

УДК 539.165,539.1.074.55

## НОВЫЕ ТИПЫ ГЕРМАНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ПОИСКА ДВОЙНОГО БЕЗНЕЙТРИННОГО БЕТА-РАСПАДА

© 2019 г. Н. С. Румянцева\*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

*\*E-mail: rumyantseva.nads@gmail.com*

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.

После доработки 15.10.2018 г.

Принята к публикации 19.11.2018 г.

Исследованы два новых типа германиевых детекторов, которые рассматриваются в качестве кандидатов для использования в эксперименте нового поколения по поиску двойного безнейтринного бета-распада ( $0\nu\beta\beta$ ): инвертированный коаксиальный и детектор типа PPC. Полученные предварительные результаты подтверждают возможность их применения в новом крупномасштабном проекте LEGEND, который планируется создать, используя опыт, накопленный в существующих германиевых экспериментах GERDA и MAJORANA.

DOI: 10.1134/S0367676519040215

### ВВЕДЕНИЕ

Двойной безнейтринный ( $0\nu\beta\beta$ ) бета-распад — это процесс, идущий с нарушением закона сохранения лептонного числа, что противоречит Стандартной модели. Существование двойного безнейтринного бета-распада доказало бы, что нейтрино является собственной античастицей (майорановским фермионом) и имеет ненулевую массу. На данный момент определены только ограничения на период полураспада  $0\nu\beta\beta$ -распада для различных ядер и, соответственно, пределы на эффективную массу майорановского нейтрино. Кроме того, ограничения на вероятность двойного безнейтринного бета-распада позволяют установить пределы и на другие параметры теории, такие как, например, константы связи правых лептонных и кварковых токов в слабом взаимодействии, константы связи нейтрино с майороном и некоторые параметры суперсимметричных моделей.

Экспериментальный поиск  $0\nu\beta\beta$ -распада является, по-видимому, единственным способом доказать, что нейтрино является майорановской частицей. Эксперимент, претендующий на успех в этой области исследований должен быть низкофоновым (проводиться в подземной лаборатории, предполагать тщательный отбор конструкционных материалов, использовать различные методики пассивного и активного подавления естественного радиоактивного фона). Вследствие крайне малой вероятности данного процесса, необходимо проводить измерения со значительными количествами изотопа—кандидата на двойной бета-распад (для максимизации эффективности регистрации искомого процесса желательно, что-

бы детектор был изготовлен из исследуемого изотопа). Наконец, принципиальным преимуществом будет являться высокое энергетическое разрешение применяемых детекторов. Одним из перспективных изотопов является германий ( $^{76}\text{Ge}$ ), из которого можно изготовить полупроводниковый детектор, обладающий прекрасным энергетическим разрешением. Многообещающим является эксперимент LEGEND [1], в котором будут использоваться полупроводниковые детекторы, изготовленные из обогащенного  $^{76}\text{Ge}$ . Однако существующие детекторы не в полной мере подходят для реализации нового проекта вследствие их сравнительно малой массы или недостаточной эффективности отбора полезных событий по форме импульса. Выяснение возможности эффективного использования новейших типов детекторов в криогенной жидкости будет значительным шагом вперед в процессе подготовки экспериментов нового поколения по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада. Существует достаточно много типов германиевых детекторов, среди которых нужно выбрать оптимальный, наиболее подходящий для использования в эксперименте по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада. Для этого необходимо изучить различные типы детекторов, исследовать их характеристики и возможность подавления фона посредством применения отбора по форме импульса.

### ЭКСПЕРИМЕНТ GERDA

Одним из лучших экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета-распада  $^{76}\text{Ge}$  на данный момент является эксперимент GERDA

[2]. Экспериментальная установка находится в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия) на глубине 3500 метров водного эквивалента. Главной особенностью GERDA является то, что открытые германиевые детекторы непосредственно погружены в жидкий аргон, который является не только охлаждающей средой, но и активной защитой от внешнего излучения. В эксперименте используются два типа германиевых детекторов: коаксиальные детекторы [3, 4] и детекторы с точечным контактом типа BEGe (Broad-Energy Germanium detector) [5]. Коаксиальные детекторы имеют достаточно большую массу (около 2 кг), что является одним из критериев успеха в поиске  $0\nu\beta\beta$ -распада, но при этом их энергетическое разрешение и эффективность дискриминации по форме импульса (Pulse Shape Discrimination – PSD) хуже, чем у BEGe-детекторов. Кроме того, их недостатком является значительная площадь имплантированного  $p^+$ -контакта, что увеличивает их чувствительность к  $\alpha$ -частицам. BEGe-детекторы имеют сравнительно низкую массу (около 0.7 кг), однако возможность применения эффективного метода PSD и великолепное энергетическое разрешение (за счет меньшей емкости) делает такой детектор наиболее подходящим для поиска  $0\nu\beta\beta$ -распада.

В эксперименте GERDA основными методами подавления фона являются, во-первых, сцинтилляционные свойства жидкого аргона, используемого в качестве активной защиты, во-вторых, регистрация антисовпадений между детекторами, в-третьих, дискриминация по форме импульса в BEGe-детекторах. На данный момент в эксперименте достигнут рекордный индекс фона (Background Index – BI):  $BI = 0.6 \cdot 10^{-4}$  событий  $\cdot$  кэВ $^{-1} \cdot$  кг $^{-1} \cdot$  год $^{-1}$ . Получен предел на период полураспада  $0\nu\beta\beta$ -распада:  $T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) > 8.0 \cdot 10^{25}$  лет (на 90% уровне достоверности) при чувствительности  $5.8 \cdot 10^{25}$  лет [6]. Для дальнейшего улучшения чувствительности эксперимента необходимо дополнительное уменьшение фона, которое может быть достигнуто путем улучшения радиоактивной чистоты материалов, окружающих детекторы (например, подводных кабелей и держателей). Чем больше детектор, тем меньше их количество необходимо для набора требуемой экспозиции, и, соответственно, тем меньше радиоактивных материалов используется в эксперименте.

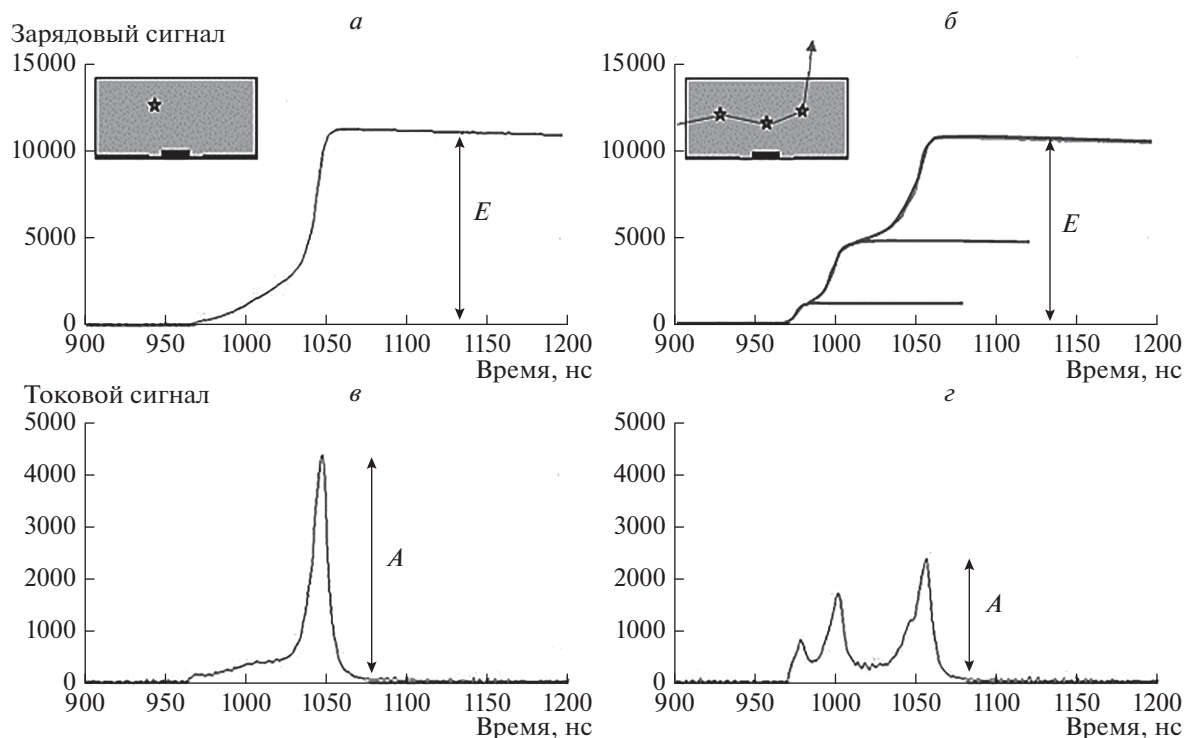
### ДИСКРИМИНАЦИЯ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА

Конфигурация электрического поля в детекторах BEGe-типа дает возможность применения эффективного метода отбора по форме импульса. Основным параметром в данном методе является отношение амплитуды токового сигнала ( $A$ ) к

полной энергии ( $E$ ) –  $A/E$ . Гамма-квант, попадая в детектор, испытывает многократное комптоновское рассеяние, а затем покидает детектор, при этом энергопотери такого кванта суммируются. В итоге для таких событий (Multi-Site Event – MSE) мы имеем меньшую по величине амплитуду токового сигнала, чем для одиночных событий (Single-Site Event – SSE), таких как двойной безнейтринный бета-распад (рис. 1). Аппаратурная форма спектра двойного безнейтринного бета-распада  ${}^{76}\text{Ge}$  – это узкий пик с энергией  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ равной, сумме энергий двух электронов. В энергетическом спектре, полученном при помощи калибровочного источника гамма-излучения  ${}^{228}\text{Th}$ , существует пик 1592.5 кэВ – пик двойного вылета обоих аннигиляционных гамма-квантов, образованных в процессе рождения пар от взаимодействия гамма-излучения с веществом детектора [7]. Данный пик имитирует сигнатуру двойного безнейтринного бета-распада (SSE) (рис. 2). На наглядном калибровочном спектре  ${}^{228}\text{Th}$  для BEGe детектора: 1620 кэВ ( ${}^{212}\text{Bi}$ ) и 2614.5 кэВ ( ${}^{208}\text{Tl}$ ) – это пики полного поглощения гамма-квантов, 2103.5 кэВ – пик одиночного вылета аннигиляционного гамма-кванта. Все эти события относятся к MSE-типу, и их нужно подавить с помощью PSD. Таким образом, с помощью калибровочного источника есть возможность протестировать эффективность процедуры отбора полезных событий в реальном эксперименте (рис. 3). Более подробную информацию по PSD можно найти в [8]. Данный метод отбора по форме импульса разрабатывался для BEGe-детекторов в рамках эксперимента GERDA [9], в том числе и автором данной статьи.

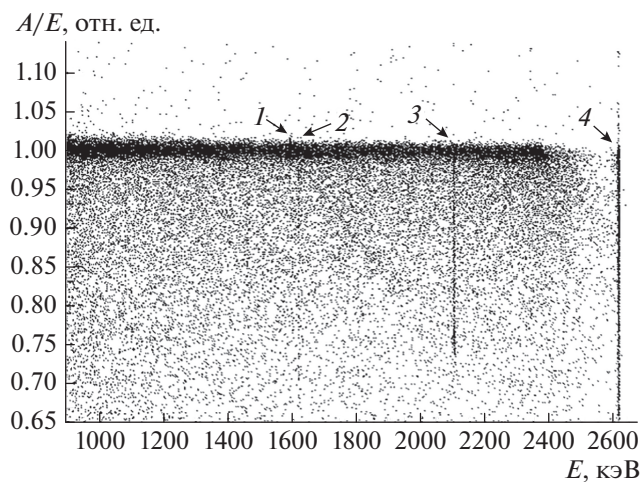
### НОВЫЕ ТИПЫ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ПОИСКА $0\nu\beta\beta$ -РАСПАДА

Одним из потенциальных кандидатов на роль детектора для поиска  $0\nu\beta\beta$ -распада является инвертированный коаксиальный детектор [10]. Он имеет точечный контакт, схожий с BEGe-детектором, следовательно, малую емкость, что обуславливает хорошее энергетическое разрешение, а конфигурация электрического поля дает возможность использовать эффективный метод отбора по форме импульса. Кроме того, детектор имеет достаточно большую массу (около 2.5 кг). Для определения возможности применения метода отбора по форме импульса были проведены тестовые измерения с использованием инвертированного коаксиального детектора в вакуумном криостате, окруженном свинцовой защитой с внутренней медной оболочкой для экранирования от внешнего излучения. Высокий отрицательный потенциал (–4000 В) был приложен к контакту  $p^+$ , в то время как остальная внешняя поверхность (Li-дрейфовый  $n^+$ -контакт) заземле-



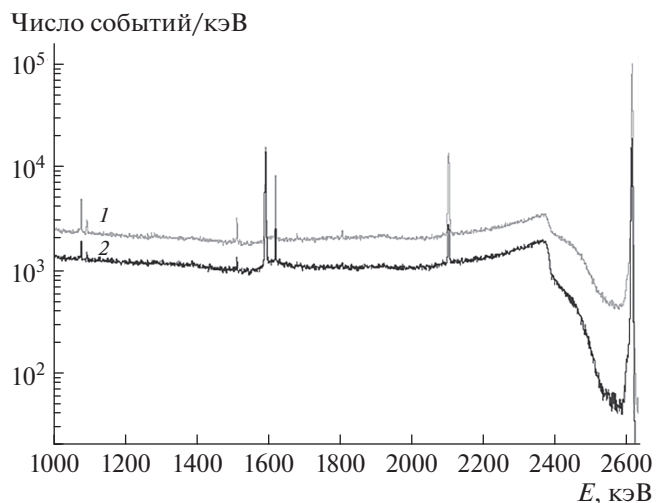
**Рис. 1.** Определение параметра отбора  $A/E$ , полученного с учетом различия между сигналами SSE и MSE. Зарядовые сигналы SSE (а) и MSE (б),  $E$  – полная энергия зарегистрированного события; токовые сигналы SSE (в) и MSE (г), полученные путем дифференцирования зарядового сигнала,  $A$  – амплитуда токового сигнала.

на. Сигнал считывался с  $p^+$ -электрода с помощью зарядочувствительного предусилителя. Затем сигнал оцифровывался посредством АЦП с ча-

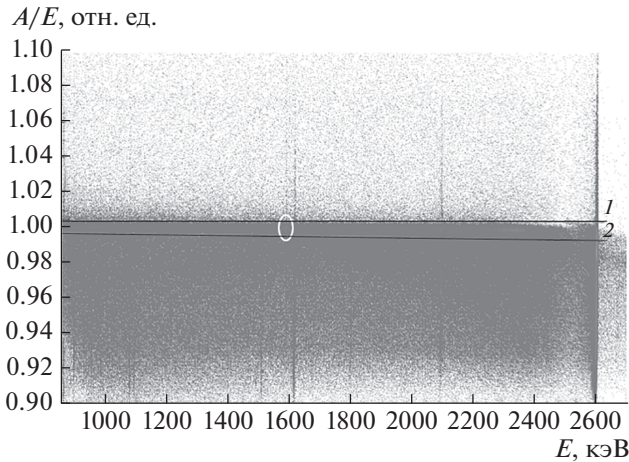


**Рис. 2.** Двумерная калибровочная гистограмма с характеристическими гамма-линиями  $^{228}\text{Th}$  для ВЕGe-детектора, полученная с использованием параметра  $A/E$ . Характеристическими линиями  $^{228}\text{Th}$  на данном спектре являются пики с энергиями: 1592.5 кэВ (пик двойного вылета аннигиляционных гамма-квантов) (1), 1620 кэВ ( $^{212}\text{Bi}$ ) (2), 2103.5 кэВ (пик одиночного вылета аннигиляционного гамма-кванта) (3), 2614.5 кэВ ( $^{208}\text{Tl}$ ) (4).

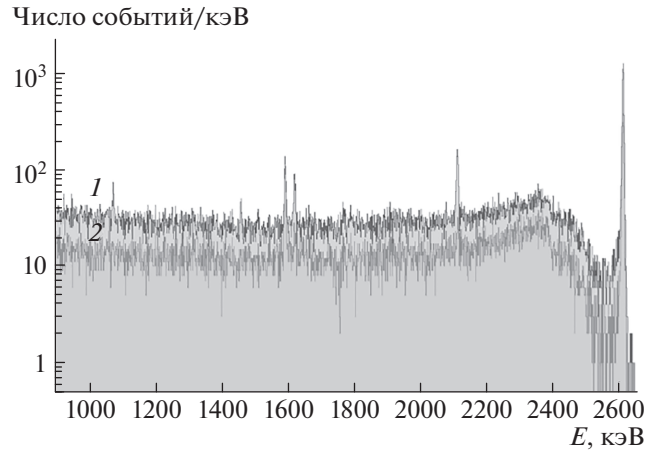
стойкой 100 МГц. Для калибровки был использован источник гамма-излучения  $^{228}\text{Th}$ . Применяя параметр отбора  $A/E$ , получаем двумерную гистограмму зависимости параметра  $A/E$  от энергии  $E$ , на которой можно наблюдать характеристические пики  $^{228}\text{Th}$  (рис. 4). Линии 1 и 2 на данной гистограмме – полученная полоса отобранных со-



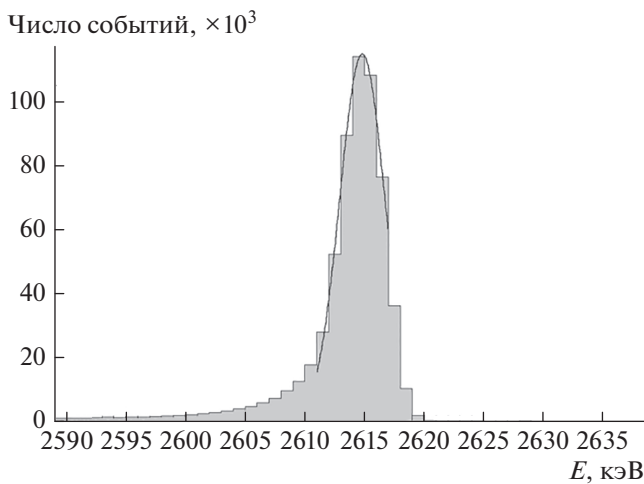
**Рис. 3.** Калибровочный спектр  $^{228}\text{Th}$  полученный с помощью ВЕGe-детектора до (1) и после (2) отбора фоновых событий при минимальном подавлении пика 1592.5 кэВ.



**Рис. 4.** Двумерная калибровочная гистограмма с характеристическими гамма-линиями  $^{228}\text{Th}$  для инвертированного коаксиального детектора, полученная с использованием параметра  $A/E$ . Светлый овал показывает то, что максимальное количество событий с энергией 1592.5 кэВ заключены в полосе отбора (1 – верхняя граница, 2 – нижняя граница полосы отбора).



**Рис. 6.** Калибровочный гамма-спектр  $^{228}\text{Th}$  для PPS-детектора до (1) и после (2) применения отбора по форме импульса.



**Рис. 5.** Фитированная гамма-линия с энергией 2614.5 кэВ.

бытий [9], в которой сосредоточено 92% событий полного поглощения (пик с энергией 1592.5 кэВ). В табл. 1 представлены результаты отбора для каждого из пиков. Энергетическое разрешение для пика с энергией 2614.5 кэВ:  $FWHM = 4.24$  кэВ (рис. 5). Следующим шагом будет исследование поведения инвертированных коаксиальных детекторов в криогенной жидкости.

В эксперименте MAJORANA [11] используются детекторы с точечным контактом другого типа, так называемые, PPS [12]. Диаметр  $p^+$ -контакта таких детекторов меньше, чем у BEGe- или ин-

вертированного коаксиального детектора, вследствие чего они имеют еще меньшую емкость, что позволяет использовать их в задачах, требующих максимального снижения энергетического порога регистрации ионизирующего излучения, таких как поиск Темной материи. Детекторы PPS-типа никогда ранее не исследовались в криогенной жидкости. В данной работе представлены результаты первого измерения открытого PPS-детектора, погруженного в криостат с жидким аргоном. Помимо возможности применения PSD (рис. 6), проверка работоспособности открытого детектора в криогенной жидкости является принципиальным критерием выбора детектора в качестве потенциального кандидата в экспериментах нового поколения по поиску двойного безнейтринного бета-распада. Энергетическое разрешение для гамма-линии 2614.5 кэВ:  $FWHM = 5.03$  кэВ. 90% событий в пике 1592.5 кэВ остаются в области отбора, в то время как остальные, фоновые, события поглощаются в несколько раз (табл. 2).

**Таблица 1.** Результат отбора по форме импульса (PSD) для калибровочного гамма-источника спектра  $^{228}\text{Th}$ , полученного с помощью инвертированного коаксиального детектора

Энергия, кэВ	Доля выживания после PSD, %
1592.5	90.2
1620	11.4
2103.5	8.6
2614.5	15.6

**Таблица 2.** Результат отбора по форме импульса (PSD) для калибровочного гамма-источника спектра  $^{228}\text{Th}$ , полученного с помощью PPC-детектора

Энергия, кэВ	Доля выживания после PSD, %
1592.5	90.3
1620	13.7
2103.5	6.7
2614.5	28.2

Однако для детектора данного типа (PPC) имеется некоторая нелинейность в калибровке.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были изучены два типа германиевых детекторов: инвертированный коаксиальный детектор и детектор типа PPC. Оба типа детекторов являются перспективными для использования их в экспериментах нового поколения по поиску двойного безнейтринного бета-распада. Продемонстрирована стабильная работа PPC-детектора, непосредственно погруженного в криогенную жидкость, и возможность применения эффективного метода отбора по форме импульса (PSD) для двух новых типов детекторов, разработанного ранее для BEGe. Однако отсутствие нелинейности калибровки и большая масса инвертированных коаксиальных детекторов в сравнении с PPC-детекторами делают их наиболее под-

ходящими для использования в экспериментах по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада нового поколения.

Автор выражает благодарность к. ф.-м. н. К.Н. Гусеву за помощь, поддержку и организацию некоторых работ по данному исследованию.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 18-32-00213-Мол\_a).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abgrall N., Abramov A., Abrosimov N. et al.* // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1894. Art. no. 020027.
2. *Agostini M., Allardt M., Bakalyarov A.M. et al.* // Nature. 2017. V. 544. P. 47.
3. *Klapdor-Kleingrothaus H., Krivosheina I., Dietz A. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 586. P. 198.
4. *Aalseth C.E., Avignone F.T., Brodzinski R.L. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. Art. no. 092007.
5. *Agostini M., Barnabé-Heider M., Budjáš D. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 39.
6. *Agostini M., Bakalyarov A. M., Balata M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. Art. no. 132503.
7. *Акимов Ю.К.* Полупроводниковые детекторы ядерных излучений. Дубна: ОИЯИ, 2009. 277 с.
8. *Budjáš D., Heider M., Chkvorets O. et al.* // JINST. 2009. V. 4. P. 10007.
9. *Agostini M., Allardt M., Andreotti E. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2583.
10. *Cooper R., Radford D., Hausladen P. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2011. V. 665. P. 25.
11. *Aalseth C.E., Abgrall N., Aguayo E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. Art. no. 132502.
12. *Barbeau P.S., Collar J.I., Tench O.* // JCAP. 2007. V. 09. P. 009.