

ВРЕМЕННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА Ce:GAGG ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВАКУУМНЫХ И КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ

© 2020 г. В. В. Богомолов^{a,b,*}, Г. А. Досовицкий^d, А. Ф. Июдин^a, М. В. Коржик^{c,d},
С. А. Тихомиров^e, С. И. Свертилов^{a,b}, Д. Ю. Козлов^e, И. В. Яшин^a

^a НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, строение 2

^b Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, строение 2

^c НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета им. Ф. Скорины
Беларусь, 220030, Минск, ул. Бобруйская, 11

^d Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^e Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси
Беларусь, 220072, Минск, просп. Независимости, 68

*e-mail: bogovir@rambler.ru

Поступила в редакцию 17.02.2020 г.

После доработки 07.04.2020 г.

Принята к публикации 08.04.2020 г.

Рассмотрены результаты измерений временного и энергетического разрешения сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов галлий-гадолиниевого граната (Ce:GAGG), созданных в кооперации НИЦ “Курчатовский институт”, НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета (НИИЯП БГУ) и Фомос-Материалы (Москва, Россия, <http://newpiezo.com/company/>), в сравнении с кристаллами производства компании С&А (Япония). Измерения проводились в диапазоне энергий γ -квантов от 20 кэВ до ~ 2 МэВ. В качестве фотоприемников применялись фотоэлектронные умножители R3998-100-02 и матрицы кремниевых фотоумножителей (SiPM) ArgaуВ – 3035-144P. Временное и спектральное разрешение кристаллов производства компании Фомос-Материалы (Россия) находится на уровне мировых образцов, в частности кристаллов производства компании С&А (Япония). Результаты измерения собственного радиационного фона кристаллов галлий-гадолиниевого граната показали, что сцинтилляторы производства Фомос-Материалы в сочетании с фотоприемниками типа SiPM весьма перспективны для использования в компактных детекторах – спектрометрах γ -квантов и заряженных частиц, в том числе разрабатываемых для космических исследований.

DOI: 10.31857/S0032816220050092

ВВЕДЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы широко применяются для регистрации низкоэнергетического ионизирующего излучения в устройствах медицинской диагностики, геодиагностики, экологического мониторинга, а также в устройствах мониторинга технологических процессов и контроля перемещения различных веществ, включая радиоактивные. В ряде случаев, например для работы в космическом пространстве, сцинтилляторы должны обладать повышенной радиационной стойкостью [1].

Для работы в спектрометрическом режиме принципиальна линейность выхода сцинтилляций в сочетании с высокой разрешающей способностью. Сцинтилляционные кристаллы со структурой граната, например $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$, обладают хорошей линейностью выхода сцинтилляций в диапазоне низких энергий. Сцинтилляционные материалы на основе простых гранатов были созданы в восьмидесятых годах [1], смешанные гранаты получили широкое распространение лишь недавно, после демонстрации принципиальной возможности улучшения их свойств [2–4].

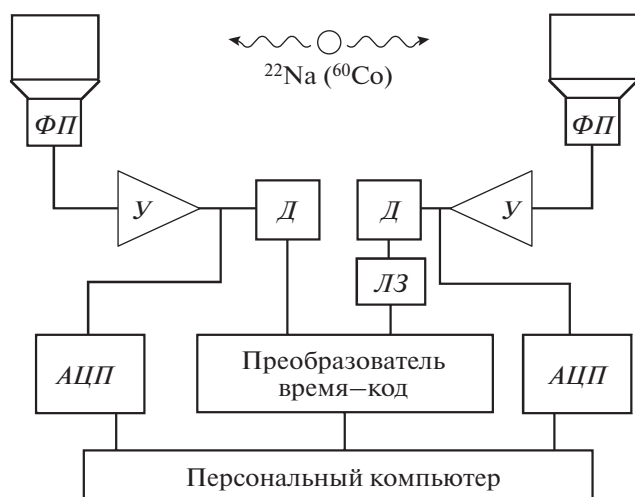


Рис. 1. Схема узла для временных измерений. ФП – фотоприемник; У – усилитель; Д – дискриминатор; ЛЗ – линия задержки; АЦП – аналого-цифровой преобразователь.

Отличительной особенностью сцинтилляторов $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ при их дополнительном допировании является увеличение интегрального выхода сцинтилляций при понижении температуры [5–9]. Это делает возможным использование сцинтилляторов $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ в экстремальных температурных условиях, например в космических исследованиях и т.п.

Кристаллы $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ демонстрируют энергетическое разрешение FWHM – 6.1% для 661.65 кэВ (^{137}Cs), что лучше, чем энергетическое разрешение, получаемое со стандартным сцинтилляционным кристаллом NaI(Tl), 6.6–6.8% [10].

Энергетическое разрешение может быть улучшено при увеличении выхода сцинтилляций. Это может быть достигнуто путем повышения эффективности передачи энергии электронных возбуждений ионам активатора при направленной модификации распределения электронной плотности у дна зоны проводимости и уменьшении запрещенной зоны. По нашим оценкам, такая ситуация может быть достигнута в твердых растворах, где ионы алюминия изоморфно замещаются ионами галлия, притом в кристалл вводятся специальные добавки, минимизирующие аккумуляцию электронных возбуждений на мелких ловушках.

В настоящее время ведется разработка нового класса сцинтилляционных материалов на основе монокристаллических твердых растворов алюмогаллиевых гранатов, активированных ионами Ce^{3+} , для применения в астрофизических исследованиях и в исследованиях верхней атмосферы на космических аппаратах [11]. Группами японских и американских исследователей независимо пока-

зано, что переход от простых гранатов иттрия $Y_3Al_5O_{12}$ и лютеция $Lu_3Al_5O_{12}$, активированных ионами церия, к их твердым растворам, в которых не менее 60% алюминия замещено на галлий, позволяет практически удвоить выход сцинтилляций, доведя его до 54000 фотонов/МэВ [5–9].

Это открывает перспективу для создания нового поколения относительно простых и эффективных сцинтилляционных детекторов для различного применения. В отличие от новых сцинтилляционных галоидных материалов $CeVg_3$ и $LaVg_3:Ce$, гранаты не гигроскопичны, обладают твердостью не менее 8 (по шкале Мооса) и могут быть получены при использовании хорошо разработанных методов выращивания кристаллов, таких как метод Чохральского и Багдасарова.

В настоящей работе приводятся результаты измерений временного и энергетического разрешения, а также собственного фона сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов галлий-гадолиниевого граната ($Ce:GAGG$) различной геометрии, созданных в кооперации НИЦ “Курчатовский институт”, НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета (НИИЯП БГУ) и Фомос-Материалы (<http://newpiezo.com/company/>) [12] (Москва, Россия), в сравнении с кристаллами, полученными от компании S&A (Япония).

Исследовались отечественные образцы в форме параллелепипеда размером $0.3 \times 0.3 \times 0.5$ и $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см, а также японский кристалл размером $1.0 \times 1.0 \times 3.0$ см. В качестве фотоумножителей применялись фотоэлектронные умножители R3998-100-02 и матрицы кремниевых фотоумножителей (SiPM) ArgaуВ – 3035-144Р. Также были проведены измерения собственного радиационного фона указанных образцов сцинтилляционных кристаллов.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Измерения временного разрешения образцов сцинтилляционных детекторов осуществлялись в режиме совпадений. Схема узла для временных измерений представлена на рис. 1.

Узел для временных измерений содержит два фотоприемника ФП, в качестве которых могут использоваться вакуумные фотоумножители или кремниевые фотоприемники SiPM (Silicon photomultipliers), с устанавливаемыми на них сцинтилляционными кристаллами. Между ними размещен радиоактивный источник, γ -кванты от которого вызывают одновременное срабатывание двух детекторов. Выходные импульсы детекторов после усиления поступают на дискриминаторы, формирующие сигналы *Start* и *Stop*. Эти сигналы

поступают на вход преобразователя время–код, при этом сигнал *Stop* дополнительно задерживается линией задержки, в качестве которой для получения небольших значений времени задержки может использоваться отрезок кабеля длиной от 1 до 8 м.

В качестве преобразователя время–код использовалось 12-канальное устройство ТС840 с временным разрешением 50 пс, выполненное в виде модуля с интерфейсом PCI, входящего в состав крейта, управляемого встроенным компьютером с операционной системой Windows 7. Дополнительно проводился амплитудный анализ сигналов с помощью аналого-цифровых преобразователей АЦП, выходные коды которых также передавались на компьютер.

Модуль ТС840 позволяет получать спектры временных задержек как для сформированных логических импульсов *Start* и *Stop*, так и для аналоговых импульсов от источника сигнала. В этом случае уровень срабатывания определяется встроенным компаратором и может задаваться через интерфейс управляющей программы. Следует, однако, отметить, что использование аналоговых сигналов требует дополнительного усиления и согласования кабелей, поэтому при тестировании рекомендуется формировать импульсы электроникой, принадлежащей детекторной части. Кроме того, существует зависимость задержки от формы аналогового импульса, особенно заметная в области малых амплитуд.

Временные измерения и оценки собственного временного разрешения детекторного модуля и временного разрешения в режиме совпадений, проводимые с разными комбинациями кристалл–фотоприемник, осуществлялись с использованием радиоактивного изотопа, испускающего два γ -кванта, вылетающих одновременно. Для этого использовались следующие γ -источники, подходящие для временных измерений:

– ^{60}Co , излучающий γ -кванты с энергией 1170 и 1330 кэВ каскадом с задержкой ~ 2 пс;

– ^{22}Na , излучающий два аннигиляционных γ -кванта с энергией 511 кэВ, вылетающих одновременно в противоположных направлениях.

Измерение временного разрешения детекторного модуля в режиме совпадений осуществлялось с использованием двух детекторных модулей с одинаковыми сцинтилляционными кристаллами. Исходное расстояние между детекторами выбрано равным < 10 см для увеличения скорости счета в режиме совпадений.

Сначала проводились измерения спектра задержек без радиоактивных изотопов – от фона. В этом случае спектр должен представлять собой плавную кривую без острых пиков. Затем изотоп ^{22}Na или ^{60}Co помещали между детекторами и набирали

спектр задержек для этого случая. В спектре присутствовал узкий пик в области малых значений задержки. При обработке определялись средние значения задержки и ширина пика на половине высоты, которая и служила мерой временного разрешения.

Для измерения собственного временного разрешения может быть применена аналогичная схема (см. рис. 1). Однако в этом случае в качестве детектора “стоп” должен использоваться исследуемый образец, а в качестве детектора “старт” – “реперный” детектор с заведомо высокими временными характеристиками: кристаллы BaF_2 , $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ или пластмассовый сцинтиллятор.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Установка для измерения энергетического разрешения содержала: собственно детекторный узел, состоящий из исследуемого сцинтилляционного кристалла и фотоприемника (использовались фотоэлектронный умножитель R3998-100-02 и матрицы SiPM ArrayB – 3035-144P), помещенных в светоизолирующий бокс; электронику для спектрометрии, использующую многоканальный анализатор AmpTek MCA-8000A; зарядово-чувствительные усилители и формирователи, разработанные отдельно для каждого из примененных фотоприемников (использовались микросхемы усилителей AD8055, AD8039, компаратор AD8561).

В составе установки дополнительно использовались персональный компьютер, с помощью которого считывались и обрабатывались данные энергетических спектров, а также осциллограф (Tektronix TDS3012B) и генератор импульсов (Tektronix AFG3102), необходимые для настройки электроники.

Набор фоновых энергетических спектров в течение длительного времени осуществлялся с помощью платы STM32F4DISCOVERY на основе микроконтроллера STM32F407VG, реализующего запись амплитуды и времени появления каждого импульса на выходе фотоприемника на SD-карту. В этом случае использовалась электронная плата, осуществляющая активное формирование сигнала с помощью аналогового ключа и его оцифровку с помощью АЦП последовательного приближения с параллельным выходом. Подробное описание устройства и работы этой установки опубликовано в [13].

В случае использования в качестве фотоприемника вакуумного фотоумножителя исследуемый кристалл устанавливался примерно в центре входного окна фотоумножителя, который размещался в светоизолирующей коробке вертикально. При этом обеспечивался оптический контакт

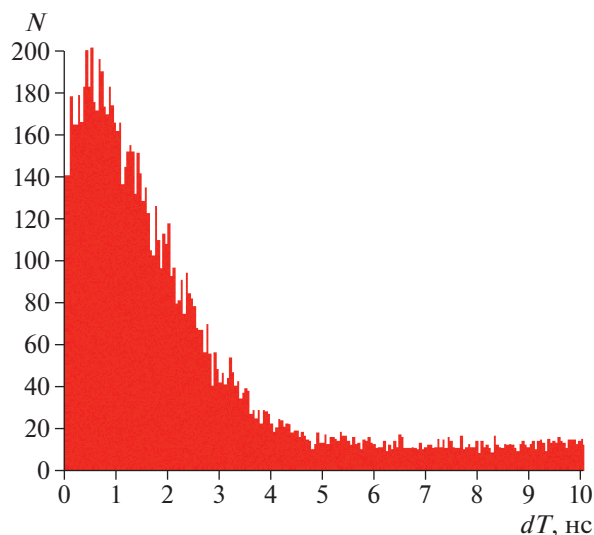


Рис. 2. Спектр интервалов временных задержек между стартовым и стоповым импульсами для комбинации кристаллов GAGG(Ce) японского производства (*Start*) и производства Фомос-Материалы [12] (*Stop*), полученный в режиме задержанных совпадений.

между выходным окном упаковки кристалла и входным окном фотоумножителя с помощью специальной смазки BC-630. В случае использования в качестве фотоприемника матрицы SiPM кристалл с торцевой поверхностью 1.2×1.2 см устанавливался в центральной части матрицы, а кристалл с торцевой поверхностью 0.3×0.3 см – таким образом, чтобы его торцевая поверхность приходилась на один пиксель матрицы, размеры которого также примерно равны 0.3×0.3 см.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Перед проведением измерений были проверены характеристики модуля TC840. Временное разрешение получено путем подачи одного и того же сигнала с генератора на входы “Старт” и “Стоп” через кабели различной длины. Было подтверждено, что собственное временное разрешение платы составляет ~ 50 пс, как и было заявлено производителем.

С помощью установки, схема которой представлена на рис. 1, проведены измерения с кристаллами GAGG(Ce), просматриваемыми с помощью вакуумных фотоумножителей и SiPM. В первой серии измерений определялось временное разрешение пары кристаллов японского производства размером $1.0 \times 1.0 \times 3.0$ см, просматриваемых вакуумными фотоумножителями. Эти кристаллы с полированными поверхностями для улучшения светосбора были обернуты зеркаль-

ной пленкой и установлены на оптический контакт с фотоумножителями Hamamatsu R2496.

По результатам измерений был получен спектр временных интервалов задержки с источником ^{22}Na в виде зависимости числа отсчетов от номера канала преобразователя время–код. Временное разрешение, определяемое по ширине пика распределения на половине его высоты, составило 1.1 нс.

По такой же схеме были проведены измерения спектра временных задержек в режиме задержанных совпадений с кристаллами GAGG(Ce) японского производства размером $1.0 \times 1.0 \times 3.0$ см и производства Фомос-Материалы [12] размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см. Полученный спектр временных задержек представлен на рис. 2.

Согласно рис. 2, на спектре виден пик, ширина которого на половине высоты составляет 1.5 нс. Таким образом, можно заключить, что кристалл производства Фомос-Материалы [12] обеспечивает временное разрешение, по порядку величины соответствующее временному разрешению кристалла японского производства.

Для проверки временного разрешения кристалла GAGG(Ce), просматриваемого с помощью SiPM, был измерен спектр временных задержек между импульсами *Start* и *Stop*. Стартовый импульс формировался при взаимодействии аннигиляционного γ -кванта с энергией 511 кэВ в кристалле $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, просматриваемом фотоумножителем Hamamatsu R2496. Импульс *Stop* формировался при взаимодействии второго аннигиляционного γ -кванта в кристалле производства Фомос-Материалы [12] размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см, просматриваемом матрицей SiPM ArrayB – 3035-144P. Соответствующий спектр представлен на рис. 3. Ширина пика на половине высоты на этом спектре равна 1.3 нс. Поскольку в качестве источника стартового сигнала был использован более быстрый сцинтиллятор $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, имеющий время высвечивания < 20 пс, можно предположить, что основной вклад в ширину пика дает собственное временное разрешение детектора на основе GAGG(Ce), просматриваемого SiPM.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

С кристаллами GAGG(Ce) производства Фомос-Материалы [12] проводились две серии измерений – с вакуумными фотоумножителями R3998-100-02 и с матрицами кремниевых фотоумножителей ArrayB – 3035-144P. Для каждой серии подбиралось напряжение питания фотоприемника и коэффициент усиления входного тракта, чтобы обеспечить регистрацию γ -квантов в нужном диапазоне энергий: более мягком, от ~ 20 кэВ до ~ 1 МэВ, или более жестком, от ~ 50 кэВ до ~ 3 МэВ.

Для каждого режима измерений проводилась независимая градуировка тракта посредством спектральных измерений с использованием радиоактивных изотопов из стандартного набора градуировочных источников. Характеристики этих изотопов приведены в табл. 1. Указанные в таблице значения энергии соответствуют максимуму в соответствующей спектральной линии.

Выделение линий на фоне континуума выполнялось путем обработки спектров АЦП с помощью компьютерной программы, которая осуществляла линейную интерполяцию континуума в области линии, затем вычитала континуум и методом максимального правдоподобия аппроксимировала линию распределением Гаусса. Программа вычисляла значение номера канала АЦП ($N_{АЦП}$), соответствующее максимуму этого распределения, и его ширину на половине высоты (FWHM). В результате для каждой серии измерений были построены зависимости $E_{max}(N_{АЦП})$, использовавшиеся в дальнейшем в качестве градуировочных кривых, посредством которых осуществлялся перевод номера канала в величину энергии регистрируемого γ -кванта. Градуировочные зависимости в большинстве случаев могли быть с хорошей точностью аппроксимированы прямой линией. Для тех случаев, когда наблюдались небольшие отклонения от линейности, энергия, соответствующая определенному каналу АЦП, определялась посредством кубической интерполяции.

Примеры градуировочных спектров изотопа ^{137}Cs , полученные с использованием кристалла GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см производства Фомос-Материалы [12] и фотоприемников двух типов: R3998-100-02 и ArgaV – 3035-144P, приведены на рис. 4. На этих рисунках хорошо видны все спектральные особенности, характерные для указанного изотопа: линия γ -излучения, соответствующая значению энергии из табл. 1, плато, соответствующее регистрации γ -квантов, испытавших комптоновское рассеяние, и линия, соответствующая обратному рассеянию (back-scattering).

На рис. 5 представлен калибровочный спектр изотопа ^{137}Cs для кристалла GAGG(Ce) размером $0.3 \times 0.3 \times 0.5$ см производства Фомос-Материалы [12], полученный с использованием SiPM ArgaV – 3035-144P. Кристалл располагался на фотоприемнике в оптическом контакте таким образом, чтобы он находился над пикселем SiPM, при этом поперечные размеры кристалла соответствовали размерам пикселя матрицы SiPM.

С учетом градуировочных кривых $E_{max}(N_{АЦП})$, демонстрирующих хорошую линейность во всем диапазоне энергий и номеров каналов АЦП, было определено энергетическое разрешение как от-

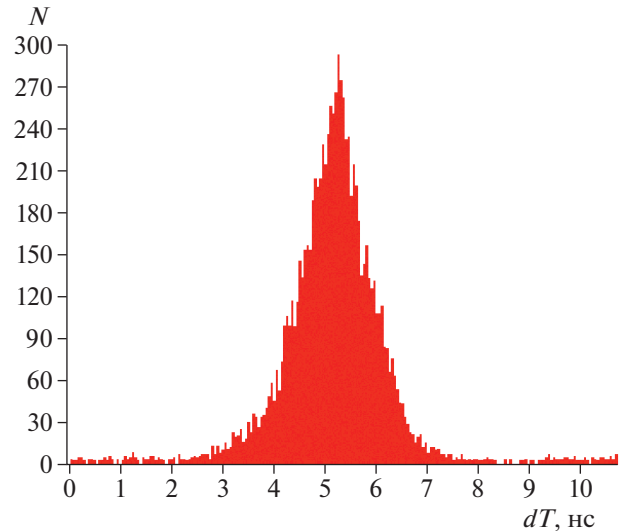


Рис. 3. Спектр интервалов временных задержек для комбинации кристалла $\text{LaBf}_3(\text{Ce})$, просматриваемого фотоумножителем (Cmap), и кристалла GAGG(Ce) производства Фомос-Материалы [12], просматриваемого SiPM (Cmon).

ношение величины FWHM соответствующей линии к величине E_{max} с поправкой на положение нуля. Значения FWHM и положение центра определялись путем вписывания кривой Гаусса методом наименьших квадратов с использованием программного обеспечения ADMCA, входящего в комплект поставки многоканального анализатора. Для компенсации небольшого отклонения от линейности в качестве калибровочной кривой использовался полином 3-й степени.

Непосредственно для нахождения энергетического разрешения были использованы те линии,

Таблица 1.

Энергия, кэВ	Изотоп	Энергия, кэВ	Изотоп
26.34	^{241}Am	511	^{22}Na
30.9	^{133}Ba	569.7	^{207}Bi
32	^{137}Cs	661.65	^{137}Cs
40	^{152}Eu	778.9	^{152}Eu
59.54	^{241}Am	867.38	^{152}Eu
75	^{207}Bi	964.1	^{152}Eu
81	^{133}Ba	1063.66	^{207}Bi
101	^{241}Am	1173.2	^{60}Co
121.78	^{152}Eu	1274.5	^{22}Na
244.7	^{152}Eu	1332.5	^{60}Co
344.28	^{152}Eu	1408	^{152}Eu
356	^{133}Ba	1770	^{207}Bi

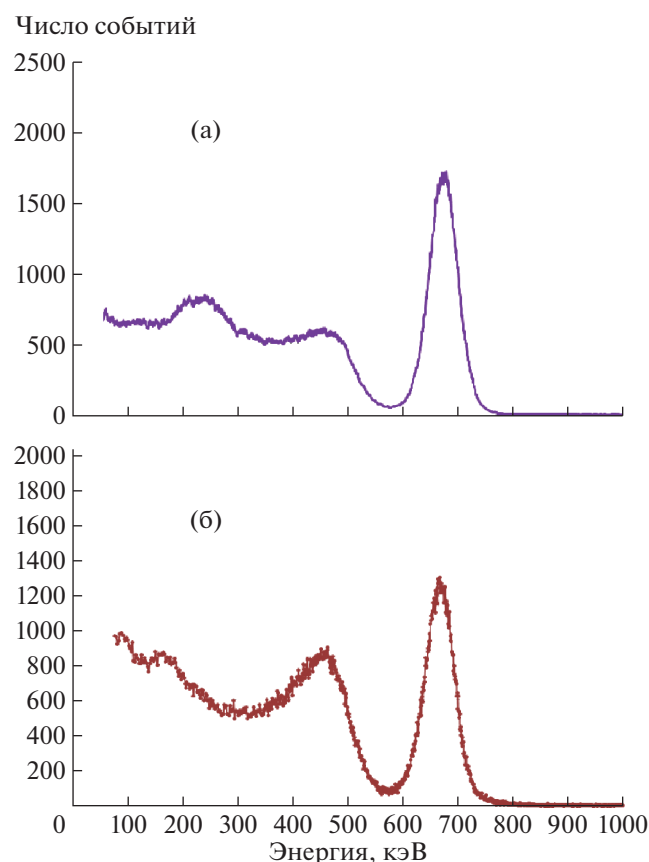


Рис. 4. Спектр γ -излучения радиоактивного изотопа ^{137}Cs , измеренный с помощью кристалла GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см и фотоприемников R3998-100-02 (а) и матрицы SiPM AgrarV – 3035-144P (б).

для которых величина FWHM могла быть определена надежно. Зависимости энергетического разрешения от энергии, полученные для кристалла GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см производства Фомос-Материалы [12] с использованием фотоприемников двух типов: R3998-100-02 и AgrarV – 3035-144P, приведены на рис. 6. Зависимость энергетического разрешения от энергии, полученная для кристалла GAGG(Ce) размером $0.3 \times 0.3 \times 0.5$ см производства Фомос-Материалы [12] с использованием фотоприемника AgrarV – 3035-144P, приведена на рис. 7. Следует отметить, что статистическая погрешность, вычисляемая программой ADMCA, мала и не превышает размеров маркера на соответствующих графиках. Она значительно меньше систематических отклонений, возникающих из-за отклонения формы линии от кривой Гаусса или при расположении относительно слабой линии на наклонном плато, обусловленном другими, более энергичными линиями.

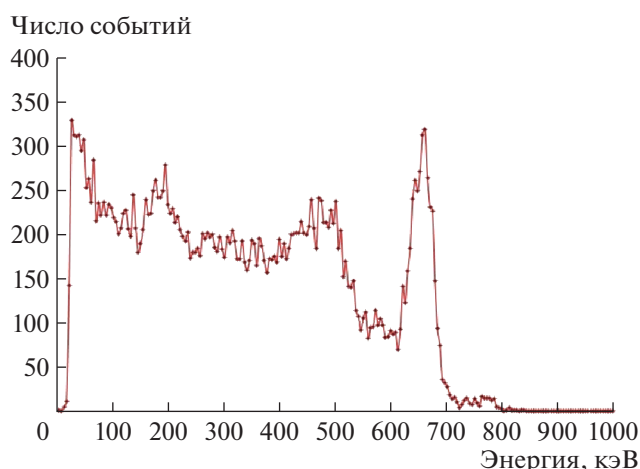


Рис. 5. Спектр γ -излучения радиоактивного изотопа ^{137}Cs , измеренный с помощью кристалла GAGG(Ce) размером $0.3 \times 0.3 \times 0.5$ см и фотоприемника SiPM AgrarV – 3035-144P.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СОБСТВЕННОГО ФОНА В КРИСТАЛЛАХ GAGG(Ce)

С помощью узла спектрометрических измерений [13] были также проведены измерения собственного фона в кристалле GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см производства Фомос-Материалы [12] с использованием фотоприемников R3998-100-02 и SiPM AgrarV – 3035-144P. В ходе измерений в течение интервала времени $\sim 10^5$ с определялся спектр амплитуд сигналов на выходе фотоприемника. Для того чтобы учесть только вклад энергетических выделений внутри кристалла и отсеять регистрацию внешних γ -квантов, кристалл вместе с фотоприемником помещался в защитную камеру из свинцовых кирпичей толщиной 5 см.

Энергетические спектры фона при нахождении кристалла внутри свинцовой камеры (для фотоумножителей и SiPM) и вне ее представлены на рис. 8. Величина J , отложенная по оси ординат, представляет собой количество отсчетов в каналах амплитудного анализатора, нормированное на объем кристалла, время экспозиции и ширину энергетического канала анализатора.

Согласно рис. 8, кристалл, не закрытый свинцом, регистрирует в основном внешнее γ -излучение, связанное с естественными радиоактивными изотопами, присутствующими в помещении лаборатории, а также мягким компонентом космических лучей. После экранирования детектора свинцом показания спектрометра уменьшаются примерно на порядок. Еще более низкие скорости счета наблюдаются при использовании SiPM. Это может быть связано с отсутствием дополни-

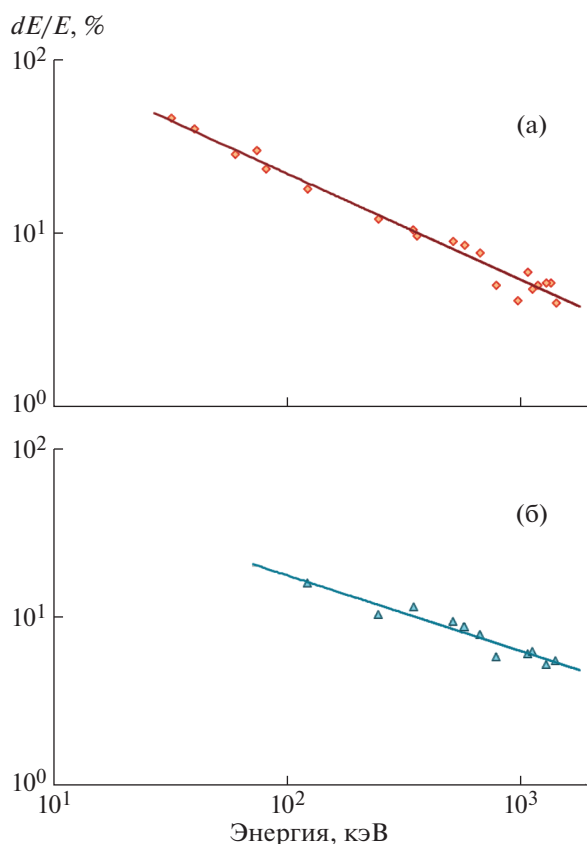


Рис. 6. Зависимость энергетического разрешения $\Delta E/E(E)$ для кристалла GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см и фотоприемников R3998-100-02 (а) и матрицы SiPM ArrayB – 3035-144P (б).

тельного счета γ -квантов от изотопа ^{40}K , содержащегося в стекле фотоприемника.

Кристалл, использованный в данных измерениях, имеет сравнительно небольшой размер, поэтому значительная часть γ -квантов с энергией 1.46 МэВ взаимодействует путем эффекта Комптона с неполным поглощением энергии в кристалле, образуя непрерывный спектр энерговыделений. Спектральные линии, связанные с возможной регистрацией γ -квантов от примесей внутри сцинтиллятора, на спектрах не наблюдаются.

Измеренные интенсивности фона для фотомножителей составляют $0.29 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне энергий 100 кэВ–1 МэВ и $0.042 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для интегрального диапазона $E > 1$ МэВ. Для SiPM соответствующие величины равны $0.11 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и $0.0093 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти значения следует интерпретировать как верхний предел, поскольку толщина стенок камеры не позволяет полностью экранировать детектор от внешних энергичных γ -квантов, рождаемых изотопами ^{40}K , ^{214}Bi и ^{208}Tl , составляющих естественный радиоактивный фон в помещении лаборатории.

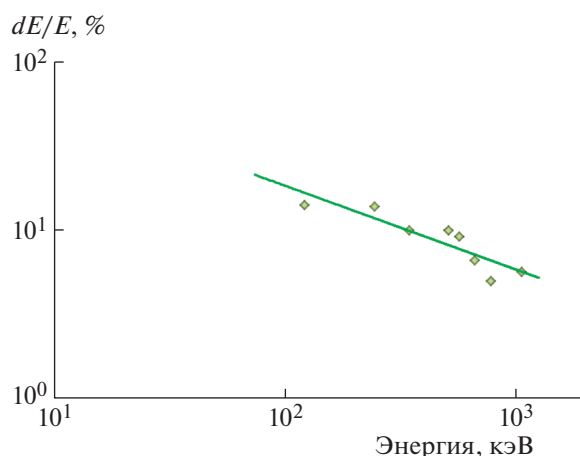


Рис. 7. Зависимость энергетического разрешения $\Delta E/E(E)$ для кристалла GAGG(Ce) размером $0.3 \times 0.3 \times 0.5$ см и фотоприемника SiPM ArrayB – 3035-144P.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Как следует из рис. 6, в измерениях с образцом кристалла GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см, выращенного в Фомос-Материалы [12], с помощью фотоприемников R3998-100-02 и SiPM ArrayB – 3035-144P получено на линии ^{137}Cs (661.65 кэВ) энергетическое разрешение $\sim 7.5\%$, независимо от типа использованного фотоприемника. Это больше энергетического разрешения ($\sim 6.1\%$), полученного для образцов кристаллов GAGG(Ce) японского производства [10]. При этом зависимость энергетического разрешения от энергии для всех рассмотренных в настоящей работе комбинаций сцинтилляционных кристаллов и фотоприемников может быть достаточно хорошо аппроксимирована степенной зависимостью с показателем, близким к -0.5 . Это свидетельствует о том, что основной вклад в величину энергетического разрешения вносят флуктуации числа носителей, образующихся в фотоприемнике, а также флуктуации его коэффициента усиления. Влияние неоднородности структуры кристалла также приводит к форме зависимости, при которой разрешение уменьшается с ростом энергии, поскольку суммарное количество света, рождаемое вдоль трека вторичного электрона, лучше усредняется по мере увеличения длины этого трека.

Следует также отметить, что приведенные в настоящей работе значения энергетического разрешения включают в себя разброс сигналов на выходе фотоприемников, обусловленный неоднородностью светосбора, которая для рассматриваемых кристаллов существенно выше по сравнению с кристаллом “оптимальной” геометрии (с диаметром, равным высоте), для которых получают наилучшее энергетическое разрешение.

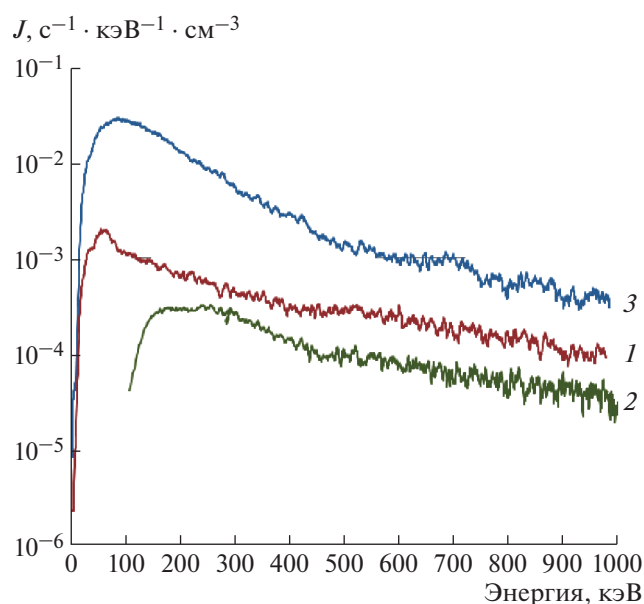


Рис. 8. Спектры фона сцинтиллятора GAGG(Ce) размером $1.2 \times 1.2 \times 0.9$ см, выращенного в Фомос-Материалы [12], полученные при нахождении кристалла внутри свинцовой камеры толщиной 5 см с использованием фотоприемников R3998-100-02 (1) и SiPM AgauV – 3035-144P (2), а также и вне ее (3).

Необходимо отметить, что использование в качестве фотоприемника матрицы SiPM не позволяет существенно улучшить энергетическое разрешение детектора по сравнению с тем, которое получается при использовании обычных фотоприемников. По-видимому, это связано, во-первых, с взаимной компенсацией эффектов несколько большей квантовой эффективности каждого микропикселя SiPM по сравнению с фотокатодом вакуумного фотоприемника и, во-вторых, с неполным заполнением поверхности SiPM светочувствительными микропикселями.

Тем не менее, то, что энергетическое разрешение, полученное с помощью матрицы SiPM, не сильно отличается от полученного с помощью обычного фотоприемника, свидетельствует о возможности использования SiPM в спектрометрической аппаратуре. Также следует подчеркнуть, что для кристалла GAGG(Ce), поперечные размеры которого соответствуют размерам пикселя матрицы SiPM, как следует из рис. 5 и 7, характерно не только высокое энергетическое разрешение, но и то, что достаточно большая доля событий попадает в фотопик полного поглощения при регистрации γ -квантов с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт. Это говорит о возможности использования пикселизированных детекторов также и в качестве спектрометров жесткого рентгеновского и γ -излучения.

Временное разрешение ~ 1.5 нс, измеренное в режиме совпадений, соответствует времени пролета γ -кванта или релятивистской частицы на расстояние ~ 50 см. Измерение интервалов времени между откликами в различных частях прибора дает возможность разделения событий, вызванных γ -квантами и нейтронами, в многослойных детекторах соответствующего размера, а также понижения фона, создаваемого γ -квантами и частицами, летящими с обратной стороны по отношению к входному окну. Это может быть использовано, например, в таких космических приборах, как двойные комптоновские телескопы для астрофизических исследований (например, прибор COMPTEL [14]) или телескопы для регистрации солнечных нейтронов, а также для одновременного исследования γ -излучения и нейтронов от атмосферы [11].

Также следует отметить, что собственный фон кристалла GAGG(Ce) по сравнению собственным фоном сцинтилляторов на основе бромида лантана или церия [13] может считаться пренебрежимо малым как в континууме, так и по наличию особенностей, связанных с собственной радиоактивностью возможных примесей. Это делает кристаллы GAGG(Ce) весьма перспективными для использования в низкофоновых установках.

Учитывая приведенные выше результаты, можно сделать вывод о том, что детекторы на основе сцинтилляционных кристаллов GAGG(Ce) могут использоваться в качестве пикселей в пространственно-чувствительных измерительных приборах, в том числе в космических γ -спектрометрах и γ -телескопах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-52-00024, БРФФИ Ф18Р-029/1, а также гранта Правительства Российской Федерации 14.W03.31.0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lecoq P., Gektin A., Korzhik M.* Inorganic Scintillators for Detector Systems. Physical Principles and Crystal Engineering. Series: Particle Acceleration and Detection. Berlin, Heidelberg: Springer, 2017.
2. *Tamulaitis G., Vaitkevičius A., Nargelas S., Augulis R., Gulbinas V., Bohacek P., Nikl M., Borisevich A., Fedorov A., Korjik M., Auffray E.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2017. V. 870. P. 25. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.07.015>
3. *Korjik M., Alenkov V., Borisevich A., Buzanov O., Dornenev V., Dosovitskiy G., Dosovitskiy A., Fedorov A., Kozlov D., Mechinsky V., Novotny R.W., Tamulaitis G., Vasiliev V., Zaunick H-G., Vaitkevičius A.A.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2017. V. 871. P. 42. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.07.045>
4. *Auffray E., Augulis R., Borisevich A., Gulbinas V., Fedorov A., Korjik M., Lucchini M.T., Mechinsky V., Nargelas S., Son-*

- gaila E., Tamulaitis G., Vaitkevičius A., Zazubovich S.* // Journal of Luminescence. 2016. V. 178. P. 54.
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2016.05.015>
5. *Nikl M., Kamada K., Babin V., Pejchal J., Pilarova K., Mihokova E., Beitlerova A., Bartosiewicz K., Kurosawa S., Yoshikawa A.* // Crystal Growth & Design. 2014. V. 14. P. 4827.
<https://doi.org/10.1021/cg501005s>
6. *Fasoli M., Vedda A., Nikl M., Jiang C., Uberuaga B.P., Andersson D.A., McClellan K.J., Stanek C.R.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 081102(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.081102>
7. *Wu T., Luo J.L., Nikl M., Ren G.H.* // APL Materials. 2014. V. 2. № 1 P. 012101.
<https://doi.org/10.1063/1.4854375>
8. *Kamada K., Yanagida T., Pejchal J., Nikl M., Endo T., Tsutsumi K., Fujimoto Y., Fukabori A., Yoshikawa Y.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. P. 505104.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/50/505104>
9. *Kamada K., Endo T., Tsutsumi K., Yanagida T., Fujimoto Y., Fukabori A., Yoshikawa A., Pejchal J., Nikl M.* // Crystal Growth & Design. 2011. V. 11. P. 4484.
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2015.05.057>
10. *Iwanowska J., Swiderski L., Szczesniak T., Sibczynski P., Moszynski M., Grodzicka M., Kamada K., Tsutsumi K., Usuki Y., Yanagida T., Yoshikawa A.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2013. V. 712. P. 34.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.01.064>
11. *Panasyuk M., Klimov P., Svertilov S., Belov A., Bogomolov V., Bogomolov A., Garipov G., Iyudin A., Kaznacheeva M., Maksimov I., Minaev A., Novikov A., Minaev P., Petrov V., Pozanenko A., Shtunder Y., Yashin I.* // Progress in Earth and Planetary Science. 2019. V. 6. № 1. P. 35.
<https://doi.org/10.1186/s40645-019-0280-3>
12. Компания Фомос-Материалы.
<http://newpiezo.com/company/> (доступен в марте 2020 г.)
13. *Июдин А.Ф., Богомолов В.В., Свертилов С.И., Яшин И.В., Классен Н.В., Шмурак С.З., Орлов А.Д.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 16.
14. *Schoenfelder V., Aarts H., Bennett K., de Boer H., Clear J., Collmar W., Connors A., Deerenberg A., Diehl R., von Dordrecht A., den Herder J.W., Hermsen W., Kippen M., Kuiper L., Lichti G. et al.* // Astrophysical Journal Supplement Series 1993. V. 86. P. 657.
<https://doi.org/10.1086/191794>