рассеянием на заданный угол, выделяются с помощью схемы совпадений. В эксперименте точность определения энергии ядра отдачи в значительной степени определяется геометрической ошибкой, связанной с конечными размерами источника нейтронов и детекторов. Геометрическая погрешность резко возрастает при уменьшении угла рассеяния. Кроме того, при малых углах рассеяния детектор рассеянных частиц не может быть защищен от потока первичных нейтронов, что приводит к появле-

нию фоновых событий. Эти эффекты ограничивают минимальную энергию ядер отдачи, которая может быть использована для калибровки при заданной энергии падающего нейтрона. Практически калибровка может быть выполнена при углах рассеяния, превышающих 20° , что соответствует энергии ядер аргона выше 10 кэВ при рассеянии нейтронов с энергией 2.45 МэВ. Для уменьшения геометрической погрешности необходимо иметь малый угловой размер детектора рассеянных нейтронов, что приводит к существенному уменьшению скорости счета и возрастанию вклада фоновых событий. В данной работе рассматривается метод регистрации рассеянных нейтронов с помощью самого же КЛД (метод двойного рассеяния). Такой подход позволяет сохранить высокую скорость счета, однако приводит к необходимости иметь высокое пространственное разрешение для правильной реконструкции событий, что будет обеспечиваться матрицей SiPM 11×11 элементов.

1. Описание детектора

Детекторы темной материи первого поколения регистрировали лишь сцинтилляционный свет. Однако при регистрации частиц, передающих малую энергию в детектирующую среду, данный метод уже не годится из-за малого числа фотонов. Необходимость усиления сигнала перед регистрацией привела к появлению двухфазных детекторов, где в газообразной фазе за счет электролюминесценции увеличивается число фотонов. При достаточно большом поле в газе происходит увеличение не только числа фотонов, но и числа электронов. Для нашего эксперимента выбрана комбинация толстых газовых электронных умножителей (THGEM) и гейгеровских лавинных фотодиодов (SiPM). THGEM работают при поле порядка 40 кВ / см и обеспечивают значительное увеличение числа электронов и фотонов, а матрица SiPM регистрирует свет. Схема установки приведена на рис.1.

2. Определение ионизационного выхода ядер отдачи по краю спектра

Один из простых методов определения ионизационного выхода ядер отдачи заключается в измерении края интегрального спектра сигнала. Данный метод имеет несколько ограничений. Одно из ограничений связано тем, что достоверно может быть рассчитан ионизационный выход только для максимальной энергии ядра отдачи. При бомбардировке ядер аргона нейтронами с энергией 2.45 МэВ максимальная переданная кинетическая энергия ядру аргона составляет 233 кэВ.

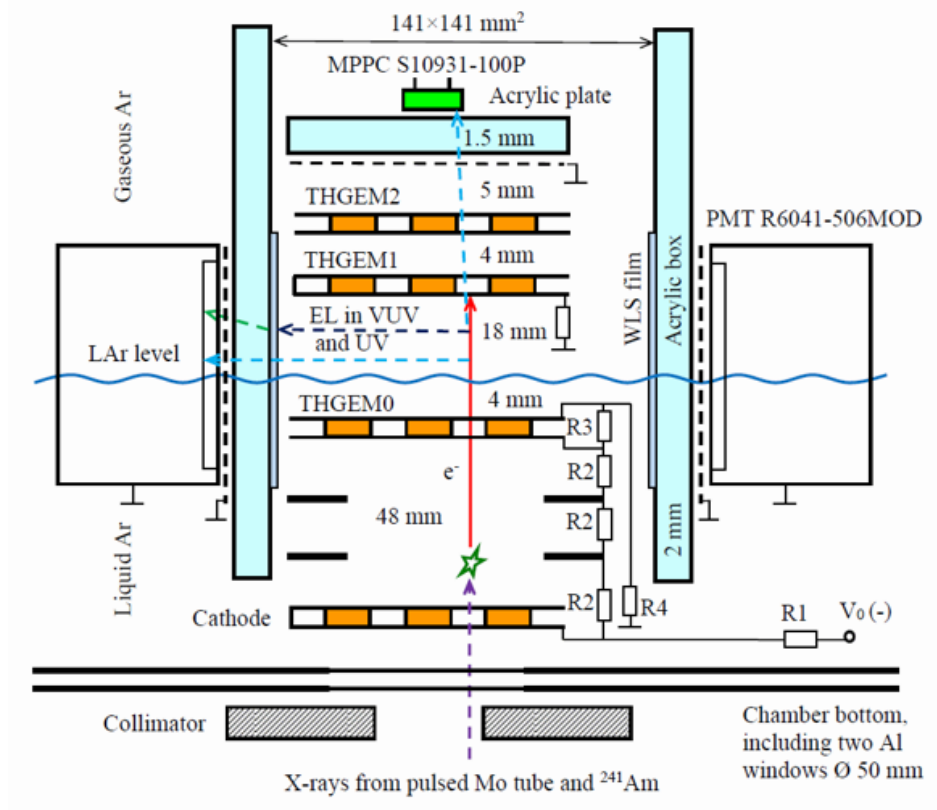


Рис. 1. Схема криогенного лавинного детектора.

Ионизационный выход вычисляется как отношение числа электронов, избежавших рекомбинацию с положительными ионами:

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

Доля электронов, избежавших рекомбинацию, описывается следующей моделью зависимости от поля:

$$n_e/N_i = 1/(1 + k(E)/\varepsilon) \quad (2)$$

С точки зрения зависимости от энергии частицы эта модель имеет два параметра:

$$n_e/N_i = a(\varepsilon)/(1 + b(\varepsilon)/E) \quad (3)$$

Данных о значении n_e/N_i для точки 59.5 кэВ нет, поэтому мы получим это значение интерполяцией. Сначала для известных энергий рассчитаем величину n_e/N_i , подставив необходимое значение поля в уравнение (2). Затем построим график n_e/N_i от энергии и аппроксимируем его уравнением (3), найдя параметры a и b . Подставив в уравнение (3) энергию 59.5 кэВ, вычислим n_e/N_i для источника ^{241}Am . Далее вычислим сколько электронов избегает рекомбинации для энергии

59.5 кэВ:

$$n_e = \frac{n_e}{N_i} \cdot \frac{E}{W} \quad (4)$$

Здесь $W = 23.6$ кэВ - энергия, необходимая на производство одной электрон - ионной пары. По определению, $W = E/N_i$. Следующий шаг заключается в переводе шкалы нВ*с в число электронов n_e по следующей формуле:

$$n_e = \frac{S[nVs]}{S^{Am}[nVs]} \cdot n_e^{Am} \quad (5)$$

Полученный спектр теперь выражен в числе электронов n_e , однако необходимо сделать еще несколько преобразований. Во-первых, необходимо из спектра, полученного при работе нейтронного генератора, вычесть фоновые события, полученные без какого-либо внешнего источника. В расчетах учитывалась величина просчетов электроники для правильного вычитания спектра фона. При высоких энергиях замечен значительный вклад сигналов от космических частиц. Если интенсивность нейтронного генератора недостаточно высока, то даже при большой статистике разница между фоновым спектром и спектром с нейтронами мала. Таким образом возникает еще одно ограничение на использование метода края спектра - интенсивность сигналов от нейтронов в районе гамма-подложки должна быть на одном уровне или выше интенсивности от космических частиц. Описание гамма-подложки дано ниже в тексте.

После вычитания фона спектр, записанный при работе нейтронного генератора, все еще содержит вклад других частиц. При работе генератора нейтронов образуются гамма-кванты. Их наличие можно понять по искажению монотонности интегрального спектра ядер отдач. Однако их можно подавить, расположив свинцовую защиту между нейтронным генератором и детектором. Также в результате радиационного захвата происходит испускание гамма-кванта с энергией 1294 кэВ. Доминирующим процессом взаимодействия гамма-кванта как с аргоном, так и с другими окружающими материалами будет комптоновское рассеяние. В области энергий спектра ядер отдачи комптоновский спектр близок по форме к линейной функции. Его можно вычесть, если аппроксимировать линией при энергии большей, чем край спектра. Но, как было сказано выше, нужно иметь трубку достаточной интенсивности или существенно подавлять фон для правильного нахождения подложки. После вычитания гамма-подложки край спектра находится аппроксимаций линейной функцией части спектра. Таким образом, вычисляется величина n_e , стоящая в числителе уравнения (1).

В знаменатель уравнения (1) нужно подставить максимальную энергию ядра отдачи. Теоретический спектр имеет резкий правый край, соответствующий максимальной переданной энергии. Однако детектор имеет конечное энергетическое

разрешение, поэтому правый край размывается. Для простоты будем считать относительное энергетическое разрешение постоянным:

$$ER(E) = \frac{ER^{Am}}{E^{Am}} \cdot E \quad (6)$$

Для более точного определения зависимости энергетического разрешения от энергии необходимо использовать изотопы с разными энергиями, однако на данный момент этот вариант не был реализован. Аппроксимируя часть спектра линейной функцией, мы найдем положение края спектра в энергетических единицах.

Если поделить число электронов n_e , полученное из эксперимента по краю спектра, на положение края спектра в энергетических единицах, найденное по моделированию, то мы получим ионизационный выход для энергии 233 кэВ. В феврале 2016 года были получены значения 5.9 и 7.4 е-/кэВ при 0.56 and 0.62 кВ/см соответственно.

3. Двойное рассеяние нейтронов

На данный момент измерение двойного рассеяния невозможно из-за того, что подключены только 25 каналов матрицы SiPM, что недостаточно для корректного разделения двух наложенных сигналов. Помимо этого только 25 каналов открыты для света, а остальные заблокированы анодной сеткой. В ближайшее время будет модернизация установки для осуществления возможности работы со всей матрицей.

Для оценки разрешающей способности комбинированного умножителя установка была смоделирована в программе GEANT4. При типичных параметрах работы детектора ожидаемое координатное разрешение составляет около 2 мм. Также моделирование необходимо для корректировки систематических ошибок, возникающих при использовании метода центра тяжести.

4. S1/S2 критерий разделения нейтронов и гамма-квантов

На данный момент многие коллаборации (DarkSide, например) используют для подавления гамма-фона S1 быструю и S1 медленную компоненту. Идея заключается в том, что нейтроны и гамма-кванты имеют разную плотность ионизации. При одной и той же энергии частицы плотность ионизации будет выше для нейтрона. Это приведет к тому, что в небольшом объеме будет большее число электрон-ионных пар, нежели для электрона, и больше света выделится при рекомбинации. Данный метод хорошо работает при средних дрейфовых полях (в эксперименте DarkSide-50 поле 200 В/см) и не очень малых энергиях. При низких энергиях (ниже 5 кэВ) отличие в плотности ионизации электронов и нейтронов становится малым, и, кроме того, число фотонов достаточно мало для регистрации сигнала. Это порождает необходимость использования значительного усиления сигнала и другого критерия разделения. В экспериментах на жидком ксеноне метод разделения реализован за счет разницы площадей S1 и S2 сигналов для нейтронов и гамма-квантов. В нашем эксперименте мы хотим получить аналогичный критерий разделения, только в жидком аргоне. Ранее в жидком аргоне такой критерий разделения не использовался.

На данный момент записаны сигналы offline с нейтронами от генератора нейтронов и гамма-квантами от Na и по результатам обработки данных выяснено, что светосбор S1 компоненты на ФЭУ находится на уровне одного-двух фотоэлектронов. Столь малое количество зарегистрированных фотоэлектронов недостаточно не только для разделения нейтронов от гамма-квантов, но и для правильного вос-

становления координаты вдоль электрического поля. Для повышения светосбора S1 компоненты была собрана матрица SiPM размером 12×12 элементов для установки на дно криогенной камеры, а также увеличены диаметры отверстий в THGEM.

5. THGEM повышенной прозрачности

Значительная часть S1 компоненты теряется при прохождении через THGEM0 с геометрической прозрачностью 27% (при нормальном падении света). Для повышения светосбора THGEM0 будет заменен на аналогичный THGEM с большим диаметром отверстия. На данный момент изготовлены THGEM с прозрачностью 48% или 75% и толщинами 0.5 или 1 мм (всего четыре различных типа, по две штуки каждого типа). THGEM с большой прозрачностью имеет меньшую механическую прочность. Запланирована серия испытаний по определению THGEM достаточной прочности для нашего эксперимента.

6. Тестирование матрицы SiPM 12×12

Для увеличения площади детектора на дно криогенной камеры будет помещена матрица SiPM 12×12 . Выводить каждый из 144 каналов невозможно в связи с ограниченностью диаметра сиффона и отсутствием необходимого числа усилителей. Для решения данной проблемы было предложено объединить в один канал каждые 9 SiPM, соединив 3 SiPM последовательно, а затем группу из 3 последовательных SiPM соединить параллельно. Это так называемое параллельно-последовательное соединение ($N_s N_p$).

Аналитически были рассчитаны амплитуда и постоянная времени выходного сигнала в упрощенной (не учитывались паразитные емкости) эквивалентной схеме SiPM. Была проведена серия тестов при последовательном (N_s) и параллельном (N_p) подключении SiPM. Как и ожидалось, при последовательном подключении N_s SiPM амплитуда и заряд(площадь сигнала) уменьшаются в N_{serial} раз, а сигнал становится немного короче из-за наличия паразитных емкостей. При параллельном подключении N_p SiPM амплитуда незначительно уменьшается, длительность сигнала увеличивается, но общий заряд остается прежним.

Аналитический расчет параллельно-последовательного соединения более сложен и на данный момент не выполнен. Для простоты монтажа параллельно-последовательное соединение экспериментально было протестировано на модели SiPM отличной от той, что будет установлена в детектор. Из-за значительных наводок удалось лишь оценочно установить, что при соединении $3s3p$ заряд падает

примерно в 3 раза. При любом подключении наблюдалась стабильная во времени работа SiPM.

Заключение

В данной работе продолжается изучение ионизационного выхода ядер отдачи в жидком Ar с помощью двухфазного детектора с электролюминесцентным зазором и DD нейтронным генератором. Ионизационные выходы в жидком Ar при 233 кэВ по результатам измерений оказались равными $5,9 \pm 0,8$ и $7,4 \pm 1$ е-/кэВ при значениях электрического поля 0,56 и 0,62 кВ/см соответственно; ионизационный факторы гашения составили $0,31 \pm 0,06$ и $0,37 \pm 0,07$ соответственно. При сравнении результатов, полученных при низких энергиях и высоких полях, были определены характерные зависимости ионизационного выхода от энергии и электрического поля. В частности, предположительно обнаружена особенная энергетическая зависимость, когда ионизационный выход проходит через минимум при росте энергии. Результаты данного исследования имеют важное значение для энергетической калибровки детекторов на основе жидких благородных газов, используемых при поиске темной материи, и для детального понимания ионизационных выходов в жидком Ar.

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] Bernabei R. et al. New Results from DAMA/LIBRA // Eur. Phys. J. C. 2010. Vol. 67. P. 39.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] Agnese R. et al. Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II // Eprint arXiv:1304.4279. 2013.
- [8] Angle J. et al. Search for Light Dark Matter in XENON10 Data // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. 051301.
- [9] Aprile E. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. 181301.
- [10] Akimov D. et al. WIMP-Nucleon CrossSection Results from the Second Science Run of ZEPLIN-III // Phys. Lett. B. 2012. Vol. 709. P. 14.
- [11] Hagmann C., Bernstein A. Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. Vol. 51. P. 2151.
- [12] 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.
- [13] Collar J. I., McKinsey D. N. Comments on «First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment» // Eprint arXiv:1005.0838. 2010.
- [14] Sorensen P. A Coherent Understanding of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2010. Vol. 9. 033.

- [15] McKinsey D. N., Coakley K. J. Neutrino Detection with CLEAN // *Astropart. Phys.* 2005. Vol. 22. P. 355.
- [16] Guo W., McKinsey D. N. A Concept for a Dark Matter Detector Using Liquid Helium-4 // *Eprint arXiv:1302.0534*. 2013.
- [17] 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.
- [18] Mei D.-M. et al. A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids // *Astropart. Phys.* 2008. Vol. 30. P. 12.
- [19] Barker D. et al. Ionization Efficiency Study for Low Energy Nuclear Recoils in Germanium // *Eprint arXiv: 1304.6773*. 2013.
- [20] Collar J.I. Quenching and Channeling of Nuclear Recoils in NaI[Tl]: Implications for Dark Matter Searches // *Eprint: arXiv:1302. 0796*. 2013.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] Gastler D. et al. Measurement of Scintillation Efficiency for Nuclear Recoils in Liquid Argon // *Phys. Rev. C.* 2012. Vol. 85. 065811.
- [25] Regenfus C. et al. Study of Nuclear Recoils in Liquid Argon with Monoenergetic Neutrons // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. Vol. 375. 012019.
- [26] 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. 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.
5. Bondar A. et al. Further studies of proportional electroluminescence in two-phase argon // [J. of Instrumentation](#). 2017. Vol. 12. C05016.

Готовятся к публикации (в Вестник НГУ):

1. Измерение ионизационных выходов ядер отдачи в жидком аргоне с помощью двухфазного детектора с оптическим считыванием.
2. Исследование пропорциональной электролюминесценции в двухфазном аргоне.

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.