

УДК 539.12.074.3

ПАРАМЕТРЫ НОВЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

© 2011 г. С. М. Игнатов, В. Н. Потапов

РНИЦ “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Поступила в редакцию 11.10.2010 г.

Описаны результаты экспериментальной оценки параметров сцинтилляционных детекторов двух типов: LGSO + твердотельный ф.э.у. и $\text{LaBr}_3 + \text{ФЭУ-184}$, представляющих интерес с точки зрения регистрации γ -излучения.

ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ
LGSO И ТВЕРДОТЕЛЬНОГО Ф.Э.У.

Для изготовления этих детекторов γ -излучения были использованы кристаллы LGSO, разработанные и изготовленные в Институте сцинтилляционных материалов НАН Украины (Харьков), и так называемые твердотельные фотоумножители (т.ф.у.) (Solid State Photomultiplier (SSPM)) или кремниевые фотоумножители (Si Photomultiplier (SiPM)) [1–7].

Твердотельный ф.э.у. представляет собой многопиксельную кремниевую систему, детальное описание которой приведено в работах [3, 4]. Такой фотоприемник имеет высокий коэффициент внутреннего усиления ($\sim 10^6$), невысокое напряжение обратного смещения (30–80 В) и слабую зависимость коэффициента внутреннего усиления от напряжения смещения и температуры, а также от воздействия магнитных полей. Эти достоинства позволяют использовать прибор в качестве фотоприемника света, генерируемого сцинтилляционными детекторами, предназначенными для решения спектрометрических задач определенного класса.

При разработке и изготовлении макетов детекторов γ -излучения использовались т.ф.у. российского производства. В настоящее время в ООО “Центр перспективных технологий и аппаратуры” изготавливают т.ф.у. с чувствительной площадью размером 1, 4 и 9 мм^2 [8]. При изготовлении детекторов, как правило, использовались фотоприемники четырех типов: СРТА 143-30 (576 пикселей), СРТА 151-30 и СРТА 149b-26 (1764 пикселей), СРТА 140-17 (8100 пикселей) [8, 9].

Сцинтилляторы LGSO относятся к классу быстрых, что позволяет использовать их при создании спектрометрических детекторов, работающих в полях с высоким уровнем мощности дозы, т.е. при больших нагрузках. Кристаллы LGSO ($\text{Lu}_{2x}\text{Gd}_{2-2x}\text{SiO}_5$, $\rho = 6.3 \text{ г/см}^3$, $\lambda = 420 \text{ нм}$, $\tau_s = 40 \text{ нс}$) имеют достаточно высокий световой выход ($L_y \approx$

$\approx 15000\text{--}25000$ фотонов/МэВ) и слабую зависимость светового выхода от температуры.

При изготовлении детектора использовался кристалл LGSO размером $\varnothing 3 \times 5 \text{ мм}$. Наиболее оптимальны по размеру для такого кристалла фотоприемники типа СРТА 149b-26 и СРТА 149-35. Чувствительная площадь этих фотоприемников 4.41 мм^2 . Поскольку длина волны света, на которую приходится максимум люминесценции для этих кристаллов, составляет $\sim 420 \text{ нм}$, то целесообразнее использовать фотоприемник SSPM с максимальной чувствительностью в области синего света, т.е. т.ф.у. типа СРТА 149b-26 [8] с напряжением обратного смещения $\sim 26 \text{ В}$. У этого фотоприемника максимум чувствительности приходится на длину волны $\sim 450 \text{ нм}$ (рис. 1).

Твердотельный ф.э.у. приклеивался к сцинтиллятору с помощью оптического клея Epotek. В качестве отражателя света на боковых поверхностях

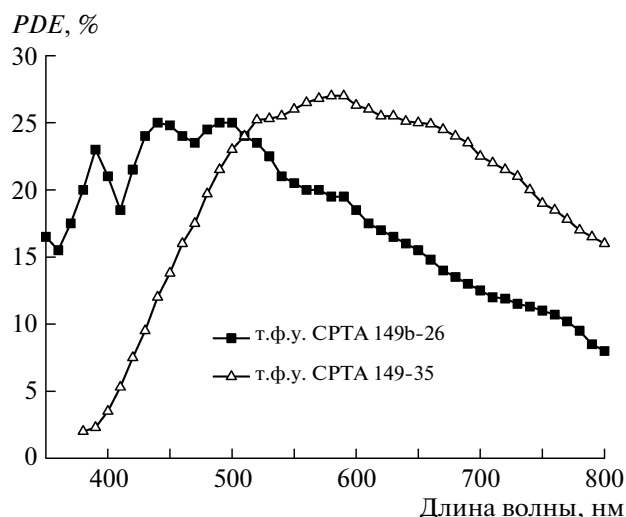


Рис. 1. Спектральные зависимости эффективности регистрации фотонов (PDE) кремниевых т.ф.у. двух типов [9] с одинаковой чувствительной площадью 4.41 мм^2 .

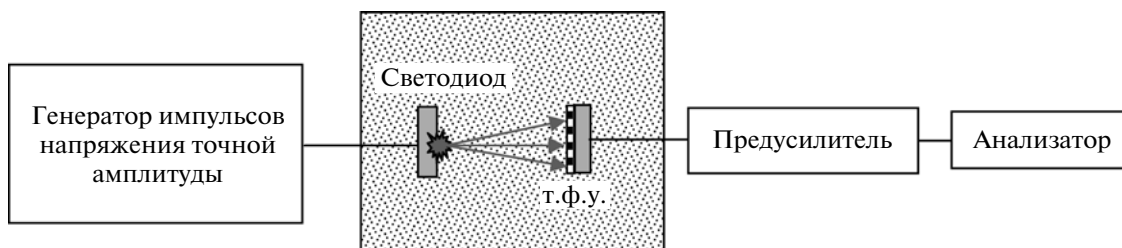


Рис. 2. Условная схема эксперимента со световыми импульсами.

кристалла использовался мелкодисперсный фторопластовый порошок.

Одной из первых метрологических задач для такого детектора была оценка величины светосбора $\langle \tau \rangle$. Если сцинтиллятор со световыходом L_y поглощает γ -квант с энергией E , то на фотоприемник детектора попадет $N_{ph} = \langle \tau \rangle L_y E$ световых фотонов. Для быстрого сцинтиллятора (у которого время высвечивания меньше времени восстановления пикселей SSPM) зависимость числа сработавших пикселей фотоприемника от числа падающих на него световых фотонов определяется выражением

$$\begin{aligned} N_g &= N_p \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{PDE \cdot N_{ph}}{N_p} \right] \right\} = \\ &= N_p \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{PDE \langle \tau \rangle L_y E}{N_p} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где N_g — число пикселей твердотельного ф.э.у., испытавших гейгеровский разряд; N_p — общее число пикселей фотоприемника; PDE — эффективность регистрации световых фотонов.

Количество сработавших пикселей N_g определяет величину сигнала детектора, т.е. формирует заряд, поступающий на вход предусилителя, а значит, с точностью до константы k позволяет установить номер канала аппаратного спектра детектора, в котором расположен пик полного поглощения γ -кванта с энергией E . Поэтому, если умножить левую и правую части выражения (1) на k , то получим выражение, определяющее номер канала пика полного поглощения в зависимости от поглощенной энергии γ -кванта E :

$$N_k = N_{k \max} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{PDE \langle \tau \rangle L_y E}{N_p} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $N_k = kN_g$ — номер канала пика полного поглощения, а $N_{k \max} = kN_p$ — предельное значение канала, в который попадает сигнал, когда все пиксели твердотельного ф.э.у. испытывают гейгеровский разряд. Условие (2) свидетельствует о том, что детекторы с такими фотоприемниками

имеют нелинейную энергетическую шкалу и обусловлена она ограниченным числом пикселей т.ф.у. и наличием конечного времени восстановления (мертвого времени) отдельного пиксела.

Выражение (2) может быть использовано для оценки коэффициента светосбора $\langle \tau \rangle$. Из выражения следует, что

$$\langle \tau \rangle = -\frac{N_p}{PDE \cdot L_y E} \ln \left[1 - \frac{N_k}{N_{k \max}} \right], \quad (3)$$

т.е. для оценки величины светосбора нужно знать паспортные характеристики т.ф.у. (PDE , N_p) и сцинтиллятора (L_y), которые, как правило, известны. При использовании в качестве источника излучения ^{137}Cs по аппаратному спектру можно определить положение пика полного поглощения (N_k). Для определения величины $N_{k \max}$ использовался другой подход — засветка фотоприемника световыми фотонами от светодиода. Условная схема такого эксперимента представлена на рис. 2.

Генератор импульсов зажигал светодиод с длительностью свечения ~ 30 нс (60 нс), имитируя вспышки света сцинтилляционного кристалла. Изменяя напряжение, подаваемое от генератора на светодиод, можно менять засветку фотоприемника, в том числе и до предельного уровня, когда все пиксели т.ф.у. оказываются засвеченными, т.е. находятся в режиме гейгеровского разряда. Такой режим обеспечивает предельный уровень сигнала, соответствующий его положению в канале $N_{k \max}$. Определив таким образом $N_{k \max}$, по формуле (3) можно оценить величину светосбора $\langle \tau \rangle$.

Такие эксперименты проводились с детекторами, в которых использовались фотоприемники двух типов: СРТА 149b-26 и СРТА 149-35, имеющие различную фоточувствительность для света с длиной волны $\lambda_{\max} = 420$ нм. Согласно рис. 1, эффективность регистрации света (PDE) на этой длине волны составляет $\sim 22.5\%$ для т.ф.у. СРТА 149b-26 и 10% для СРТА 149-35. Для этих значений PDE были проведены оценки коэффициента светосбора $\langle \tau \rangle$ детекторов, использующих один и тот же кристалл LGSO, но различные т.ф.у. Очевидно, что от типа используемых т.ф.у. коэффи-

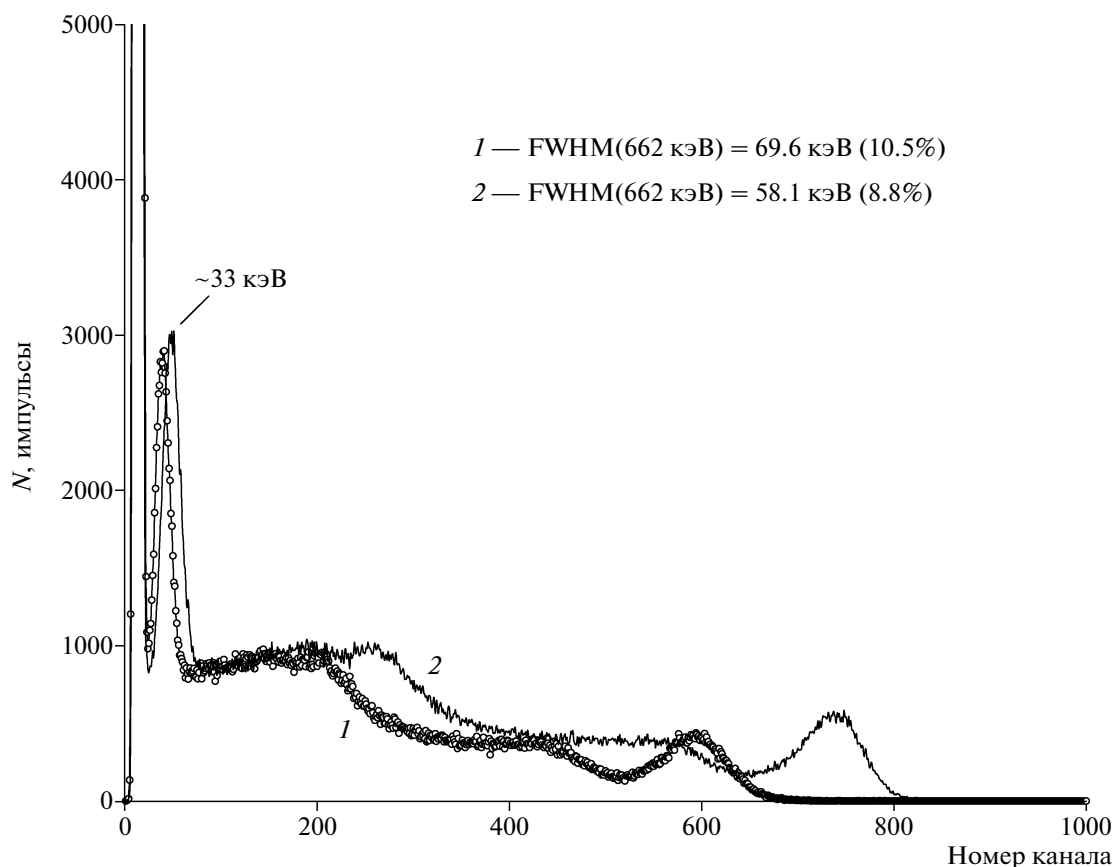


Рис. 3. Аппаратурные спектры излучения ^{137}Cs , измеренные детектором на основе фотоприемника SSPM (СРТА 149b-26) и кристалла LGSO ($\varnothing 3 \times 4$ мм) с различной степенью обработки поверхности: 1 – мелкая шероховатость, 2 – крупная шероховатость. Увеличение коэффициента светосбора составило 24%.

коэффициент светосбора $\langle \tau \rangle$ не зависит, поэтому оценка его по формуле (3) должна дать одно и то же значение для т.ф.у. различных типов. Действительно, результаты экспериментов показали, что для детектора с фотоприемником СРТА 149b-26 значение коэффициента светосбора оказалось равным 0.22, а для СРТА 149-35 – 0.21. При этом следует отметить, что поверхность кристалла сцинтиллятора была достаточно гладкой, но неполированной. Однако наилучший коэффициент отражения света достигается от шероховатой боковой поверхности сцинтиллятора. Это позволяет улучшить светосбор, что сказывается на характеристиках детектора.

Изменение коэффициента светосбора легко контролировать по положению пика полного поглощения на аппаратурном спектре излучения ^{137}Cs . При увеличении коэффициента светосбора пик полного поглощения смещается вправо по шкале, т.е. увеличивается номер канала, определяющий его положение. Качество обработки отражающей поверхности кристалла сцинтиллятора определялось условно – как “мелкая и крупная шероховатость” и зависело от механического

способа обработки. После первого этапа обработки и достижения мелкой шероховатости поверхности кристалла сцинтиллятора коэффициент светосбора увеличился на 17%. На втором этапе обработки после достижения крупной шероховатости поверхности коэффициент светосбора увеличился еще на 24%. Это иллюстрирует рис. 3, где приведены два аппаратурных спектра излучения ^{137}Cs , полученные после первой и второй стадии обработки отражающей поверхности сцинтиллятора. Из рисунка видно, что амплитуда, соответствующая положению пика полного поглощения γ -квантов с энергией 662 кэВ, увеличилась почти на четверть. Увеличение коэффициента светосбора обеспечило формирование пика характеристического излучения цезия в энергетической области ~ 33 кэВ. Это указывает на то, что такой детектор способен регистрировать γ -кванты в низкоэнергетической области спектра, так как граница уровня шума оказалась равной ~ 15 кэВ. На рис. 4 приведены спектры излучения радионуклидов ^{137}Cs и ^{241}Am и указана полуширина на полувысоте (FWHM) для низкоэнергетических пиков 33 и 59.5 кэВ.

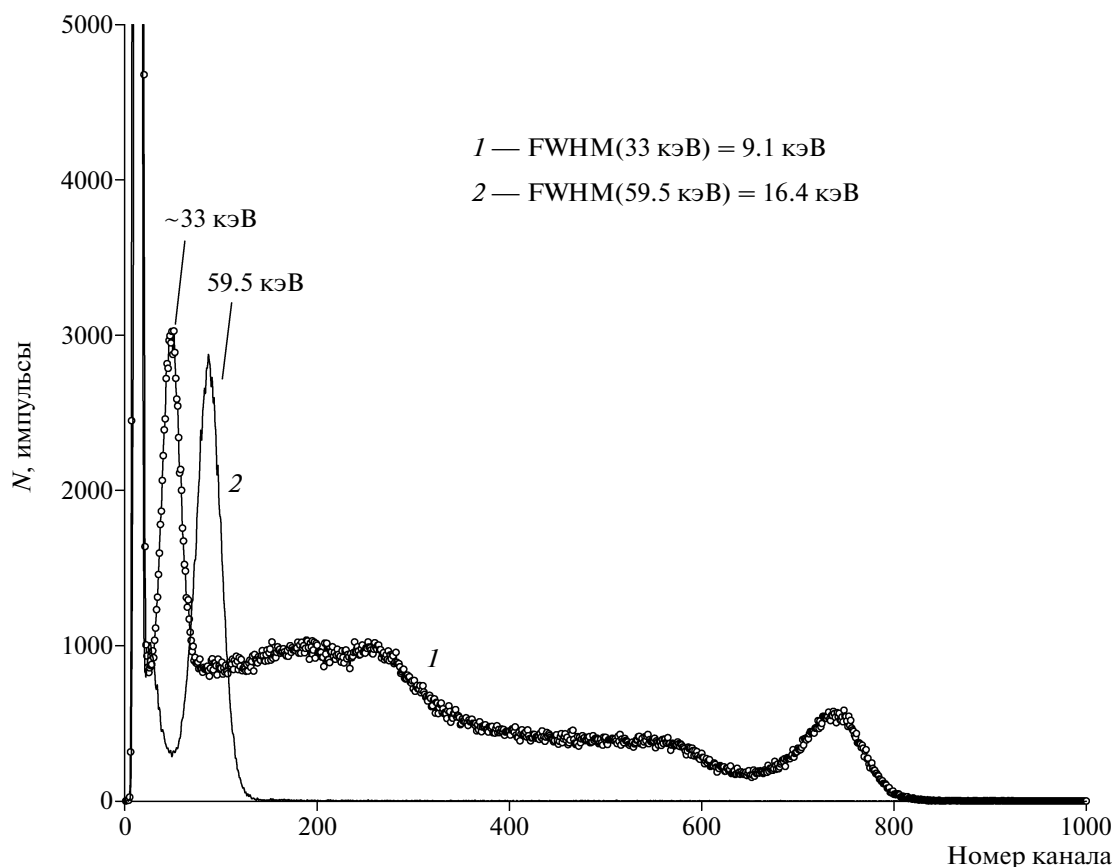


Рис. 4. Аппаратурные спектры излучения ^{137}Cs (1) и ^{241}Am (2), измеренные детектором на основе фотоприемника SSPM (СРТА 149b-26) и кристалла LGSO ($\varnothing 3 \times 4$ мм) с грубой обработкой его поверхности (крупная шероховатость).

Таким образом, увеличение шероховатости поверхности кристалла LGSO путем ее механической обработки позволило увеличить коэффициент светосбора от 0.22 до ~ 0.32 , что заметно улучшило характеристики детектора и, в частности, его энергетическое разрешение (см. рис. 3).

Следует отметить, что указанные абсолютные значения коэффициента светосбора были получены в предположении, что PDE используемых фотоприемников соответствуют данным, приведенным на рис. 1 [9]. Однако вопрос, насколько характеристики т.ф.у. стабильны и не меняются от партии к партии, оставался открытым. Поэтому следующим шагом была оценка относительного изменения PDE в зависимости от партии изготовления т.ф.у. В качестве эталона для этих целей служил один и тот же фотоприемник японской фирмы Hamamatsu [10], получивший название многопиксельного светового счетчика (MPPC – Multi-Pixel Photon Counter). Нами использовался MPPC серии S10362-11-100C. Этот фотоприемник содержит 100 пикселей размером 100×100 мкм и имеет декларируемую характеристику $PDE = 65\%$ [10].

Основные соотношения, необходимые для сравнения эффективности различных фотоприемников

(MPPC серии S10362-11-100C и СРТА 149b-26), были получены на основе формул математической модели фотоприемников этого типа, определяющих относительную ширину пика светового импульса. Такая оценка возможна для линейного участка энергетической шкалы фотоприемника, т.е. когда выполняется условие, вытекающее из формулы (1), а именно:

$$N_g = N_p \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{PDE \cdot N_{ph}}{N_p} \right] \right\} \approx PDE \cdot N_{ph}. \quad (4)$$

Это приближение выполняется, когда $PDE \cdot N_{ph}/N_p \ll 1$, т.е. при слабом освещении фотоприемника световыми фотонами – $N_{ph} \ll \ll N_p/PDE$.

При выполнении условия (4) относительная ширина световых пиков δ_k (аналог энергетического разрешения) определяется по формуле:

$$\delta_k \equiv \frac{\Delta N_k}{N_k} = K_G \sqrt{\frac{1}{PDE \cdot N_{ph}} + \left\{ \delta_{noise}^2 + \left[\frac{\Delta K}{K} \right]^2 \right\}}, \quad (5)$$

где $K_G = 2.35$, а выражение в фигурной скобке определяет вклад аддитивного шума δ_{noise} т.ф.у. и

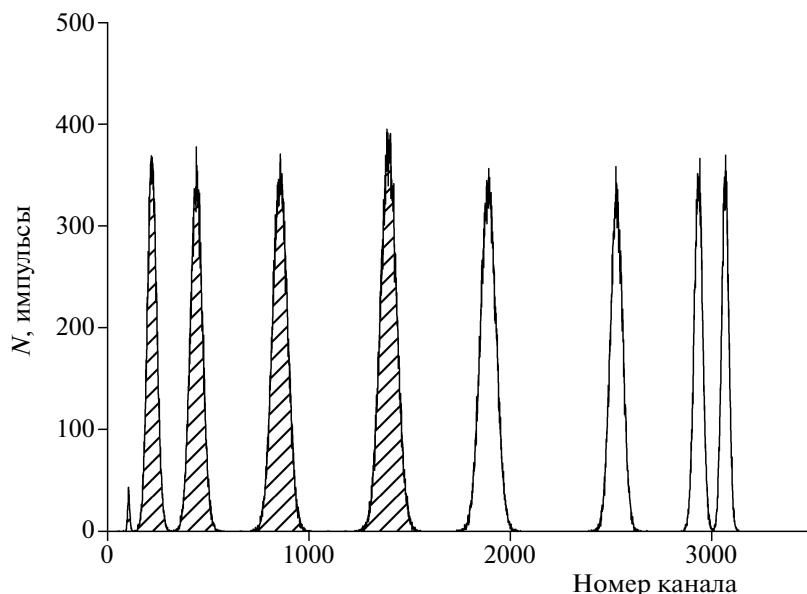


Рис. 5. Амплитудные распределения сигналов световых импульсов различной интенсивности. Заштрихованные пики находятся в области линейной шкалы фотоприемника.

флуктуации коэффициента усиления $\Delta K/K$ различных пикселей. Величина слагаемых в фигурной скобке определяется экспериментально, с использованием генератора импульсов напряжения точной амплитуды. Генератор формирует импульс тока, который поступает на предусилитель при параллельном подключении неосвещенного т.ф.у., являющегося источником аддитивного шума. В результате на аппаратном спектре формируется импульс, ширина которого соответствует величине слагаемых в фигурной скобке в (5).

Результаты таких измерений показали, что при слабом световом потоке (когда выполняется условие $N_{ph} \ll N_p/PDE$) в выражении (5) можно пренебречь членом в фигурной скобке, и тогда относительная ширина световых импульсов будет определяться по формуле

$$\delta_k \equiv \frac{\Delta N_k}{N_k} \approx K_G \sqrt{\frac{1}{PDE \cdot N_{ph}}}. \quad (6)$$

В таком режиме работы т.ф.у. величина $PDE \cdot N_{ph}$ определяет число сработавших пикселей, поэтому формула (6) выражает условие выполнения пуассоновского приближения.

На рис. 5 приведено амплитудное распределение световых сигналов различной интенсивности, полученное в условиях эксперимента рис. 2. Заштрихованные световые импульсы соответствуют выполнению условия (4), и здесь применима оценка ширины световых пиков по формуле (6).

Такие эксперименты проводились с разными т.ф.у., а именно с МРРС серии S10362-11-100С и СРТА 149b-26. Поскольку эти т.ф.у. имеют разные

чувствительные площади и эффективности регистрации света, то введем соответствующие обозначения: S_H и PDE_H — для японского фотоприемника фирмы Hamamatsu, S_{CPTA} и PDE_{CPTA} — для фотоприемников российского производства.

Если измерения с разными фотоприемниками проводить при одном и том же световом потоке, то на основании выражения (6) получим

$$\frac{\delta_k^H}{\delta_k^{CPTA}} = \sqrt{\frac{PDE_{CPTA} S_{CPTA}}{PDE_H S_H}},$$

откуда следует, что

$$\frac{PDE_H}{PDE_{CPTA}} = \left(\frac{\delta_k^{CPTA}}{\delta_k^H} \right)^2 \frac{S_{CPTA}}{S_H}. \quad (7)$$

Таким образом, согласно формуле (7), для оценки отношения эффективностей регистрации света двух т.ф.у. нужно провести измерения световых импульсов в условиях эксперимента рис. 2, когда обеспечивается постоянство светового потока и выполняется пуассоновское приближение (условие (4)), и определить относительную ширину световых пиков δ_k^{CPTA} и δ_k^H .

В экспериментах использовался светодиод VL-L513UBC, у которого максимум интенсивности приходится на длину волны $\lambda = 470$ нм, т.е. по своим спектральным характеристикам он близок к сцинтиллятору LGSO.

Были проведены измерения с несколькими т.ф.у. типа СРТА 149b-26 из разных партий, изготовленных производителем в разное время. Все эти фотоприемники были разбиты на три группы по указанному признаку.

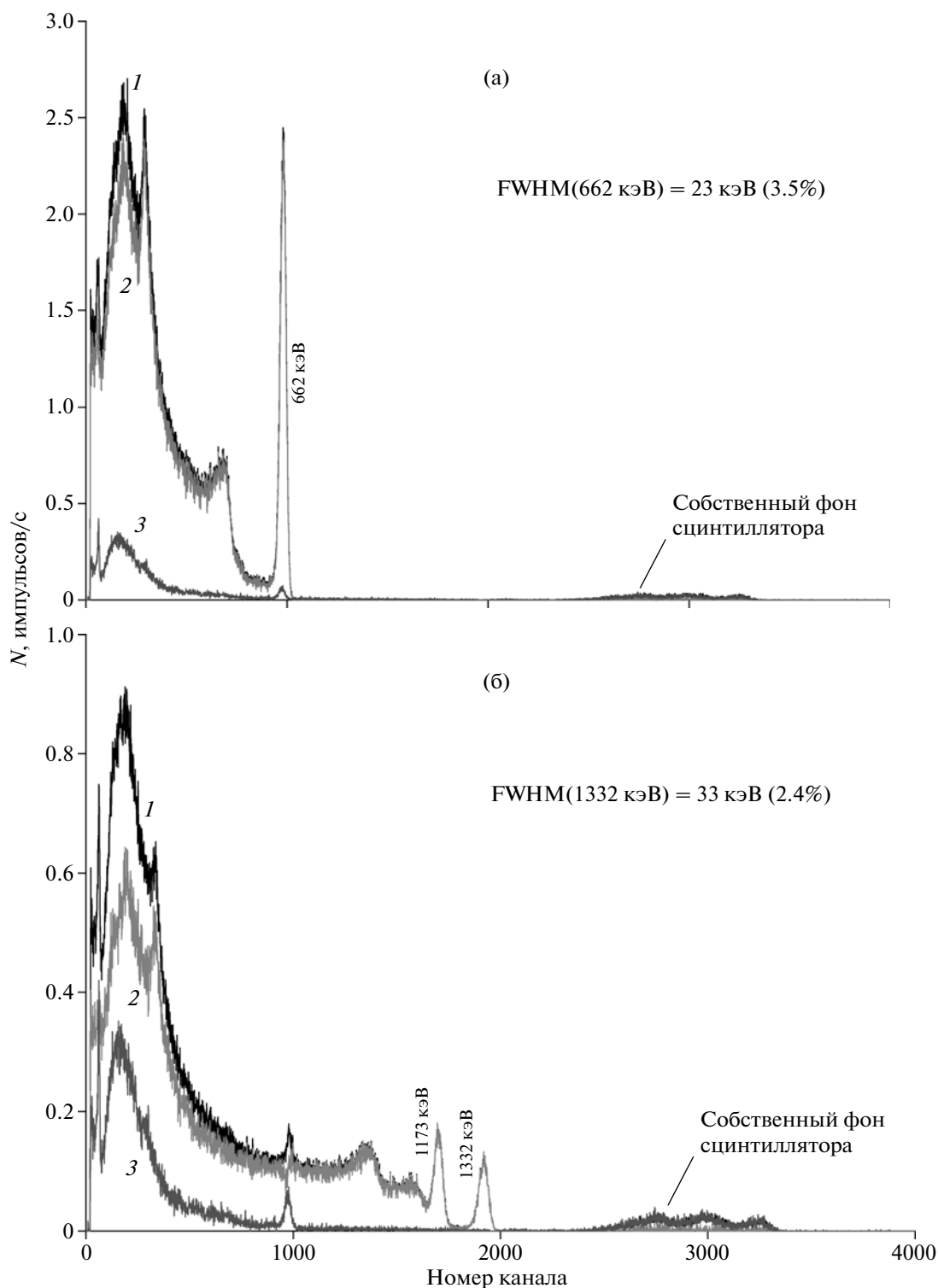


Рис. 6. Аппаратурный спектр излучения ^{137}Cs (а) и ^{60}Co (б): 1 – ^{137}Cs + фон (а) и ^{60}Co + фон (б); 2 – разностный спектр; 3 – фоновый спектр. Сцинтиллятор LaBr_3 $\varnothing 25 \times 4$ мм, ФЭУ-184.

Результаты таких измерений представлены в таблице. Для каждого фотоприемника было выполнено по 4 измерения: одно – с длительностью светового импульса 60 нс и три – 30 нс. Как видно из таблицы, разброс значений PDE_H/PDE_{CPTA} не-

велик. Это говорит о том, что параметры т.ф.у. относительно постоянны.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что вышеописанный метод оценки чувствительности т.ф.у. позволяет приближенно оценить

коэффициент светосбора при наличии эталонного образца фотоприемника с измеренным значением PDE , точнее, его спектральной зависимости, наподобие той, что представлена на рис. 1.

ДЕТЕКТОРЫ С КРИСТАЛЛАМИ LaBr_3

Для расширения возможностей спектрометрических систем представляется интересным использовать детекторы, созданные на основе сцинтиллятора LaBr_3 – быстрого сцинтиллятора с временем высвечивания ~ 16 нс и высоким световым выходом – $L_y = 63000$ фотонов/МэВ.

Детекторы на основе LaBr_3 обладают высоким энергетическим разрешением ($\sim 3\%$ по линии 662 кэВ), так как внутреннее разрешение такого кристалла достаточно мало – $\leq 2.7\%$ [11].

Детекторы с такими характеристиками могут быть использованы в мобильных спектрометрических системах, предназначенных, например, для контроля транспортных контейнеров и других объектов с высокоактивными источниками.

Для этих целей разработан спектрометрический детектор на основе вакуумного ФЭУ-184 и кристалла сцинтиллятора LaBr_3 размером $\varnothing 25 \times 4$ мм (сцинтиллятор изготовлен и упакован в Институте физики твердого тела РАН (г. Черногловка Московской обл.)). Основная особенность конструкции такого детектора заключается в использовании специальной схемы делителя напряжения питания ф.э.у. Связано это с тем, что кристалл LaBr_3 , являясь быстрым, за короткое время (~ 45 нс) высвечивает большое количество световых фотонов. Эти фотоны формируют на фотокатоде ф.э.у. импульс тока большой амплитуды, который в процессе усиления заметным образом изменяет распределение потенциалов на динодах. Это приводит к нелинейности энергетической шкалы такого детектора, поэтому при его создании стояла задача подбора системы емкостей, обеспечивающей постоянство разности потенциалов на динодах в момент формирования импульса тока на выходе ф.э.у.

На рис. 6 представлены спектры излучения от источников ^{137}Cs и ^{60}Co , измеренные таким детектором. Отличительной особенностью этих сцинтилляторов является наличие собственного фона,

PDE_H/PDE_{CPTA}		
Эксперимент	Среднее значение по результатам эксперимента	По паспортным данным
1.42	1.75 ± 0.40	1.7–1.8
1.38		
2.05		
1.48		
2.44		

влияние которого можно исключить путем вычитания из измеренного спектра источника фонового спектра (измерение без источника излучения). Собственный фон сцинтиллятора проявляется в области энергий ~ 1700 – 2200 кэВ, которая, как правило, не столь интересна для основных долгоживущих радионуклидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Golovin V., Saveliev V. // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. V. A518. P. 560.
2. Saveliev V., Golovin V. // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. V. A442. P. 223.
3. Bondarenko G., Dolgoshein B., Golovin V. et al. // Nuclear Physics B. Proceedings Supplements. Supplement 2. 1998. V. 61. P. 347.
4. Akindinov A.V., Martemianov A.N., Polozov P.A. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1997. V. A387. P. 231.
5. Akindinov A., Bondarenko G., Golovin V. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 2005. V. A539. P. 172.
6. Клемин С., Кузнецов Ю., Филатов Л. и др. // Электроника: наука, технология, бизнес. 2007. № 8. С. 80.
7. Buzhan P., Dolgoshein B., Il'in A. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 2006. V. A567. Issue 1. P. 78.
8. 180. <http://www.cpta-apd.ru/>
9. 181. <http://www.photonique.ch/>
10. <http://www.hamamatsu.com/>
11. Bloser P.F., Legere J.S., Bancroft C.M. et al. // The 2008 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. N02-19. Dresden, Germany, 19–25 October 2008. P. 727–731. CD: IEEE Catalog Number: CFP08NSS-CDR.