

А. Е. Бондарь^{1,2}, А. Ф. Бузулуцков^{1,2}, Е. С. Гришняев¹, А. Д. Долгов², В. В. Носов^{1,2}, В. П. Олейников^{1,2}, С. В. Полосаткин^{1,3}, А. В. Соколов^{1,2}, Е. О. Шемякина^{1,2}, Л. И.

Шехтман^{1,2}

¹ Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, 630090, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет
пр-т Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия

E-mail: V.P.Oleynikov@inp.nsk.su

ИЗМЕРЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ВЫХОДОВ ЯДЕР ОТДАЧИ В ЖИДКОМ АРГОНЕ С ПОМОЩЬЮ ДВУХФАЗНОГО ДЕТЕКТОРА С ОПТИЧЕСКИМ СЧИТЫВАНИЕМ

Измерение ионизационных выходов ядер отдачи имеет отношение к энергетической калибровке детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино. В данной работе были измерены ионизационные выходы ядер отдачи в жидком аргоне с помощью нейтронного генератора и двухфазного детектора с оптическим считыванием. Ионизационные выходы в жидком аргоне составили $5,9 \pm 0,8$ и $7,4 \pm 1$ $e^-/\text{кэВ}$ при электрических полях 0,56 и 0,62 кВ/см соответственно. При сравнении полученных результатов с другими экспериментами были установлены характерные зависимости ионизационных выходов от энергии и электрического поля.

Введение

Энергетическая калибровка детекторов ядер отдачи в жидком Ar и Xe имеет важное значение для низкофоновых экспериментов по прямому поиску темной материи и регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [1]. 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 [2-4], мало что известно об ионизационных выходах в жидком Ar.

Первые результаты по ионизационным выходам ядер отдачи в жидком Ar были получены буквально за последние 3 года: при более низких энергиях, 6,7 кэВ [5] и 17-57 кэВ [6], и при более высоких энергиях, 80 и 233 кэВ [7]. В данной работе продолжено изучение ионизационных выходов в жидком Ar с помощью нового детектора ядер отдачи (по сравнению с предыдущей работой [7]), 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 [8,9], 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 ионных пар, образованных в жидкости ядром отдачи (N_i). В отсутствие точной модели рекомбинации считается, что хорошо работает следующая параметризация [1]:

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

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.

Данное исследование было выполнено в рамках программы развития двухфазных криогенных лавинных детекторов (КЛД) предельной чувствительности для низкофоновых экспериментов [10-17].

Экспериментальная установка

В предыдущей работе [7] для измерения ионизационных выходов ядер отдачи был использован двухфазный КЛД с зарядовым считыванием (с помощью двухкаскадного толстого ГЭУ). В данном исследовании детектор ядер отдачи и условия измерения были модифицированы: см. Рис. 1(а) и 1(б). Во-первых, был использован двухфазный КЛД с оптическим считыванием, при котором свет из электролюминесцентного (ЭЛ) зазора считывается криогенными ФЭУ, что позволило достичь лучшего энергетического разрешения.

Данный двухфазный КЛД с ЭЛ зазором во многом аналогичен тому, что использовался в недавних работах по изучению электролюминесценции в двухфазном Ar [13, 15]. Во-вторых, активный объем детектора был увеличен в шесть раз по сравнению с [7] за счет увеличения толщины слоя жидкого аргона, что позволило значительно уменьшить время измерения. В-третьих, выходы были измерены при существенно более низких значениях электрических полей в жидком аргоне по сравнению с [7], а именно при 0,56 и 0,62 кВ/см, которые более типичны для экспериментов по поиску темной материи [8, 9].

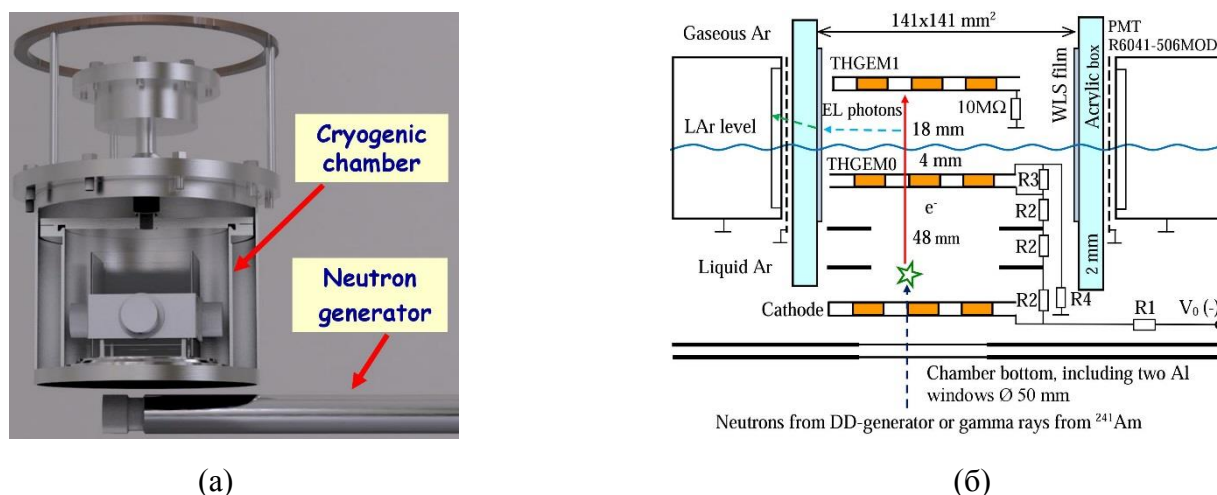


Рис. 1. Трехмерная модель (а) и схема (б) экспериментальной установки

Экспериментальная установка представляла собой криостат с вакуумной изоляцией и криогенную камеру объемом 9 л, содержащей 2,5 л жидкого Ar. Детектор работал в двухфазном режиме в равновесном состоянии при температуре 87 K и давлении насыщенных паров, равном 1 атм. Перед каждым заходом аргон очищался фильтром Oxisorb, что обеспечивало время жизни электронов в жидкости более 100 мкс [15].

Криогенная камера содержала дрейфовый (48 мм) и эмиссионный (4 мм) промежутки в жидкой фазе, и ЭЛ зазор (18 мм) в газовой фазе. Все промежутки имели активную площадь $10 \times 10 \text{ см}^2$. ЭЛ зазор просматривался четырьмя компактными криогенными двухдюймовыми ФЭУ R6041-506MOD [12], расположенными по периметру зазора и отделенными от области высокого поля коробом из органического стекла (полиметилметакрилат). Перед каждым ФЭУ на короб были нанесены пленки сместителя спектра (WLS) для преобразования вакуумного ультрафиолета, испускаемого чистым Ar, в видимый свет.

Детектор облучался снаружи через два алюминиевых окна либо рентгеновскими фотонами от источника ^{241}Am с энергией 59,5 кэВ, либо нейтронами от DD нейтронного генератора. Электроны первичной ионизации, образованные в жидком Ar, дрейфовали к границе раздела

фаз, после чего под действием электрического поля эмитировались в ЭЛ зазор, где они производили пропорциональную электролюминесценцию, которая регистрировалась при помощи ФЭУ. Оптические сигналы с четырех ФЭУ линейно суммировались и затем усиливались линейным усилителем со временем формирования 200 нс. Триггер вырабатывался от сигнала ФЭУ при определенном пороге регистрации, который был значительно выше шумов ФЭУ и электроники. Поскольку электролюминесцентный сигнал имел достаточно большую длительность (несколько микросекунд), его амплитуда определялась как площадь импульса.

Источником нейтронов являлся специально разработанный в ИЯФ СО РАН нейтронный генератор, который непрерывно излучал моноэнергетические нейтроны (несколлимированные) с кинетической энергией 2,45 МэВ, полученные в реакции слияния ядер дейтерия [18-20]. Поток нейтронов составлял порядка 10^4 с^{-1} в полный телесный угол. Нейтронный генератор, работающий при 80 кВ и обернутый свинцовым экраном толщиной 1 см для подавления тормозного излучения, был расположен под двухфазным КЛД на расстоянии около 10 см от активного объема.

Другие детали экспериментальной установки и процедур измерения были описаны в предыдущих статьях [7, 13, 15].

Результаты эксперимента

Метод измерения ионизационного выхода ядер отдачи был аналогичен использованному в нашей предыдущей работе [7]. Основная идея метода состоит в том, чтобы сравнить полученный экспериментально амплитудный спектр ядер отдачи, выраженный в числе электронов первичной ионизации (e^-), с теоретическим спектром, выраженным в энергии ядер отдачи (keVnr). Цикл измерений состоял из нескольких заходов, во время которых записывались амплитудные спектры: спектр с включенным нейтронным генератором и спектр, когда нейтронный генератор был выключен, чтобы оценить вклад фона (см. Рис. 2). Чтобы получить реальный спектр, вызванный рассеянием нейтронов, последний должен быть вычтен из первого. Кроме того, в калибровочных заходах записывался спектр при облучении детектора гамма-квантами с энергией 59,5 кэВ от источника ^{241}Am , что позволило откалибровать амплитудную шкалу в числе электронов первичной ионизации: см. вставку на Рис. 2. Дополнительно, в этих калибровочных заходах было измерено амплитудное разрешение детектора (σ/E): оно составило 29% и 23% при 0,56 и 0,62 кВ/см соответственно.

В выражении (1) следует сначала определить n_e из спектра на Рис. 2. Для этого амплитуда сигнала должна быть нормирована на амплитуду пика 59,5 кэВ и затем преобразована в заряд первичной ионизации. Для такого преобразования необходимо знать, в свою очередь, ионизационные выходы электронов отдачи с энергией 59,5 кэВ в жидком Ar, т.е. для

электронов отдачи, вызванных поглощением рентгеновского излучения в жидком Ar. Данные значения были получены из работы [14] для соответствующих электрических полей в жидком Ar.

После вычитания вклада фона амплитудное распределение все еще содержит вклад гамма излучения, связанный с (n, γ) реакциями в окружающих материалах. Аналогично [7], этот фон учитывался путем аппроксимации части спектра линейно спадающей функцией: см. вставку на Рис. 3.

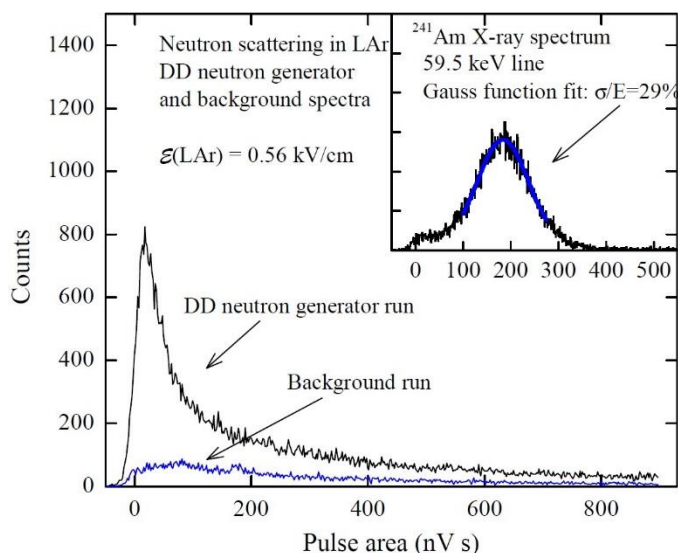


Рис. 2. Амплитудное распределение сигнала двухфазного КЛД в измерительных заходах, когда нейтронный генератор был включен (DD neutron generator run) и выключен (Background run). На вставке показано амплитудное распределение сигнала, вызванного рентгеновским излучением от источника ^{241}Am в калибровочном заходе

На Рис. 3 изображен спектр ионизационного заряда в жидком Ar, вызванный ядрами отдачи из-за рассеяния нейтронов; спектр получен из Рис. 2 с помощью калибровки по спектру ^{241}Am и вычитания вклада фона и гамма-излучения. Следующий шаг состоит в том, чтобы сравнить этот экспериментальный спектр с теоретическим.

Теоретический спектр, показанный на Рис. 4, был вычислен аналогично [7] с помощью кода моделирования *Scattronix*, описанного в [21], и дифференциальных сечений рассеяния нейтронов [22]. На Рис. 4 также показана свертка теоретического спектра с энергетическим разрешением двухфазного КЛД, полученным в эксперименте (29%); именно этот спектр следует сравнивать с экспериментальным. Часть спектра, описывающая обратное рассеяние (склон спектра) как для экспериментального, так и для теоретического спектров хорошо аппроксимируется линейной функцией: см. Рис. 3 и вставку на Рис. 4. Аналогично [7], ионизационный выход при 233 кэВ был определен с помощью края спектра (пересечение

горизонтальной оси с аппроксимацией линейной функцией) как отношение ионизационного заряда (в экспериментальном спектре) и энергии отдачи ядра (в теоретическом спектре). Значения ионизационных выходов, измеренные таким образом, составили: $5,9 \pm 0,8$ е⁻/кэВ и $7,4 \pm 1$ е⁻/кэВ при 0,56 кВ/см и 0,62 кВ/см соответственно. Эти значения представлены в Табл. 1 наряду с данными работы [7]; показаны также соответствующие статистические и систематические ошибки.

Помимо ионизационного выхода может быть определена ионизационная эффективность (ионизационный фактор гашения). Ионизационная эффективность определяется как отношение ионизационного выхода ядер отдачи ($Q_{y,nr}$) к ионизационному выходу электронов отдачи ($Q_{y,ee}$) при той же энергии: $L_{ion} = Q_{y,nr} / Q_{y,ee}$. Объединяя данные из Табл. 1 и данные по ионизационным выходам электронов отдачи из [14], можно получить, что L_{ion} составляет $0,31 \pm 0,06$ при 0,56 кВ/см и $0,37 \pm 0,07$ при 0,62 кВ/см.

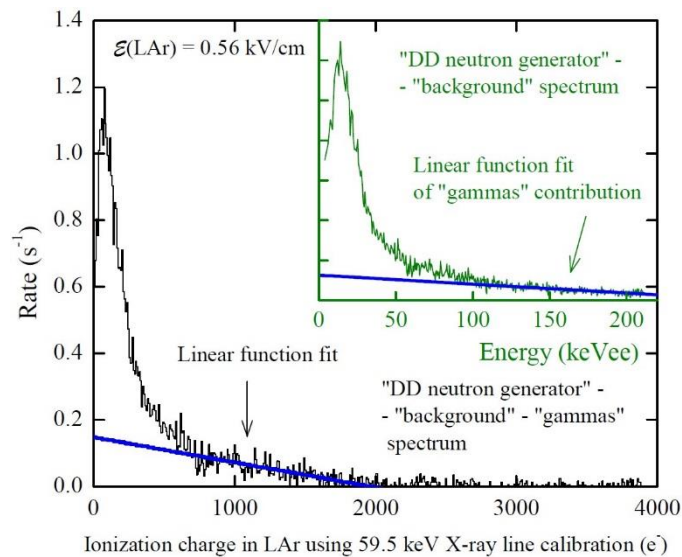


Рис. 3. Распределение ионизационного заряда в жидком Ar, вызванного ядрами отдачи из-за рассеяния нейтронов, полученное из Рис. 2 с помощью калибровки по линии излучения 59,5 кэВ и вычитания вклада фона и гамма-излучения. Во вставке показано энергетическое распределение после вычитания вклада фона, но до вычитания вклада гамма-излучения, которое аппроксимировано линейно спадающей функцией. Здесь была выполнена калибровка энергетической шкалы с помощью линии излучения 59,5 кэВ

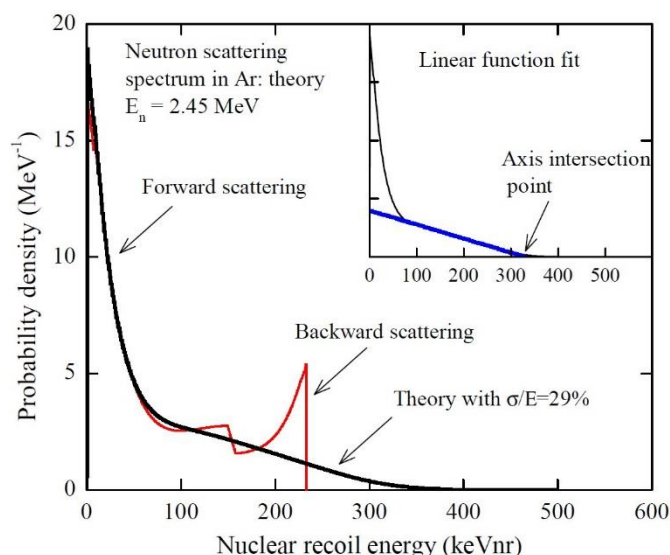


Рис. 4. Вычисленное теоретически распределение энергии ядер отдачи, вызванных рассеянием нейтронов с энергией 2,45 МэВ на ядрах ^{40}Ar (красная кривая). Также показана свертка теоретического спектра (черная кривая) с энергетическим разрешением двухфазного КЛД, полученным в эксперименте (29%). На вставке край спектра определяется как точка пересечения оси с линейной функцией, фитирующей склон спектра

Табл. 1. Ионизационные выходы ядер отдачи в жидком Ar, измеренные при 233 кэВ.

Электрическое поле (кВ/см)	Q_y (e ⁻ /кэВ)	Статистическая ошибка	Систематическая ошибка	Полная ошибка	Источник
0,56	5,9	0,15	0,82	0,83	Данная работа
0,62	7,4	0,15	1,03	1,04	Данная работа
2,3	9,7	0,29	1,3	1,3	[7]

Сравнение результатов с теоретической моделью и другими экспериментами

В основном есть две теоретические модели, которые могут описать эффект рекомбинации в жидких благородных газах и, следовательно, зависимость ионизационных выходов ядер отдачи от энергии и электрического поля: модель Томаса-Имела [23, 24], применяемая главным образом при более низких энергиях, и модель Яффи [25, 26], применяемая в основном при более высоких энергиях. Для ионизационного выхода модели Томаса-Имела и Яффи предсказывают спадающую и растущую функцию от энергии соответственно.

Для анализа данных была использована модель Яффи в её компактной форме [26]:

$$n_e = \frac{N_i}{1 + k_B(dE/dx)/\varepsilon}, \quad (3)$$

приводящая к следующему выражению для ионизационного выхода [7]:

$$Q_y = \frac{f}{[1 + k_B(dE/dx)/\varepsilon][E_g + E_{exc}(N_{ex}/N_i) + \eta]}. \quad (4)$$

Здесь k_B и N_{ex}/N_i (отношение числа возбуждений к числу ионизаций) являются свободными параметрами, определяемыми экспериментально из зависимости ионизационных выходов от электрического поля (см. Рис. 5). Потери энергии на возбуждение и ионизацию, dE/dx , вычислялись в программе SRIM [27]. $E_i = N_i E_g$ и $E_{ex} = N_{ex} E_{exc}$. Здесь $E_g \simeq 14,2$ эВ – ширина запрещенной зоны в жидком Ar [28]; $E_{exc} = 12,06$ эВ – энергия экситона в жидком Ar, взятая равной энергии экситона в твердом Ar (из-за отсутствия данных) [28]. f – фактор Линхарда, который определяется как доля энергии, потраченной на ионизацию (E_i) и возбуждение (E_{ex}), $f = (E_i + E_{ex})/E_0$; он вычислялся с помощью моделирования в программе SRIM [27]. η – средняя кинетическая энергия электронов, находящихся ниже порога возбуждения. Значение η измерено только для электронов отдачи в жидком Xe и по разным оценкам составляет от 6,3 до 7,7 эВ [1]. Ввиду отсутствия данных по жидкому Ar, рассмотрим два предельных случая с $\eta = 0$ и $\eta = 6,3$ эВ.

На Рис. 5 показана зависимость ионизационных выходов от электрического поля при 233 кэВ для объединенных результатов из данной работы и [7]. Результаты одинаково хорошо аппроксимируются выражением (2) и моделью Яффи (выражение (4)). Результаты аппроксимации приведены в Табл. 2.

Табл. 2. Параметры моделей при аппроксимации данных из Табл. 1.

Модель	Выражение (2)	Модель Яффи, $\eta = 0$	Модель Яффи, $\eta = 6,3$ эВ
Параметры	$A = 11,8 \pm 2,4$ (е ⁻ /кэВ)	$k_B = 0,5 \pm 0,27$ (В мГ)/(кэВ см ³)	
	$k = 0,48 \pm 0,26$ (кВ/см)	$N_{ex}/N_i = 2,5 \pm 0,76$	$N_{ex}/N_i = 2 \pm 0,76$

Чтобы определить энергетическую зависимость ионизационного выхода, были объединены результаты со всех экспериментов: при 6,7 кэВ [5], при 17-57 кэВ [6] и 233 кэВ (данная работа). Значения ионизационных выходов приводятся к электрическому полю 0,56 кВ/см; результат показан на Рис. 6.

Видно, что ионизационный выход зависит от энергии нетривиальным образом: ионизационный выход сначала уменьшается, а затем растет с энергией, проходя через

минимум. Стоит отметить, что подобная энергетическая зависимость для электронов отдачи в жидком Ar наблюдалась ранее [14]: см. Рис. 7. С другой стороны, энергетическая зависимость для ядер отдачи в жидком Хе является монотонной в диапазоне от 1 до 300 keVnr [32].

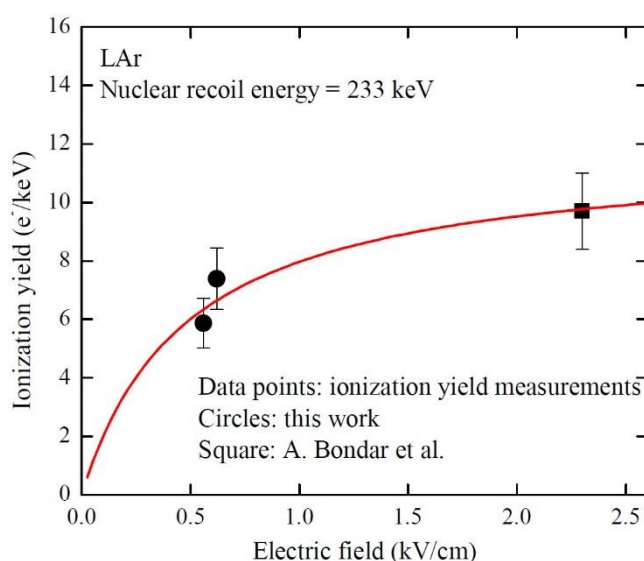


Рис. 5. Ионизационный выход ядер отдачи в жидком Ar при 233 кэВ, измеренный в данной работе и в Bondar et al. [7], как функция электрического поля. Также показана аппроксимация данных теоретическими моделями Яффи (при $\eta = 0$ и $\eta = 6,3$ эВ) и выражением (2). Все три кривые совпадают

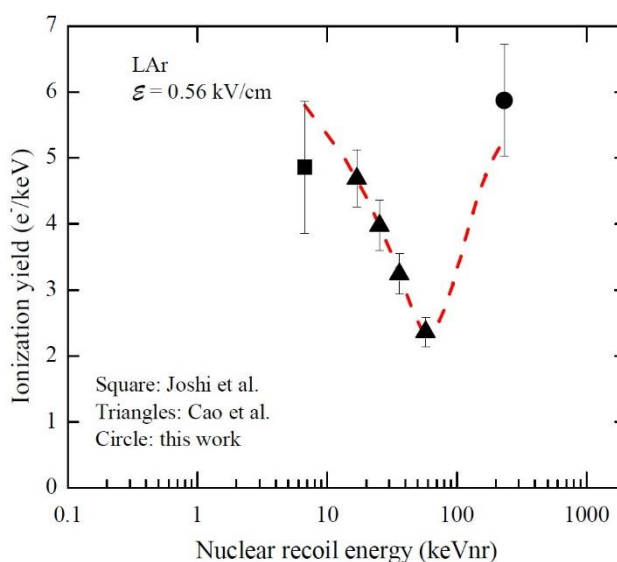


Рис. 6. Ионизационные выходы ядер отдачи в жидком Ar как функция энергии, измеренные в Joshi et al. [5], Cao et al. [6] и в данной работе и экстраполированные к значению электрического поля 0,56 кВ/см. Кривая нарисована на глаз

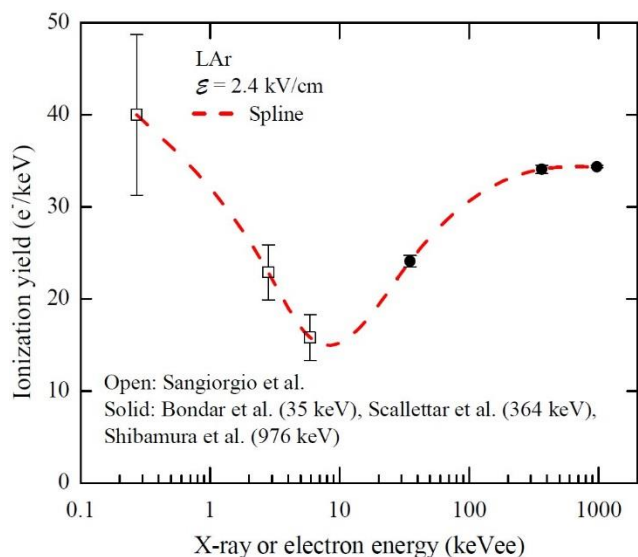


Рис. 7. Ионизационные выходы электронов отдачи в жидком Ar при электрическом поле 2,4 кВ/см как функция энергии. Данные взяты из Sangiorgio et al. [29] (при 0,27 кэВ, 2,8 кэВ и 5,9 кэВ), из Bondar et al. [14] (при 35 кэВ), из Scaliettar et al. [30] (при 364 кэВ) и из Shibamura et al. [31] (при 976 кэВ) и аппроксимированы сплайн-кривой. Рис. взят из [14]

Заключение

В данной работе продолжено изучение ионизационных выходов 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 равны $5,9 \pm 0,8$ и $7,4 \pm 1$ е-/кэВ при значениях электрического поля 0,56 и 0,62 кВ/см соответственно; ионизационные факторы гашения составили $0,31 \pm 0,06$ и $0,37 \pm 0,07$ соответственно. При сравнении результатов, полученных при более низких энергиях и более высоких полях, были определены характерные зависимости ионизационного выхода от энергии и электрического поля. В частности, по-видимому, обнаружена характерная зависимость от энергии, при которой ионизационный выход проходит через минимум с ростом энергии. Результаты данного исследования имеют важное значение для энергетической калибровки детекторов на основе жидких благородных газов, используемых при поиске темной материи, и для понимания механизмов ионизации в жидком Ar.

Благодарности

Данная работа выполнена в рамках исследовательской программы для эксперимента DarkSide-20k.

Список литературы

1. *Chepel V., Araujo H.* Liquid noble gas detectors for low energy particle physics // J. of Instrumentation. 2013. Vol. 8. R04001.
2. *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.
3. *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.
4. *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.
5. *Joshi T.H. et al.* First Measurement of the Ionization Yield of Nuclear Recoils in Liquid Argon // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. 171303.
6. *Cao 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.
7. *Bondar A. et al.* Measurement of the ionization yield of nuclear recoils in liquid argon at 80 and 233keV // Europhys. Lett. 2014. Vol. 108. 12001.
8. *Badertscher A. et al.* ArDM: first results from underground commissioning // J. of Instrumentation. 2013. Vol. 8. C09005.
9. *Alexander T. et al.* DarkSide search for dark matter // J. of Instrumentation. 2013. Vol. 8. C11021.
10. *Buzulutskov A.* Advances in Cryogenic Avalanche Detectors // J. of Instrumentation. 2012. Vol. 7. C02025.
11. *Bondar A. et al.* MPPC versus MRS APD in two-phase Cryogenic Avalanche Detectors // J. of Instrumentation. 2015. Vol. 10. P04013.
12. *Bondar A. et al.* Characterization of photo-multiplier tubes for the Cryogenic Avalanche Detector // J. of Instrumentation. 2015. Vol. 10. P10010.
13. *Bondar A. et al.* Proportional electroluminescence in two-phase argon and its relevance to rare-event experiments // Europhys. Lett. 2015. Vol. 112. 19001.
14. *Bondar A. et al.* X-ray ionization yields and energy spectra in liquid argon // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. Vol. 816. P. 119.
15. *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. P. 206.
16. *Buzulutskov A.* Photon emission and atomic collision processes in two-phase argon doped with xenon and nitrogen // Europhys. Lett. 2017. Vol. 117. P. 39002.
17. *Bondar A. et al.* Study of cryogenic photomultiplier tubes for the future two-phase cryogenic avalanche detector // J. of Instrumentation. 2017. Vol. 12. C05002.
18. *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.
19. *Гришняев Е., Полосаткин С.* Определение выхода титановой нейтронообразующей мишени // Атомная энергия 2012. Т. 113., вып. 5. С. 276 – 279.
20. *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. P. 91.
21. *Гришняев Е. С. и др.* Программа для статистического моделирования рассеяния нейтронов в криогенном детекторе слабо взаимодействующих частиц // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2013. Т. 8, вып. 3. С. 39–46.
22. *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. P. 2931.
23. *Thomas J., Imel D.* Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 614.
24. *Szydagis M. et al.* NEST: a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon // J. of Instrumentation. 2011. Vol. 6. P10002.

25. *Jaffe G.* Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen // *Ann. Phys.* 1913. Vol. 42. P. 303.
26. *Acciarri R. et al.* A study of electron recombination using highly ionizing particles in the ArgoNeuT Liquid Argon TPC // *J. of Instrumentation*. 2013. Vol. 8. P08005.
27. *Biersack J. et al.* The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985.
28. *Schwentner N. et al.* Electronic Excitations in Condensed Rare Gases. Berlin: Springer-Verlag, 1985.
29. *Sangiorgio S. et al.* First demonstration of a sub-keV electron recoil energy threshold in a liquid argon ionization chamber // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2013. Vol. 728. P. 69.
30. *Scalettar R. et al.* Critical test of geminate recombination in liquid argon // *Phys. Rev. A*. 1982. Vol. 25. P. 2419.
31. *Shibamura E. et al.* Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionization and W-values for conversion electrons in liquid argon, liquid argon-gas mixtures and liquid xenon // *Nucl. Instr. Meth.* 1975. Vol. 24. P. 249.
32. *Lenardo B. et al.* A Global Analysis of Light and Charge Yields in Liquid Xenon // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2015. Vol. 62 No. 6. P. 3387.

A. E. Bondar, A. F. Buzulutskov, A. D. Dolgov, E. S. Grishnyaev, V. V. Nosov, V. P. Oleynikov, S. V. Polosatkin, L.I. Shekhtman, E. O. Shemyakina, A. V. Sokolov

MEASUREMENT OF THE IONIZATION YIELDS OF NUCLEAR RECOILS IN LIQUID ARGON USING A TWO-PHASE DETECTOR WITH OPTICAL READOUT

Measurement of the ionization yields of nuclear recoils is related to the energy calibration of dark matter detectors and low-energy neutrinos. In the present work, the ionization yields of nuclear recoils in liquid argon have been measured using the neutron generator and the two-phase detector with optical readout. The ionization yields in liquid argon amounted to $5,9 \pm 0,8$ and $7,4 \pm 1$ e⁻/keV at electric fields of 0,56 and 0,62 kV/cm respectively. The characteristic dependences of the ionization yield on energy and electric field were determined, while comparing the results obtained in other experiments.

Keywords: Two-phase argon, ionization yield of nuclear recoils, optical readout.