

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНОГО  
СВЕТОВОХОДА СЦИНТИЛЛЯТОРОВ  $YAlO_3:Ce$ ,  $Y_2SiO_5:Ce$  И  $YPO_4:Ce$ 

© 2012 г. И. В. Ходюк, П. А. Родный, Р. Dorenbos\*

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,**Лаборатория физики ионных кристаллов**Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29**\*Delft University of Technology, Faculty of Applied Physics, Luminescence**Materials Research Group**The Netherlands, 2629 JB, Delft, Mekelweg, 15*

Поступила в редакцию 07.04.2011 г.

После доработки 11.08.2011 г.

Представлены результаты исследования нелинейной зависимости относительного световыхода от энерговыделения в монокристаллических сцинтилляционных материалах  $YAlO_3:Ce$  (YAP:Ce),  $Y_2SiO_5:Ce$  (YSO:Ce) и  $YPO_4:Ce$  (YPO:Ce). Исследования проводились при квазимонохроматическом рентгеновском возбуждении в диапазоне энергий 9.5–100 кэВ. Дополнительно к стандартной технике измерения непропорционального отклика сцинтилляторов на основе зависимости положения пика полного поглощения от энергии падающего излучения предложен метод измерения световыхода с использованием пиков рентгеновской флюоресценции. Применение этого метода для YAP:Ce позволило исследовать нелинейный характер зависимости световыхода от энергии фотонов в диапазоне энергий 2–40 кэВ. Помимо этого, предложен метод спектроскопии  $K$ -края, с помощью которого построена зависимость относительного световыхода от энергии электронов в диапазоне 0.1–80 кэВ. Рассмотрены процессы, приводящие к потере эффективности сцинтилляционных материалов при высокой плотности ионизации.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие электроники ставит перед исследователями и разработчиками сцинтилляционных материалов новые цели и задачи [1]. Широкое применение детекторов ионизирующего излучения на основе сцинтилляторов в таких актуальных и жизненно важных областях, как медицина, безопасность и наука, приводит к ужесточению требований, предъявляемых к новым материалам со стороны потребителей.

Одним из наиболее значимых параметров сцинтилляторов является энергетическое разрешение. Обычно энергетическое разрешение  $R$  определяется как отношение  $\Delta E/E$ , где  $\Delta E$  – ширина пика полного поглощения на полувысоте, а  $E$  – положение данного пика на энергетической шкале, и приводится в процентах [2]. Существующие сцинтилляционные детекторы имеют худшее энергетическое разрешение по сравнению с полупроводниковыми детекторами. Например, энергетическое разрешение монокристаллического  $LaBr_3:Ce$  равно 2.75% при энергии падающего излучения 662 кэВ [3], и это значительно хуже энергетического разрешения полупроводниковых детекторов на основе высокочистого германия – 2–4 кэВ или 0.3–0.6% при энергии 662 кэВ [4]. Однако, например, в медицинской томографии или физике высоких энергий использование по-

лупроводниковых детекторов в настоящее время невозможно и в основном используются сцинтилляторы [5]. Следовательно, разработка новых сцинтилляционных материалов с улучшенными характеристиками представляет собой актуальную и важную задачу.

В данной работе проведены измерения энергетического разрешения и относительного световыхода сцинтилляторов YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce в диапазоне энергий 9.5–100 кэВ с использованием синхротронного излучения. Особое внимание уделялось событиям рентгеновской флюоресценции. Используя информацию, полученную на основании анализа энергетических спектров при различных значениях энергии падающего излучения, удалось построить кривые относительного световыхода в диапазонах энергий 2–100 кэВ для YAP:Ce и 10–100 кэВ для YSO:Ce и YPO:Ce. Высокое энергетическое разрешение экспериментальной установки позволило нам провести измерения относительного световыхода в области энергии связи  $K$ -электрона иттрия  $E_{KY} = 17.038$  кэВ с шагом 0.1 кэВ. Анализ результатов измерений с использованием метода спектроскопии  $K$ -края ( $K$ -dip spectroscopy) позволил построить зависимость относительного световыхода от энергии  $K$ -электрона в диапазонах 0.1–80 кэВ для YAP:Ce, 1–80 кэВ для YSO:Ce и 0.5–80 кэВ для YPO:Ce.

## 2. НЕЛИНЕЙНОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СВЕТОВЫХОДА

### 2.1. Энергетическое разрешение

Энергетическое разрешение  $R$  детектора ионизирующего излучения на основе сцинтиллятора и фотодетектора, в нашем случае ф.э.у., согласно [7, 8] определяется тремя основными параметрами: собственным разрешением сцинтилляционного кристалла  $R_{\text{сц}}$ , транспортным разрешением  $R_{\text{тр}}$  и разрешением фотодетектора (ф.э.у.)  $R_{\text{ф}}$ . Собственное разрешение сцинтилляционного кристалла  $R_{\text{сц}}$  определяется двумя параметрами: это нелинейная зависимость относительного световыхода от энергии падающего излучения, также известная как непропорциональность  $R_{\text{нп}}$ , и негомогенность сцинтилляционного кристалла  $R_{\text{нг}}$ . Следовательно, энергетическое разрешение детектора может быть найдено по формуле:

$$\Delta E/E = R = \sqrt{R_{\text{сц}}^2 + R_{\text{тр}}^2 + R_{\text{ф}}^2} = \sqrt{R_{\text{нп}}^2 + R_{\text{нг}}^2 + R_{\text{тр}}^2 + R_{\text{ф}}^2} \quad (1)$$

Негомогенность сцинтиллятора может быть вызвана неравномерным распределением центров люминесценции в объеме кристалла или наличием различного рода дефектов, что приводит к зависимости световыхода от точки взаимодействия и вносит вклад в уширение пика полного поглощения.  $R_{\text{нп}}$  определяется нелинейной зависимостью световыхода от энергии вторичных электронов, часто именуемой “непропорциональностью”. Образование вторичных электронов, т.е. фотоэлектронов, комптоновских электронов, оже-электронов и т.д., во время релаксации энергии первичного  $\gamma$ -кванта внутри сцинтиллятора является вероятностным процессом и может происходить по-разному для одного и того же значения энергии первичного  $\gamma$ -кванта. Полное число фотонов, образовавшихся в объеме сцинтиллятора при взаимодействии с  $\gamma$ -квантом заданной энергии, может быть определен путем суммирования произведений абсолютного световыхода на энергию по всем значениям вторичных электронов. Зависимость абсолютного световыхода от энергии вторичных электронов и вероятностный характер процесса релаксации энергии первичного излучения приводят к вариации суммарного числа фотонов, образовавшихся в объеме сцинтиллятора. Данный процесс также приводит к уширению пика полного поглощения на энергетическом спектре, измеренном с использованием сцинтиллятора.

Существует множество факторов, определяющих эффективность транспорта и преобразования фотонов, влияющих на энергетическое разрешение. Свой вклад в транспортное разрешение  $R_{\text{тр}}$  могут вносить такие параметры, как: чувствительность фотокатода ф.э.у. на определенной дли-

не волны излучения, самопоглощение в объеме сцинтиллятора и эффективность светосбора, качество оптического контакта между сцинтиллятором и входным окном ф.э.у., эффективность сбора фотоэлектронов на первом диноде и другие [6, 7].

Вклад ф.э.у.  $R_{\text{ф}}$  в полное энергетическое разрешение детектора на основе сцинтиллятора зависит от световыхода и, согласно [6], определяется по формуле:

$$R_{\text{ф}} = 2.35\sqrt{(1 + v(M))/N_{\text{фэ}}^{\text{фэ}}}, \quad (2)$$

где  $v(M)$  – дисперсия коэффициента усиления, возникающая в процессе умножения фотоэлектронов в ф.э.у, а  $N_{\text{фэ}}^{\text{фэ}}$  – число фотоэлектронов, образовавшихся в результате взаимодействия сцинтилляционных фотонов с фотокатодом ф.э.у. и достигших первого динода [8].

Влияние энергетического разрешения ф.э.у.  $R_{\text{ф}}$  на полное энергетическое разрешение детектора тем меньше, чем больше световыход сцинтиллятора и чем меньше дисперсия, вносимая ф.э.у. В настоящее время исследователи вплотную подошли к максимуму световыхода для большинства известных сцинтилляторов [9]. Максимум световыхода в первую очередь определяется длиной волны излучения и шириной запрещенной зоны сцинтиллятора  $E_g$  и, согласно [2, 10], описывается соотношением:

$$\frac{N_{\text{ф}} \langle hv \rangle}{E_{\gamma}} = Y \frac{hv_{\text{max}}}{E_g} SQ, \quad (3)$$

где  $N_{\text{ф}} \langle hv \rangle$  – число сцинтилляционных фотонов с усредненной энергией излучения;  $E_{\gamma}$  – энергия первичного излучения (обычно приводится значение 1 МэВ);  $Y = E_g/E_{\text{ch}} = 1/\beta$  – эффективность процесса ионизации (для большинства сцинтилляторов  $\beta$  лежит в диапазоне от 1.5 до 3.5 [10, 11]);  $hv_{\text{max}}$  – энергия сцинтилляционных фотонов в максимуме пика люминесценции;  $S$  – эффективность переноса энергии от матрицы сцинтиллятора к центрам люминесценции;  $Q$  – квантовая эффективность процесса люминесценции.

В силу сказанного выше представляется перспективным применение нанокристаллических материалов [12], поскольку в нанокристаллах за счет увеличения силы осциллятора излучающего центра происходит рост интенсивности излучения центров люминесценции при уменьшении времени спада излучения. Поэтому материалы, содержащие нанокристаллы, весьма привлекательны для создания сверхбыстрых сцинтилляторов с высоким световыходом [13].

### 2.2. Методы измерения энергетической зависимости световыхода

Значимым фактором, определяющим энергетическое разрешение, является нелинейная зави-

**Таблица 1.** Характеристики сцинтилляционных кристаллов

Сцинтиллятор	Размеры, мм	Световыход при 662 кэВ, фотозлектрон/МэВ	Энергетическое разрешение при 662 кэВ, %	Постоянная спада сцинтилляционного импульса, нс
YAlO <sub>3</sub> :Ce (YAP:Ce)	∅10 × 0.8	8116 ± 35	5.0	27 [25]
Y <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> :Ce (YSO:Ce)	8 × 8 × 0.5	2070 ± 24	8.3	42 [26]
YPO <sub>4</sub> :Ce (YPO:Ce)	8 × 2 × 0.5	2117 ± 22	31.4	30 [27]

симось относительного световыхода от энергии падающего излучения — непропорциональность [6, 10, 14]. Это явление — одно из ключевых препятствий на пути создания сцинтилляционных детекторов ионизирующего излучения с улучшенными характеристиками. Под непропорциональностью относительного световыхода подразумевается нелинейная зависимость количества световых фотонов, образовавшихся в объеме сцинтиллятора, от величины поглощенной энергии излучения. В настоящее время предпринимаются серьезные попытки установления механизма непропорциональности и создания теоретической модели, способной предсказать как масштаб непропорциональности, так и энергетическое разрешение сцинтилляционных материалов [15–20]. Однако большинство существующих на сегодня моделей могут лишь описывать имеющиеся экспериментальные данные, но не способны предсказать поведение новых сцинтилляторов.

Для детального понимания физических процессов, приводящих к частичной потере эффективности сцинтилляторов и, как следствие, к непропорциональности относительного световыхода, необходимо иметь достаточное количество экспериментальных данных. В настоящее время рассматриваются два основных подхода к измерению непропорциональности. Первый из них, более простой и лучше отражающий качество исследуемого материала, основан на измерении световыхода сцинтиллятора в зависимости от энергии излучения. Для реализации этого метода обычно применяются источники радиоактивного излучения, например <sup>137</sup>Cs, <sup>241</sup>Am, <sup>22</sup>Na, <sup>55</sup>Fe и др.

Основными недостатками данного метода являются ограниченное число доступных источников и наложение сигналов в случае излучения источником нескольких квантов с близкими значениями энергии. Существенным ограничением может быть также малая длина поглощения квантов в области низких энергий (<10 кэВ) и, как следствие, возможность влияния на полученный результат поглощения в приповерхностных слоях сцинтиллятора. Несмотря на то что систематических исследований влияния поверхности и приповерхностных слоев на характеристики неорганических сцинтилляционных материалов не проводилось, в литературе все же встречаются указания на подобные наблюдения [15, 21]. Поскольку имен-

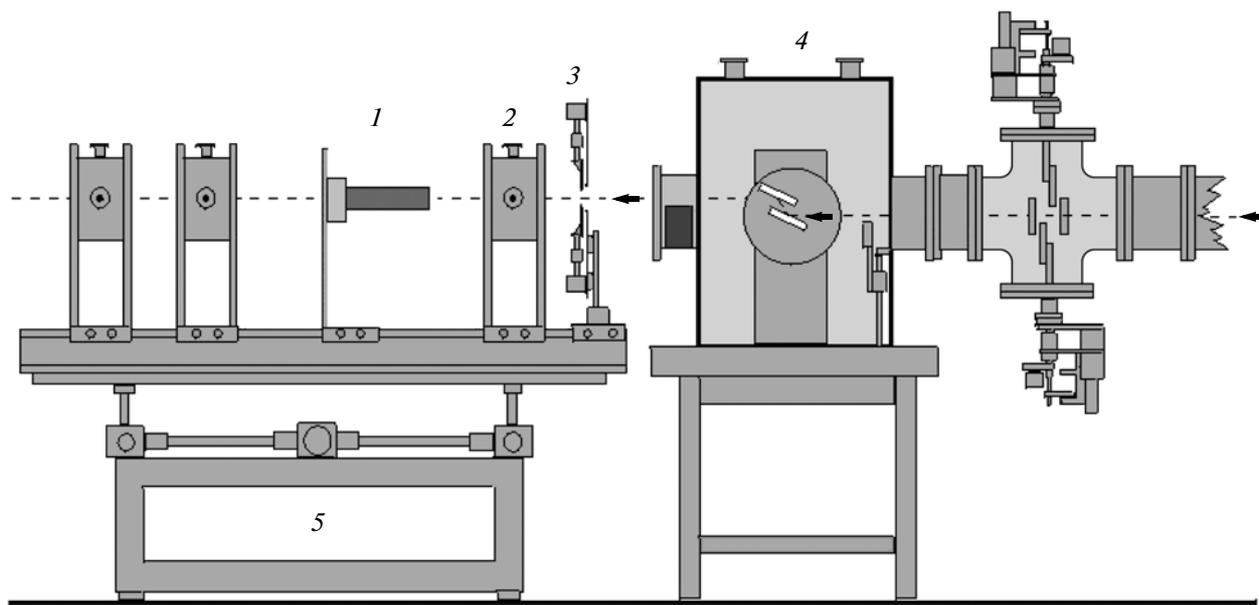
но в указанном выше диапазоне наблюдаются наибольшие отклонения относительного световыхода, получение экспериментальных данных в диапазоне низких энергий и разработка новых методов измерения непропорциональности весьма актуальны.

Альтернативным методом измерения непропорциональности является метод комптоновских совпадений (Compton Coincidence Technique), предложенный для этих целей B.D. Rooney и J.D. Valentine в начале 1990-х годов [22] и усовершенствованный W.-S. Choong и др. в 2008 г. [23]. В основе метода — регистрация событий комптоновского рассеяния падающего излучения на электронах материала сцинтиллятора. Гамма-квант после комптоновского рассеяния покидает объем сцинтиллятора и регистрируется детектором из высокочистого германия. Энергетическое разрешение высокочистого германия составляет ~3 кэВ [4] и позволяет с хорошей точностью оценить энергию рассеянного кванта. Зная начальную и конечную энергию  $\gamma$ -кванта, можно вычислить энергию, переданную им электрону отдачи внутри сцинтиллятора. Одновременное измерение в режиме совпадений световыхода сцинтиллятора с помощью ф.э.у. позволяет установить однозначную зависимость между энергией электрона отдачи и числом образовавшихся световых фотонов. Таким образом, можно построить зависимость относительного световыхода от энергии электронов. Этот метод позволяет получить данные в широком диапазоне энергий, 3–466 кэВ [24]. Однако ниже 3 кэВ метод комптоновских совпадений не применим, так как шумы ф.э.у. начинают преобладать над поступающим от сцинтиллятора сигналом.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 3.1. Сцинтилляционные кристаллы

В эксперименте использовались сцинтилляционные кристаллы, различные по своим размерам и характеристикам. В табл. 1 приведены некоторые характеристики исследованных в данной работе кристаллов. Образец YAP:Ce представлял собой диск диаметром 10 мм и толщиной 0.8 мм, полированный с одной стороны. Кристалл YSO:Ce был выполнен в виде полированного со всех сторон параллелепипеда размером 8 × 8 мм и



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки X-1 на синхротроне Hamburger Synhrotronstrahlungslabor (HASYLAB) в Гамбурге, Германия: 1 – детектор (сцинтиллятор, ф.э.у., предусилитель); 2 – ионизационная камера; 3 – выходная щель; 4 – монохроматор; 5 – регулируемый экспериментальный стол.

толщиной 0.5 мм. Образец YPO:Ce имел наименьшие размеры из всех исследованных монокристаллов и представлял собой необработанный скол кристалла по плоскости спайности длиной ~8 мм, шириной 2 мм и толщиной  $\leq 0.5$  мм.

Решение исследовать именно эти сцинтилляционные кристаллы связано с тем, что в их основе лежит один и тот же катион иттрия ( $Y^{3+}$ ), а анионная группа меняется ( $AlO_3^-$ ,  $SiO_5^{6-}$ ,  $PO_4^{3-}$ ). При замене аниона существенным образом изменяется непропорциональность относительного световыхода и, как следствие, энергетическое разрешение. Изменение непропорциональности происходит, несмотря на схожий механизм люминесценции, за счет релаксации примеси  $Ce^{3+}$ , введенной в состав всех трех сцинтилляторов. Можно отметить также, что с изменением катиона существенным образом меняется абсолютный световыход (табл. 1).

### 3.2. Абсолютный световыход

Измерение абсолютного световыхода исследуемых сцинтилляционных кристаллов проводилось с использованием излучения источника  $^{137}Cs$  (662 кэВ). Фотодетектором служил ф.э.у. Hamamatsu R6231-100. Для усиления и формирования сигнала, поступающего на аналого-цифровой преобразователь Ortec 114 16k ADC, использовались предусилитель и спектрометрический усилитель Ortec 672. Абсолютный световыход определялся путем сравнения позиции максимума фотопика для спектра  $^{137}Cs$  (662 кэВ) с позицией центра тя-

жести одноэлектронного спектра [28]. Для увеличения эффективности сбора световых фотонов, образовавшихся в результате поглощения  $\gamma$ -излучения, исследуемые образцы были покрыты несколькими слоями отражающей тефлоновой ленты [7]. Оптический контакт между сцинтилляционным кристаллом и фотокатодом ф.э.у. обеспечивался с помощью оптической смазки Viscasil 600000 cSt (производство General Electric). Время формирования импульса спектрометрического усилителя Ortec 672 было выбрано максимально возможным (10 мкс), с тем чтобы обеспечить сбор света от длительных компонент люминесценции.

### 3.3. Относительный световыход

Относительный световыход измерялся по схеме, аналогичной описанной выше для абсолютного световыхода. Однако, что важно, вместо радиоактивного источника  $^{137}Cs$  использовалось квазимонохроматическое излучение синхротрона. Эксперимент проводился на исследовательской станции X-1 комплекса синхротронных исследований HASYLAB (Гамбург, Германия). Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Для возбуждения сцинтилляционных кристаллов и измерения энергетических спектров в диапазоне энергий от 9.5 до 100 кэВ использовалось монохроматическое рентгеновское излучение. Благодаря эффекту двойного брэгговского отражения рентгеновского излучения на кварцевых кристаллах монохроматора 4 удалось получить энергетическое разрешение пучка не хуже 1 эВ при энер-

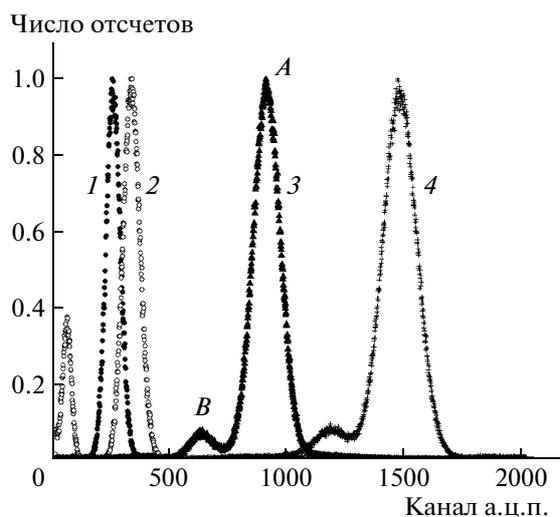


Рис. 2. Энергетические спектры YAP:Ce, измеренные с использованием монохроматического рентгеновского излучения с энергией: 15 кэВ (1); 20 кэВ (2); 50 кэВ (3); 80 кэВ (4). А – пик полного поглощения, В – пик рентгеновской флюоресценции при энергии возбуждения 50 кэВ.

гии 9.5 кэВ и не хуже 20 эВ при энергии 100 кэВ. Геометрические размеры пучка определялись шириной раствора выходной щели и в течение всего эксперимента составляли 50 мкм по горизонтальной и по вертикальной осям. Ф.э.у. с прикрепленными к фотокатоду сцинтиллятором, предусилителем и сопутствующей электроникой размещался на столе, регулируемом по осям  $X$  и  $Y$  с точностью не хуже 1 мкм. Перед началом каждого измерения позиция стола оптимизировалась, исходя из условий наибольшей загрузки детектора. Для исключения возможности наложения последовательных сцинтилляционных импульсов и искажения выходного сигнала интенсивность синхротронного излучения уменьшалась до значений, соответствующих загрузке сцинтилляционного счетчика, т.е. порядка 1 кГц. Дополнительная свинцовая защита толщиной 2 мм со всех сторон детектора, за исключением фронтальной, использовалась для минимизации шумов, обусловленных фоновым излучением на исследователь-

Таблица 2. Основные  $K$ -переходы при рентгеновской флюоресценции в электронной оболочке атома иттрия [29]

Линия	Переход	Энергия, кэВ	Вероятность
$K_{\alpha 1}$	$K-L_3$	14.958	0.5561
$K_{\alpha 2}$	$K-L_2$	14.882	0.2897
$K_{\alpha 3}$	$K-L_1$	14.665	0.0004
$K_{\beta 1}$	$K-M_3$	16.739	0.0884
$K_{\beta 2}$	$K-N_{2,3}$	17.014	0.0186
$K_{\beta 3}$	$K-M_2$	16.727	0.0458

ской станции. Дополнительные корректировки были внесены в результаты измерений с учетом поправок, вызванных нелинейностью аналого-цифрового преобразователя, величина поправок определялась с использованием высокоточного генератора импульсов переменной амплитуды Ortec 419. Все измерения проводились при комнатной температуре.

## 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 4.1. Энергетические спектры

На рис. 2 представлены энергетические спектры для сцинтилляционного кристалла YAP:Ce, измеренные с использованием квазимонохроматического синхротронного излучения с энергиями 15, 20, 50 и 80 кэВ. Аналогичные спектры были получены для всех исследуемых монокристаллов в диапазоне энергий 9.5–100 кэВ. Типичный шаг во всем диапазоне составлял 5 кэВ. В области низких значений энергии рентгеновского излучения (9.5–15 кэВ) для получения более детальной картины проводились дополнительные измерения с шагом 1 кэВ. Наиболее пристальное внимание было уделено диапазону вблизи энергии связи  $K$ -электрона атома иттрия ( $E_{KY} = 17.038$  кэВ). В этой области измерения проводились с шагом 0.1 кэВ. Из полученных данных был определен абсолютный световыход сцинтиллятора при заданном значении энергии рентгеновского излучения. Сравнение полученного значения с абсолютным световыходом при 662 кэВ дало величину относительного световыхода при заданной энергии.

При энергии падающего синхротронного излучения выше энергии связи электрона на  $K$ -оболочке атома иттрия ( $E_{KY} = 17.038$  кэВ) на спектрах, аналогичных приведенным на рис. 2, помимо пика полного поглощения (А), присутствует пик рентгеновской флюоресценции (В). Наличие этого пика связано с процессом релаксации высокоэнергетических возбуждений в атоме. В отличие от пика полного поглощения, обладающего гауссовой формой, типичный пик рентгеновской флюоресценции представляет собой суперпозицию нескольких гауссиан. На рис. 3 и в табл. 2 приведены наиболее вероятные переходы, следующие за фотопоглощением рентгеновского кванта на  $K$ -оболочке иттрия и приводящие к образованию пиков рентгенофлюоресценции [29].

Механизм образования пиков рентгенофлюоресценции (В) на энергетических спектрах (см. рис. 2) заключается в следующем. Рентгеновский или  $\gamma$ -квант с энергией в диапазоне 17–100 кэВ взаимодействует с веществом практически исключительно за счет механизма фотоэффекта. Вероятность фотоэффекта тем выше, чем больше энергия связи электрона, следовательно, с высокой вероятностью во всех трех сцинтилляторах –

YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce – взаимодействие происходит на *K*-электроном атома иттрия. В результате фотоэффекта образуется фотоэлектрон с энергией:

$$E_e = E_{X-ray} - E_{KY}, \quad (4)$$

где  $E_{X-ray}$  – энергия падающего излучения,  $E_{KY} = 17.038$  кэВ. Одновременно с образованием фотоэлектрона образуется дырка на *K*-оболочке атома иттрия. Атом, стремясь вернуться в исходное невозбужденное состояние, релаксирует с переходом одного из внешних электронов на внутреннюю *K*-оболочку (рис. 3). В результате этого перехода происходит излучение кванта рентгенофлуоресценции или оже-электрона. Энергия кванта рентгенофлуоресценции равна разности энергий связи электрона на соответствующих оболочках атома (значения приведены в табл. 2). В случае, когда квант рентгенофлуоресценции покидает объем сцинтиллятора без взаимодействия, мы можем наблюдать пик, аналогичный представленному на рис. 2 (*B*). Пробег возможных оже-электронов, как и фотоэлектрона, крайне мал (единицы микрометров), и вероятность того, что какой-то из этих электронов покинет объем сцинтиллятора, унеся с собой какую-либо энергию, весьма мала и не учитывается в данной работе.

Энергия  $E_{dep}$ , поглощенная в объеме сцинтиллятора и ассоциируемая с пиком рентгенолюминесценции, может быть определена из выражения

$$E_{dep} = E_{X-ray} - E_{esc}, \quad (5)$$

где  $E_{esc}$  – энергия, унесенная квантом рентгенофлуоресценции, а  $E_{X-ray}$  – энергия падающего излучения. При аппроксимации экспериментальных спектров мы исходили из пяти наиболее вероятных переходов в оболочке атома иттрия:  $K_{\alpha_1}$ ,  $K_{\alpha_2}$ ,  $K_{\beta_1}$ ,  $K_{\beta_2}$ ,  $K_{\beta_3}$ .

Энергии и вероятности данных переходов, использованные нами при определении абсолютного и относительного световыходов, приведены в табл. 2. Предполагая, что каждый из возможных переходов приводит к образованию отдельного пика гауссовой формы, мы использовали сумму пяти гауссиан равной ширины [30] при аппроксимации экспериментальных кривых. Так как для исследованных в данной работе сцинтилляционных материалов энергетическое разрешение не позволяет разделить  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -линии (рис. 2), как это было сделано нами для других сцинтилляторов [17, 31], то в качестве величины унесенной энергии  $E_{esc}$  использовалось значение средне-взвешенной энергии всех пяти переходов. Применяя выражение (5) ко всем спектрам для энергий падающего синхротронного излучения выше  $E_{KY} = 17.038$  кэВ, были получены значения абсолютного и относительного световыходов в зависимости от поглощенной энергии.



Рис. 3. Наиболее вероятные переходы в электронной оболочке атома иттрия. Рентгеновская флуоресценция.

#### 4.2. Относительный световыход

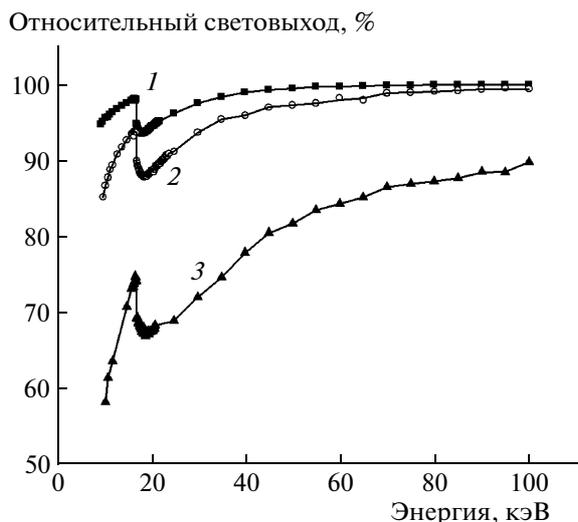
Относительный световыход  $OC$  при энергии излучения  $E$  был определен как отношение абсолютного световыхода  $AC$  при данной энергии квантов падающего излучения к величине этой энергии  $E$  в процентах от абсолютного световыхода при 662 кэВ, деленного на 662 кэВ:

$$OC(E) = \frac{AC(E)/E}{AC(E_0)/E_0}, \quad (6)$$

где  $E_0 = 662$  кэВ.

На рис. 4 представлены зависимости относительного световыхода сцинтилляторов YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce от энергии падающего рентгеновского излучения. Погрешность измерения во всем диапазоне энергий не превышала 0.5% и не показана на рис. 4.

Для всех трех исследованных сцинтилляторов характер изменения относительного световыхода примерно одинаков. В высокоэнергичной области,  $>19$  кэВ, для спектров, представленных на рис. 4, при уменьшении энергии от 100 кэВ наблюдается сравнительно медленный спад относительного световыхода с локальным минимумом в районе 19 кэВ. Тем не менее, несмотря на примерно одинаковый характер поведения кривых, численные значения относительного световыхода для различных сцинтилляторов существенно образом разнятся. Так, для наиболее пропорционального из исследованных нами материалов YAP : Ce (кривая 1 на рис. 4) мы можем наблюдать лишь незначительный (~6.4%) спад относительного световыхода – от 100% при 100 кэВ до 93.6% при энергии падающего излучения 18.3 кэВ. В случае YSO:Ce (кривая 2) наблюдается более существенный спад относительного световыхода в рассматриваемом диапазоне энергий: от 100% при 100 кэВ до 87.9% при 18.7 кэВ, что составляет 12.1%. Наиболее существенное уменьшение от-



**Рис. 4.** Относительный световыход сцинтилляторов: 1 – YAP:Ce, 2 – YSO:Ce, 3 – YPO:Ce – в зависимости от энергии падающего излучения. Все кривые нормированы на 662 кэВ.

носительного световыхода наблюдается для YPO:Ce (кривая 3) – от 89.8% при 100 кэВ до 67.0% при 18.9 кэВ, что составило 22.8%.

При дальнейшем снижении энергии синхротронного излучения, <19 кэВ, характер изменения относительного световыхода для всех исследованных сцинтилляторов также примерно одинаков: после локального минимума в диапазоне энергий 18.3–18.9 кэВ наблюдается стремительный рост относительного световыхода с локальным максимумом при энергии ниже энергии связи  $K$ -электрона атома иттрия,  $E_{KY} = 17.038$  кэВ. Величина скачкообразного изменения относительного световыхода зависит от материала сцинтиллятора и составляет 4.5, 6.0 и 7.9% для YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce соответственно. Как видим, чем меньше величина падения относительного световыхода в области 19–100 кэВ, тем меньше величина скачка при энергии 17–19 кэВ.

При уменьшении энергии излучения ниже 17 кэВ для кристаллов YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce также наблюдается сходная динамика дальнейшего спада относительного световыхода. Так, для YAP:Ce в интервале энергий от 17 до 9.5 кэВ относительный световыход снизился до значения 94.8%, что составило 3.3%. Для YSO:Ce в интервале энергий от 17 до 10 кэВ наблюдается спад относительного световыхода на 8.6% – до значения 85.3%. Величина относительного световыхода для YPO:Ce при энергии падающего излучения 10.5 кэВ составила 58.3%, что соответствует уменьшению относительного световыхода в интервале от 17 до 10.5 кэВ на 16.6%.

Чтобы убедиться в достоверности наблюдаемого характера зависимости относительного све-

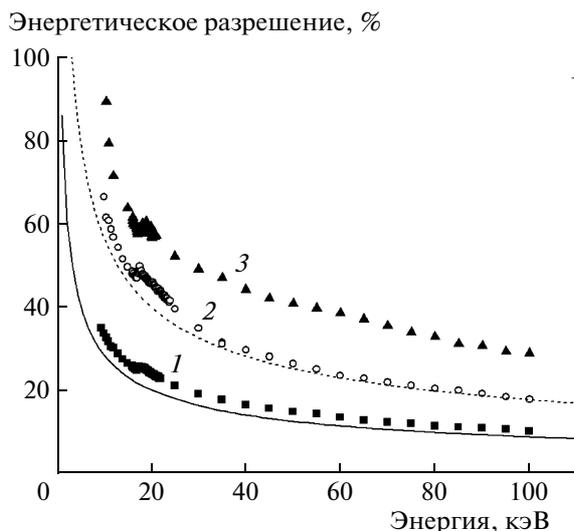


**Рис. 5.** Вариации зависимости относительного световыхода YAP:Ce от энергии падающего излучения в области энергии связи  $K$ -электрона иттрия для трех точек кристалла, отстоящих друг от друга на 1 мм.

товыхода от энергии синхротронного излучения, для YAP:Ce были проведены дополнительные измерения такой зависимости в интервале энергий 16–20 кэВ для трех различных точек сцинтиллятора, отстоящих друг от друга на 1 мм. При геометрических размерах рентгеновского пучка  $50 \times 50$  мкм данные точки независимы. На рис. 5 приведены результаты таких измерений. Как видно из рисунка, для различных областей сцинтилляционного кристалла YAP:Ce не наблюдается существенных различий ни в качественном поведении, ни в количественных значениях относительного световыхода. Полученные отклонения не превышают указанной нами выше погрешности измерения 0.5% и не носят систематического характера. Это свидетельствует о независимости формы кривой относительного световыхода от локальных свойств сцинтилляционного материала.

### 4.3. Энергетическое разрешение

Энергетическое разрешение определяется как отношение ширины пика полного поглощения ( $A$ , см. рис. 2) на полувысоте ( $\Delta E$ ) к положению данного пика на энергетической шкале ( $E$ ), и величина  $\Delta E/E$  приводится в процентах. На рис. 6 представлены зависимости энергетического разрешения сцинтилляторов YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce от энергии падающего синхротронного излучения. Можно отметить, что для сцинтилляционных кристаллов YAP:Ce и YSO:Ce эти зависимости хорошо описываются выражением (2). В этом случае можно сделать вывод, что вклады таких факторов, как неомогенность образца, качество светосбора и непропорциональность, малы по сравнению с разрешением фотодетектора. Этого нельзя сказать о



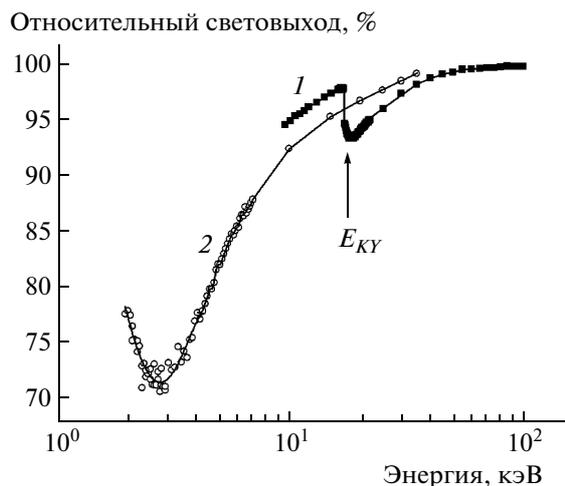
**Рис. 6.** Энергетическое разрешение сцинтилляторов: 1 – YAP:Ce; 2 – YSO:Ce и 3 – YPO:Ce – в зависимости от энергии падающего излучения. Разрешение ф.э.у. в соответствии с выражением (2): сплошная линия – YAP:Ce, штриховая – YSO:Ce и YPO:Ce.

зависимости энергетического разрешения YPO:Ce от энергии, демонстрирующей существенное отклонение от теоретической кривой на рис. 6.

Энергетическое разрешение YAP:Ce и YSO:Ce в диапазоне энергий 9.5–100 кэВ падает с 34.9 до 10.4% и с 66.3 до 18.0% соответственно. При этом можно отметить наличие небольшого скачка в области энергии связи  $K$ -электрона иттрия  $E_{KY} = 17.038$  кэВ: ~1% и 2.8% соответственно. Данные значения хорошо согласуются с результатами измерений исследователей, использовавших в своих работах другие экспериментальные методы [32, 33]. Наихудшее энергетическое разрешение демонстрирует сцинтиллятор YPO:Ce: 89.1% для энергии возбуждения 10.5 кэВ и 29.0% при 100 кэВ. Существенное отклонение зависимости энергетического разрешения от теоретической кривой (см. рис. 6) и его высокие значения, вероятно, связаны с неоднородностью исследованного образца. Потенциально энергетическое разрешение YPO:Ce может быть улучшено при улучшении оптических свойств сцинтилляционного кристалла.

#### 4.4. Рентгенофлуоресценция

Для получения дополнительной информации о величине относительного световыхода в области низких энергий были проанализированы пики рентгенофлуоресценции ( $B$ , см. рис. 2). Используя алгоритм, описанный в пункте 4.1, нам удалось построить зависимость относительного световыхода от поглощенной в объеме сцинтиллятора YAP:Ce энергии. По результатам ана-



**Рис. 7.** Зависимость относительного световыхода от энергии, поглощенной в объеме сцинтиллятора YAP:Ce: 1 – значения, полученные из анализа пиков поглощения, 2 – пиков рентгеновской флуоресценции.

лиза позиций пиков рентгенофлуоресценции в зависимости от энергии падающего синхротронного излучения были получены результаты, представленные на рис. 7. Построить аналогичные кривые для YSO:Ce и YPO:Ce нам не удалось из-за низкого световыхода и плохого энергетического разрешения этих сцинтилляторов в исследуемом диапазоне энергий (табл. 1, рис. 6).

На рис. 7 представлены результаты анализа как пиков полного поглощения (кривая 1) так и пиков рентгенофлуоресценции (кривая 2). Видно, что в области энергий, где результаты были получены сразу двумя методами, существует расхождение значений относительного световыхода. Так, при поглощенной энергии 9.9 кэВ величина относительного световыхода, полученная с использованием пиков рентгенофлуоресценции, составила 92.3%, тогда как при энергии синхротронного излучения 10 кэВ – 95.2%. Полученное различие 2.9% нельзя объяснить погрешностью измерения, так как при данных значениях энергий для обоих методов она составляет 0.5%. Следовательно, мы имеем системные отличия, приводящие к данному результату. Аналогичную картину мы наблюдаем и при более высоких значениях поглощенной энергии. Однако следует отметить, что по мере роста энергии разница в значениях относительного световыхода уменьшается и при 35 кэВ составляет 1%.

Постараемся описать наблюдаемые различия относительного световыхода, рассмотрев механизм взаимодействия и релаксации высокоэнергетического возбуждения в сцинтилляционном материале. Сравним наиболее вероятные пути развития событий в случае образования пика полного поглощения и пика рентгенофлуоресценции.

Механизм образования пиков рентгенофлуоресценции уже был описан нами в разд. 4.1. Повторим ключевые моменты: взаимодействие происходит за счет фотоэффекта, образуются фотоэлектрон и дырка на  $K$ -оболочке атома иттрия, дырка релаксирует с излучением кванта рентгенофлуоресценции, квант покидает объем сцинтиллятора без взаимодействия, унося с собой часть энергии.

Теперь рассмотрим возможные механизмы взаимодействия в случае пика полного поглощения. Следует отметить, что вариантов таких взаимодействий много, и мы в данной работе рассмотрим лишь основные.

Предположим, что энергия падающего излучения не превосходит энергию связи  $K$ -электрона иттрия  $E_{KY} = 17.038$  кэВ. В этом случае наиболее вероятным становится взаимодействие на одном из  $L$ -электронов иттрия или — в случае YAP:Ce — на  $K$ -электроне атома алюминия ( $E_{KA} = 1.559$  кэВ). Необходимо отметить, что вероятность взаимодействия с  $L$ -электроном иттрия практически одинакова для всех трех атомных орбиталей, входящих в ее состав, тогда как в случае рентгенофлуоресценции вероятность перехода электрона с  $L_1$  на  $K$  существенно ниже, чем для  $L_2$  и  $L_3$  (см. табл. 2). Следовательно, можно предположить, что различие значений относительного световыхода, полученных при использовании пиков рентгенофлуоресценции и пиков полного поглощения, обусловлено разным протеканием процессов вторичной релаксации электронных возбуждений.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда энергия падающего излучения превосходит значение  $E_{KY}$ . При этом механизм релаксации энергии протекает одинаково как для пиков рентгенофлуоресценции, так и для пиков полного поглощения. Существенно в данном случае различаются значения энергии фотоэлектрона, образовавшегося в процессе фотопоглощения на  $K$ -оболочке иттрия. При формировании пика полного поглощения значение данной энергии описывается выражением (4) и равно разнице энергий синхротронного излучения и связи электрона. Однако при формировании пика рентгенофлуоресценции часть энергии уносится из объема сцинтиллятора, и, если мы рассматриваем ситуацию, когда поглощенные энергии для пиков полного поглощения и рентгенофлуоресценции равны (рис. 7), необходимо компенсировать унесенную энергию за счет большей энергии фотоэлектрона. Например, при поглощенной энергии 35 кэВ для случая пика полного поглощения мы имеем следующее значение энергии фотоэлектрона:

$$E_e = E_{X-ray} - E_{KY} = 35 \text{ кэВ} - 17 \text{ кэВ} = 18 \text{ кэВ},$$

тогда как в случае пика рентгенофлуоресценции:

$$\begin{aligned} E_e &= E_{X-ray} - E_{KY} + E_{esc} = \\ &= 35 \text{ кэВ} - 17 \text{ кэВ} + 15 \text{ кэВ} = 33 \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

Это различие энергий фотоэлектрона и объясняет различие значений относительного световыхода для разных пиков.

Зависимость относительного световыхода от энергии падающего рентгеновского или  $\gamma$ -излучения является прямым следствием более фундаментальной зависимости от энергии вторичных электронов [34]. По мере приближения энергии рентгеновского излучения к энергии связи  $K$ -электрона в оболочке атома иттрия энергетический спектр вторичных фотоэлектронов смещается в область низких значений. Это смещение приводит к увеличению плотности ионизации, что в свою очередь приводит к уменьшению эффективности сцинтилляционного материала и, как следствие, к уменьшению абсолютного и относительного световыхода [35]. Для рассмотрения данных процессов необходимо знать зависимость относительного световыхода от энергии электрона, для этого нами был разработан метод спектроскопии  $K$ -края, описанный в следующем разделе.

#### 4.5. Спектроскопия $K$ -края

Используя метод спектроскопии  $K$ -края (*K-dip spectroscopy*) [34], нам удалось построить зависимость относительного световыхода от энергии  $K$ -электрона в диапазонах: 0.1–80 кэВ для YAP:Ce, 1–80 кэВ для YSO:Ce и 0.5–80 кэВ для YPO:Ce (рис. 8). Кратко суть метода заключается в следующем. Допустим, что квант рентгеновского излучения взаимодействует посредством фотоэффекта с  $K$ -электроном атома иттрия, что приводит к образованию фотоэлектрона с энергией, вычисляемой по формуле (3), и дырки на  $K$ -оболочке иттрия. Далее дырка релаксирует тем или иным способом с испусканием каскада вторичных квантов рентгенофлуоресценции и оже-электронов. Исходя из этих предпосылок, можно разделить суммарный световыход сцинтиллятора на две основные составляющие: световыход, образовавшийся в результате релаксации дырки на  $K$ -оболочке иттрия ( $K$ -каскад), и световыход, образовавшийся за счет взаимодействия фотоэлектрона. Предполагая, что эти составляющие независимы и что световыход  $K$ -каскада не зависит от энергии исходного возбуждения, можно считать, что при увеличении энергии падающего синхротронного излучения мы увеличиваем энергию фотоэлектрона. Тогда, определив световыход, образовавшийся в результате  $K$ -каскада, как равный световыходу при энергии падающего излучения  $E_{X-ray} = 17.038$  кэВ [34] и вычитая его из суммарного световыхода, мы получим световыход от фо-

тоэлектрона. Зная энергию фотоэлектрона, определяемую как разность энергии падающего излучения и энергии связи  $K$ -электрона в оболочке атома иттрия  $E_{KY} = 17.038$  кэВ, и зная световыход, мы можем построить зависимость относительного световыхода от энергии  $K$ -электрона. На рис. 8 относительный световыход представлен в процентах от его значения при  $\gamma$ -возбуждении с энергией квантов 662 кэВ.

Наиболее пропорциональной зависимостью относительного световыхода от энергии  $K$ -электрона среди исследуемых кристаллов обладает YSO:Ce (рис. 8, кривая 2). Однако следует отметить, что погрешность данного метода велика, и величина различия относительного световыхода для YAP:Ce и YSO:Ce в диапазоне энергий 1–4 кэВ практически полностью перекрывается погрешностью. Существенно менее пропорциональное поведение демонстрирует кристалл YPO:Ce (рис. 8, кривая 3). Если при энергии электронов 80 кэВ относительный световыход данного сцинтиллятора находится на уровне 100%, то при 0.5 кэВ спадает до 30%. К сожалению, авторам данной работы не известны другие примеры измерений непропорциональности зависимости световыхода кристалла YPO:Ce, поэтому сравнить полученные результаты нам не с чем. Единственным сцинтилляционным материалом, для которого нам удалось найти данные по зависимости относительного световыхода от энергии электронов, является YAP:Ce. Анализируя результаты, полученные в работе [35], и сравнивая их с нашими измерениями, можно отметить, что в диапазоне энергий выше 10 кэВ для YAP:Ce характерно исключительно пропорциональное поведение. Однако, как можно увидеть на рис. 8 (кривая 1), поведение кривой относительного световыхода YAP:Ce ничем не отличается от поведения аналогичных кривых для других сцинтилляторов [17, 31], за исключением того, что спад начинается при более низких значениях энергии электронов.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Принято считать, что причиной непропорциональности сцинтилляторов является безызлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар (тушение), которая нелинейно зависит от плотности ионизации [16, 18, 36–38]. Этот процесс в сочетании с изменчивостью локальной плотности ионизации вдоль трека электрона приводит к ухудшению энергетического разрешения сцинтилляционных материалов. Исходя из данных предпосылок можно сделать вывод о том, что существенное влияние на эффект непропорциональности оказывает подвижность носителей заряда электронов и дырок [36]. В табл. 3 представлены значения непропорциональности сцинтилляторов

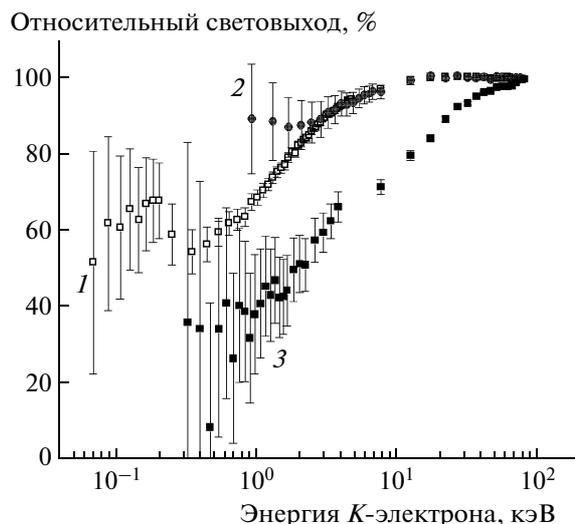


Рис. 8. Относительный световыход сцинтилляторов: 1 – YAP:Ce, 2 – YSO:Ce, 3 – YPO:Ce – в зависимости от энергии  $K$ -электрона. Кривые получены с использованием метода спектроскопии  $K$ -края.

в интервале энергий 1–80 кэВ и эффективные массы носителей [39].

Облако электронно-дырочных пар, образовавшееся в результате взаимодействия высокоэнергетичного электрона с материалом сцинтиллятора, обладает очень высоким градиентом радиальной концентрации носителей заряда вдоль трека. Так как основными источниками непропорциональности неорганических сцинтилляторов называются процессы нелинейной рекомбинации, зависящие от радиальной составляющей в 4-й или 6-й степени [16, 40], соответственно радиальная диффузия носителей заряда за время  $\sim 10$  пс может быть существенным фактором, влияющим на протекающие процессы [36]. Используя численные модели переноса и нелинейного тушения, в работе [38] были установлены механизмы, влияющие на локальный световыход в зависимости от плотности возбуждения, подвижности носителей заряда и коэффициента диффузии экситонов для CsI:Tl.

Суть предложенной авторами [38] модели состоит в следующем. Для решения уравнения диф-

Таблица 3. Свойства сцинтилляционных кристаллов [39]

Сцинтиллятор	Непропорциональность, %, относительно 662 кэВ		Эффективная масса носителей заряда ( $m_0$ )	
	1 кэВ	80 кэВ	Электроны	Дырки
YAP:Ce	~70	100	2.335	1.941
YSO:Ce	~90	100	0.699	3.795
YPO:Ce	~40	100	–	–

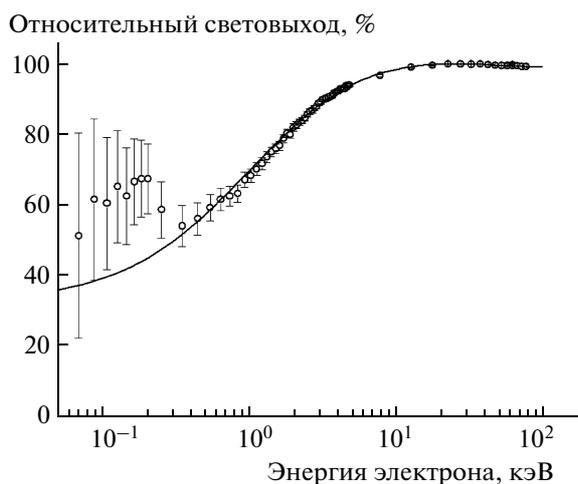


Рис. 9. Сравнение экспериментального (точки) и расчетного (линия) относительного световыхода YAP:Ce.

фузии и определения диффузионных токов, электрических полей и локальных плотностей носителей заряда в цилиндрическом объеме пространства с радиусом 3 нм вокруг трека первичного электрона используется метод конечных элементов. Изменение значения радиуса трека с 3 до 5 нм не приводит к заметному эффекту [39]. Продольная составляющая диффузии не учитывается, так как типичная длина трека электрона превосходит перпендикулярную составляющую приблизительно на 4–5 порядков [19]. Соответственно искомые уравнения могут быть решены в цилиндрической системе координат в зависимости от радиуса. Для учета продольной зависимости плотности ионизации были использованы различные значения плотности носителей заряда (пропорционально  $dE/dx$ ) [16].

Используя значения эффективных масс, представленных в табл. 3, и значение коэффициента бимолекулярного тушения, измеренного в работах [18, 41], удалось получить хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений световыхода в интервале энергий электрона  $\sim 0.1$ –100 кэВ (рис. 9). Таким образом, можно сказать, что причиной непропорциональности сцинтилляторов является безызлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар. Исходя из хорошего совпадения экспериментальных результатов и кривой, полученной на основе моделирования (см. рис. 9), можно сделать вывод о том, что существенное влияние на эффект непропорциональности оказывает подвижность носителей заряда. Заметим, однако, что имеющиеся на сегодня экспериментальные данные не допускают однозначной интерпретации полученных результатов. Необходимы дальнейшие исследования для установления истинной природы явления непропорциональности в неорганических сцинтилляционных мате-

риалах и разработки методов, которые позволят его минимизировать.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования непропорциональности относительного световыхода в зависимости от энергосодержания в сцинтилляционных материалах YAP:Ce, YSO:Ce и YPO:Ce при квазимонохроматическом рентгеновском возбуждении в диапазоне энергий 9.5–100 кэВ. Дополнительно к стандартной технике измерения непропорционального отклика сцинтилляторов, основанной на определении зависимости положения пика полного поглощения от энергии падающего излучения, предложен метод, позволяющий определять непропорциональность световыхода, используя пики рентгеновской флуоресценции. Применение этого метода для YAP:Ce позволило исследовать эффект непропорциональности в зависимости от энергии фотонов в диапазоне энергий 2–40 кэВ. Помимо этого, нами была разработана методика, получившая название спектроскопии *K*-края, на основе которой была получена зависимость относительного световыхода от энергии электронов в диапазоне 0.1–80 кэВ. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с расчетами, выполненными по методу конечных элементов, для YAP:Ce.

Среди исследованных сцинтилляторов наиболее линейной зависимостью относительного световыхода от энергии фотонов обладает YAP:Ce. Однако поведение кривой относительного световыхода YAP:Ce ничем не отличается от поведения аналогичных кривых для других неорганических сцинтилляторов [42], за исключением того, что спад начинается при более низких значениях энергии электронов. Лучшая пропорциональность YAP:Ce, согласно [38], обусловлена тем фактом, что подвижности образовавшихся в процессе ионизации дырок и электронов имеют близкие значения. Соответственно в процессе диффузии носители заряда следует рассматривать через образованные ими экситонные состояния, что уменьшает вероятность их тушения в области высокой ионизационной плотности.

Зависимость относительного световыхода от энергии падающего  $\gamma$ -излучения является прямым следствием более фундаментальной зависимости от энергии вторичных электронов. По мере приближения энергии рентгеновского излучения к энергии связи *K*-электрона в оболочке атома иттрия энергетический спектр вторичных фотоэлектронов смещается в область низких значений. Это смещение приводит к увеличению плотности ионизации, что в свою очередь обуславливает снижение эффективности сцинтилляционного мате-

риала и, как следствие, уменьшение абсолютного и относительного световыхода.

Причиной непропорциональности сцинтилляторов является безызлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар, нелинейно зависящая от плотности ионизации. Этот процесс в сочетании с изменчивостью локальной плотности ионизации вдоль трека электрона приводит к ухудшению энергетического разрешения сцинтилляционных материалов. Хорошее совпадение экспериментальных результатов и кривой, полученной на основе моделирования (см. рис. 9), позволяет сделать вывод о том, что существенное влияние на эффект непропорциональности оказывает подвижность носителей заряда электронов и дырок.

Следует отметить, что ряд полупроводниковых материалов, например ZnO, обладает высокой подвижностью носителей заряда электронов и дырок [43]. В связи с этим становится крайне перспективным применение полупроводниковых материалов на основе ZnO в качестве сцинтилляционных [44]. Благодаря линейности относительного световыхода ZnO сцинтилляторы на его основе будут обладать высокой эффективностью и хорошим энергетическим разрешением.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schaart D.R., Seifert S., Vinke R. et al. // Physics in Medicine and Biology. 2007. V. 55. P. N179.
2. Rodnyi P.A. // Physical Processes in Inorganic Scintillators. NY: CRC Press, 1997.
3. Swiderski L., Moszynski M., Nassalski A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. P. 2499.
4. Owens A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1430.
5. van Eijk C.W.E. // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. V. A509. P. 17.
6. Dorenbos P., de Haas J.T.M., van Eijk C.W.E. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. P. 2190.
7. de Haas J.T.M., Dorenbos P. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1086.
8. de Haas J.T.M., Dorenbos P., van Eijk C.W.E. // Nucl. Instrum. and Methods. 2005. V. A537. P. 97.
9. Dorenbos P. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. V. 57. P. 1162.
10. Rodnyi P.A., Dorenbos P., van Eijk C.W.E. // Phys. Status Solidi B. 1995. V. 187. P. 15.
11. Rodnyi P.A. // Rad. Measurements. 1998. V. 29. P. 235.
12. Klassen N.V., Kedrov V.V., Kurlov V.N. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1536.
13. Grigorjeva L., Millers D., Smits K. et al. // Optical Materials. 2009. V. 31. P. 1825.
14. Lyapidevskii V.K., Ryazanov M.I. // Technical Physics. 2000. V. 45. P. 948.
15. Kudin A.M., Grinyov B.V., Gres' V.Y. et al. // Functional Materials. 2006. V. 13. P. 54.
16. Bizarri G., Moses W.W., Singh J. et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 044507.
17. Khodyuk I.V., Dorenbos P. // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 485402.
18. Williams R.T., Grim J.Q., Li Q. et al. // Phys. Status Solidi B. 2011. V. 248. P. 426.
19. Jaffe J.E. // Nucl. Instrum. and Methods. 2007. V. A580. P. 1378.
20. Kerisit S., Rosso K.M., Cannon B.D. et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 114915.
21. Meggitt G.C. // Nucl. Instrum. and Methods. 1970. V. B83. P. 313.
22. Rooney B.D., Valentine J.D. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. V. 43. P. 1271.
23. Choong W.-S., Vetter K.M., Moses W.W. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1753.
24. Choong W.-S., Hull G., Moses W.W. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1073.
25. Baryshevsky V.G., Korzhik M.V., Moroz V.I. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1991. V. B58. P. 291.
26. Melcher C.L., Schweitzer J.S., Peterson C.A. et al. // Inorganic Scintillators and Their Applications. Delft University Press (SCINT95). ISBN 90-407-1215-8. 1996. P. 309.
27. Ropp R.C. // J. Luminescence. 1970. V. 3. P. 152.
28. Bertolaccini M., Cova S., Bussolati C. // Presented at the Nucl. Electr. Symp. Versailles, France. 1968.
29. Thompson A.C. // X-ray data booklet. Berkeley: Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009.
30. Moszynski M., Balcerzyk M., Czarnacki W. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. V. 51. P. 1074.
31. Khodyuk I.V., Rodnyi P.A., Dorenbos P. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 113513.
32. Moszynski M., Kapusta M., Wolski D. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1998. V. A404. P. 157.
33. Requiça Ferreira L.F., Ferreira H.M.N.B.L., Veloso J.F.C.A. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. V. A516. P. 486.
34. Khodyuk I.V., de Haas J.T.M., Dorenbos P. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. V. 57. P. 1175.
35. Mengesha W., Taulbee T.D.R., Rooney B.D. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1998. V. 45. P. 456.
36. Li Q., Grim J.Q., Williams R.T. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 2010. doi:10.1016/j.nima.2010.07.074.
37. Khodyuk I.V., Alekhin M.S., de Haas J.T.M. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 2011. V. A642. P. 75.
38. Li Q., Grim J.Q., Williams R.T. et al. // Journal of Applied Physics. 2011. V. 109. P. 123716.
39. Setyawan W., Gaume R.M., Feigelson R.S. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. P. 2989.
40. Vasil'ev A.N. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1054.
41. Williams R.T., Li Q., Grim J.Q. et al. // Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XII. V. 7805, Bellingham: Spie-Int Soc Optical Engineering.
42. Ходюк И.В., Родный П.А., Горюхова Е.И. и др. // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. 2010. Вып. 109. С. 28.
43. Look D.C., Reynolds D.C., Szelove J.R. et al. // Solid State Comm. 1998. V. 105. P. 399.
44. Родный П.А., Ходюк И.В., Горюхова Е.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. С. 62.