1993 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 27, N 11/12

ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МОНОЛИНИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ПОГЛОЩЕНИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

О. И. Иваницкая, О. А. Матвеев, А. А. Томасов, Н. В. Яковлев

Физико-технический институт им А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 22 марта 1993 г. Принята к печати 4 июня 1993 г.)

Показано, что в случае неоднородного поглощения ($kd \sim 1 \div 30$) моноэнергетического излучения при отсутствии в детекторе микро- и макронеоднородностей возможно сильное искажение вплоть до появления двух максимумов энергетического спектра, особенно при близких значениях длин пробега электронов и дырок при малых и средних эффективностях собирания заряда 25—90%. Получено аналитическое выражение и даны качественные критерии для нахождения областей параметров детектора, ответственных за искажение спектра. Объяснены причины такого искажения энергетического спектра.

Одним из способов объяснения причин уширения экспериментальных моноэнергетических линий амплитудных спектров в полупроводниковых детекторах ядерного излучения является сравнение с расчетными спектрами, которые получаются на базе моделей, предложенных в работах [1–3] и основанных на численном решении интегрального уравнения при различных зависимостях эффективности собирания носителей заряда от точки их генерации [1–8, 9] или на методе Монте-Карло [10–12]. Уширение линий по сравнению с расчетными и тем более сильная деформация спектра в однородных кристаллах вплоть до появления дополнительных пиков часто объясняется неоднородностями (вплоть до макронеоднородностей) полупроводникового кристалла.

Этой проблеме посвящено большое число работ, рассматривающих разные типы детекторов, приготовленных на основе различных полупроводниковых кристаллов. Изучалось формирование спектра при однородном [1–8, 10, 12–18] и неоднородном [3, 5, 8, 10–13, 15–19] поглощении гамма-квантов в детекторе, а также в случаях высокой [1, 2, 4, 6, 7, 13] и низкой [3, 5, 8, 10–12, 14–22] эффективности собирания носителей заряда одного или обоих типов при отсутствии и наличии [5, 7, 8, 13, 19] в кристаллах неоднородностей различного типа как для детекторов на основе Si, Ge [1, 2, 4, 9, 13], так и на основе CdTe [3, 5, 7, 9, 12, 14, 15, 18, 21], HgI_2 [8, 11] и других материалов [10, 17, 20–22].

Аналитические выражения, позволяющие рассчитать энергетическое разрешение детекторов по электрофизическим характеристикам кристаллов, получены лишь для случая однородной генерации электронно-дырочных пар при высокой [4] и любой [8] эффективности собирания заряда в электрофизически однородных кристаллах. В большинстве остальных работ приводятся рекомендации по улучшению энергетического разрешения детекторов. При этом даются традиционные рекомендации увеличить эффективность собирания одного или двух типов носителей заряда для детекторов на основе Si и Ge [1, 2, 4], CdTe и HgI_2 [3, 5, 7, 8, 14, 16, 18, 21] и на основе других материалов [10, 17, 20–22]. Рассматривается также роль неоднородностей электрофизических характеристик кристаллов [5, 8, 13, 19]; показано, что сильно дислокационные и неоднородные кристаллы [8, 19] могут приводить к сложному искажению монолинии вплоть до появления спектра с двумя или даже несколькими пиками. Сложные спектры с признаками «двугорбости» были рассчитаны [3, 12] для детекторов с омическими контактами, т. е. с однородным электрическим полем. Однако не было дано объяснения этих особенностей спектров.

Таким образом, видно, что для наиболее распространенного на практике случая неоднородного поглощения квантов при средней и низкой эффективности собирания заряда в детекторе отсутствуют простые аналитические критерии, позволяющие оценить требуемое качество материала для детекторов, что необходимо для совершенствования широко используемых кристаллов CdTe и HgI_2 и новых перспективных материалов [10, 17, 21, 22].

Поэтому настоящая работа посвящена изучению формирования энергетического спектра при неоднородной генерации электронно-дырочных пар вдоль направления электрического поля в детекторе. В этом случае вид функций плотности поглощения и собирания заряда определяет уширение энергетического спектра, а при определенных параметрах этих функций, как будет показано ниже, даже в детекторе из однородного материала приводит к сильной деформации энергетического спектра вплоть до появления двугорбости.

Для выяснения вида спектральной линии при неоднородном поглощении рентгеновских квантов было использовано известное выражение [1] для численного расчета энергетического спектра в случае плоской геометрии

$$\frac{dN(E)}{dE} = \int_0^d \frac{ke^{-kx}}{\sqrt{2\pi}\sigma_\Sigma(x)(1-e^{-kd})} \exp\left(\frac{-[E-E_{\gamma 0}\eta(x)]^2}{2\sigma_\Sigma^2(x)}\right) dx, \tag{1}$$

где k — коэффициент поглощения рентгеновского излучения, d — расстояние между электродами, $E_{\gamma 0}$ — энергия падающего излучения, $\eta(x)$ — функция Хехта. В случае плоской геометрии и в отсутствие вторичного выброса носителей заряда при длинах пробега фотоэлектронов, значительно меньших d, и при неучете первоначальных потерь в треке фотоэлектронов [1–8, 18–20] она имеет вид [1–4, 6]

$$\eta(x) = \frac{\lambda_e}{d}\left(1 - e^{-\frac{d-x}{\lambda_e}}\right) + \frac{\lambda_h}{d}\left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_h}}\right), \tag{2}$$

где $\lambda_e = \mu_e \tau_e \varepsilon$, $\lambda_h = \mu_h \tau_h \varepsilon$ — длины пробега электронов и дырок соответственно, $\mu_e, \mu_h, \tau_e, \tau_h$ — подвижности и время до захвата электронов и дырок соответственно; $\varepsilon = V/d$ — напряженность электрического поля в детекторе, V — величина приложенного напряжения смещения. Среднеквадратическое отклонение собранного заряда в случае независимости компонент шумов имеет вид $\sigma_\Sigma^2(x) = \sigma_{st}^2 + \sigma_{cl}^2 + \sigma_{col}^2(x)$ [1, 2, 4, 8] и обусловлено флуктуацией образования электронно-дырочных пар $\sigma_{st} = \sqrt{F\varepsilon_n E_{\gamma 0}}$ [23] (F — фактор Фано), токовыми и емкостными шумами электроники σ_{el} и неполным собиранием носителей заряда в зависимости от точки генерации $\sigma_{col}(x)$. Выражение $\sigma_{col}(x)$ для любой величины собирания заряда имеет вид [24]

$$\sigma_{col}(x) = \sqrt{E_{\gamma 0}\varepsilon_n \eta(x)(1-\eta(x))}, \tag{3}$$

где ε_n — средняя энергия образования электронно-дырочной пары.

На рис. 1 приведены расчетные спектры согласно выражению (1) для монолинии изотопа Am^{241} ($E_{\gamma 0} = 59.57$ кэВ, $k = 40$ см$^{-1}$, шумы электроники $\Delta E_{el} = 1.0$ кэВ) для CdTe детектора на основе однородного кристалла при различных соотношениях величин λ_e/λ_h. При этом использовано значение $\lambda_e/d = 2$, соответ-

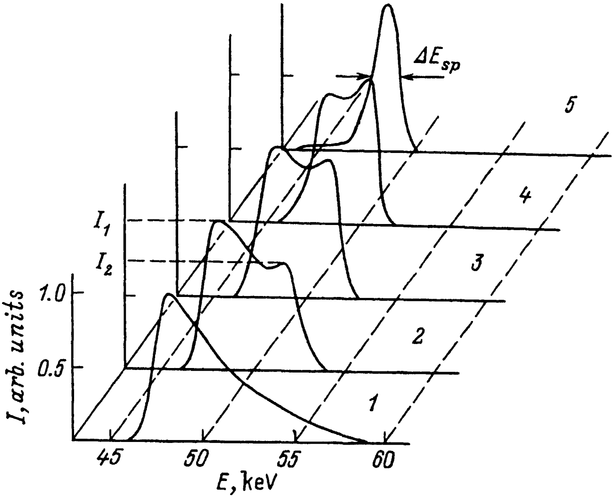

Рис. 1. Вид амплитудного спектра при различных отношениях длин пробега электронов и дырок λ_e/λ_h для монолинии изотопа Am^{241} при $\lambda_e/d = 2$, $kd = 6$, $\Delta E_{el} = 1$ кэВ. λ_e/λ_h: *1* — 0.1, *2* — 1.2, *3* — 1.6, *4* — 2.2, *5* — 5.0. ΔE_{sp} — энергетическое разрешение детектора, I_1, I_2 — значения максимумов амплитудного спектра.

ствующее $\eta(x) \approx 80\%$, и величина $kd = 6$, соответствующая $d = 1.5$ мм. Эти параметры часто встречаются для детекторов на основе CdTe, HgI_2 и других новых материалов [10, 17, 20, 21].

Из рис. 1 видно, что утвердившееся стремление увеличить и приблизить друг к другу значения λ_h и λ_e с целью улучшения энергетического разрешения [5, 7, 10, 14, 16, 18, 21, 22] не всегда оправдано и может привести даже к обратному, т. е. к увеличению ΔE_{sp} — ширины линии, а иногда и к раздвоению монолинии. Такая аномальность наиболее вероятна для детекторов со средними (~ 25—90%) значениями эффективности собирания заряда и необоснованно объяснялась ранее только неоднородностями материала детектора.

Для установления критериев уширения спектральной линии рассмотрим подробнее причины возникновения сложного вида спектра при регистрации моноэнергетического излучения, сильно поглощающегося в детекторе.

Очевидно, что скорость счета I в амплитудном спектре в интервале энергий ΔE при энергии E в первом приближении пропорциональна произведению величины плотности поглощения квантов e^{-kx} на длину участка Δx, эффективность собирания заряда $E_{\gamma 0}\cdot\eta(x)$ с которого соответствует энергии E (рис. 2)

$$I \sim e^{-kx_1}\Delta x_1 + e^{-kx_2}\Delta x_2. \tag{4}$$

Для случая неоднородного поглощения квантов вторым членом в выражении (4) можно пренебречь, тогда

$$I \sim e^{-kx_1}\Delta x_1. \tag{5}$$

Из анализа вида функций e^{-kx}, $\eta(x)$ и $\eta'(x)$, так как

$$\Delta x \sim \frac{\Delta E}{E_{\gamma 0}\eta'(x)}, \tag{6}$$

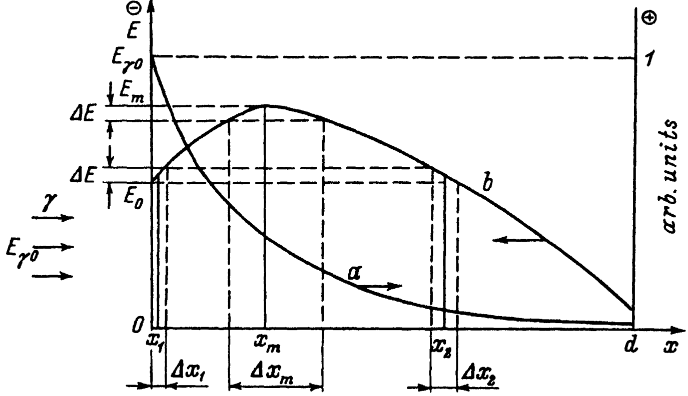

Рис. 2. Схематическое изображение детектора толщиной d с однородным электрическим полем и неоднородно поглощаемым потоком квантов с энергией $E_{\gamma 0}$, совмещенное с кривыми: a — поглощения γ-квантов в детекторе и b — эфективности собирания носителей заряда.

следует, что ответственными за особенности, и в том числе максимумы в амплитудном спектре, могут являться точки вблизи $x=0$ и $x=x_m$ (где x_m — координата максимума функции $\eta\ (x)$), которые соответствуют энергиям $E\ (0) = E_{\gamma 0}\eta\ (0)$ и $E\ (x_m) = E_{\gamma 0}\eta\ (x_m)$.

Так как функции $\eta\ (x)$ и $\eta'\ (x)$ в общем случае не имеют аналитического решения, для нахождения связи между Δx и ΔE разложим в ряд Тейлора функцию $\eta\ (x)$ и решим, ограничиваясь первыми ненулевыми членами, следующее уравнение:

$$E_{\gamma 0}\eta\ (x) + \Delta E = E_{\gamma 0}\eta\ (x) + E_{\gamma 0}\eta'\ (x)\ \Delta x + \frac{1}{2} E_{\gamma 0}\eta''\ (x)\ \Delta x^2 + \ldots \tag{7}$$

Определив Δx_0 и Δx_m и подставив в экспоненту выражения (5) $\Delta x_0/2$ и x_m, а в $\eta\ (x)$ — значения $x=0$ и $x=x_m$, получаем, согласно (5)—(7), отношение скорости счета при $E\ (x_m)$ и $E\ (0)$ в виде

$$\frac{I\ (x_m)}{I\ (x_0)} = 2\sqrt{2}\ \exp\left[\frac{kd}{\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_h}+1\right)} + \frac{kd\ \Delta E_\Sigma}{2E_{\gamma 0}\left(1-e^{-\frac{d}{\lambda_e}}\right)} + \frac{d}{2\lambda_e}\frac{1}{\left(\frac{\lambda_h}{\lambda_e}+1\right)}\right] \times$$
$$\times \sqrt{\frac{E_{\gamma 0}\lambda_e\left(1-e^{-\frac{d}{\lambda_e}}\right)^2}{\Delta E_\Sigma\ d\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_h}+1\right)\cdot d}}. \tag{8}$$

При выводе приближенного выражения (8), полученного для нахождения областей возможного существования спектра с двумя максимумами, значение ΔE было выбрано равным $\Delta E_\Sigma = 2.35\sigma_\Sigma\ (x)$ при подстановке в выражение (3) значения $\eta = (\eta\ (0) + \eta\ (x_m))/2$. Это, как будет показано ниже, хорошо соответсвует значениям плотностей распределения спектров, полученных по полному выражению (1), в области значений $I\ (x_m)/I\ (x_0)$ вблизи единицы.

Из условий вывода выражения (8) ясно, что энергетические спектры с двумя максимумами должны появляться при значениях $I\ (x_m)/I\ (x_0) \sim 1$. Однако существенное искажение спектра будет наблюдаться в более широкой области значений $I\ (x_m)/I\ (x_0)$ в диапазоне $0.5 \div 2$.

Использование значений $\Delta x_0/2$ и x_m в выражении (5) для определения количества актов поглощения квантов вместо усреднения по интервалам Δx_0 и Δx_m приводит к ошибке в значениях $I(x_m)$ и $I(x_0)$ не более $\sim 100\%$ даже при $k\Delta x \simeq 4$ и $\sim 15\%$ при $k\Delta x \simeq 2$. Ошибка же в значении $I(x_m)/I(x_0)$ будет значительно меньше и в случае $\Delta x_0 = \Delta x_m$ вообще будет равна нулю. Это соответствует, например, $\Delta x \simeq 1$ мм (CdTe, $k = 40\ ^{-1}$, $E_{\gamma 0} = 60$ кэВ) и справедливо во многих практических случаях. При больших значениях k появляются другие ограничения. Таким образом, использование приближенного выражения вполне оправдано.

Ясно, что для образования спектров с двумя максимумами должно выполняться следующее условие:

$$0.1 \leqslant e^{-kx_m} \leqslant 0.9, \tag{9}$$

приводящее к

$$0.1\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_h}+1\right) \leqslant kd \leqslant 2.3\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_h}+1\right). \tag{10}$$

Следующим необходимым условием существования спектра с двумя максимумами является $\Delta x_0 \lesssim \Delta x_m$ (рис. 2), означающее, что области Δx_0 и Δx_m, где формируются максимумы $E(x_0)$ и $E(x_m)$, перекрываются не более чем наполовину, и приводящее к условию

$$\frac{\Delta E_\Sigma}{E_{\gamma 0}} \lesssim \frac{1 - e^{-\frac{d}{\lambda_e}}}{\frac{\lambda_e}{\lambda_h}+1}. \tag{11}$$

Также естественным необходимым условием существования двух максимумов является

$$\Delta E_\Sigma \lesssim E(x_m) - E(0), \tag{12}$$

приводящее к

$$\frac{\Delta E_\Sigma}{E_{\gamma 0}} \lesssim \frac{\lambda_e}{d}\left[\left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda_e}\frac{1}{\left(\frac{\lambda_h}{\lambda_e}+1\right)}}\right)\left(\frac{\lambda_h}{\lambda_e}+1\right) - \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda_e}}\right)\right]. \tag{13}$$

В таблице приведены максимальные значения ΔE_Σ [полученные из выражения (13)], при которых могут наблюдаться спектры с двумя максимумами при различных значениях λ_e/d и λ_e/λ_h для линии 60 кэВ. Из таблицы следует, что, например, для $\lambda_e/d \sim 1$ величина ΔE_Σ должна быть меньше 9, 4, 3, 1.5 кэВ при λ_e/λ_h, равных 1, 3, 5, 10 соответственно.

Максимльные значения суммарных шумов (ΔE_Σ), выше которых на энергетическом спектре не будут проявляться два максимума

λ_e/λ_h	λ_e/d						
	0.1	0.25	0.5	1	2	4	10
1	5.92	11.13	11.99	9.29	5.83	3.34	1.43
3	1.98	4.21	5.1	4.25	2.78	1.66	0.7
5	1.2	2.61	3.26	2.78	1.84	1.11	0.47
10	0.6	1.33	1.7	1.48	0.99	0.63	0.26

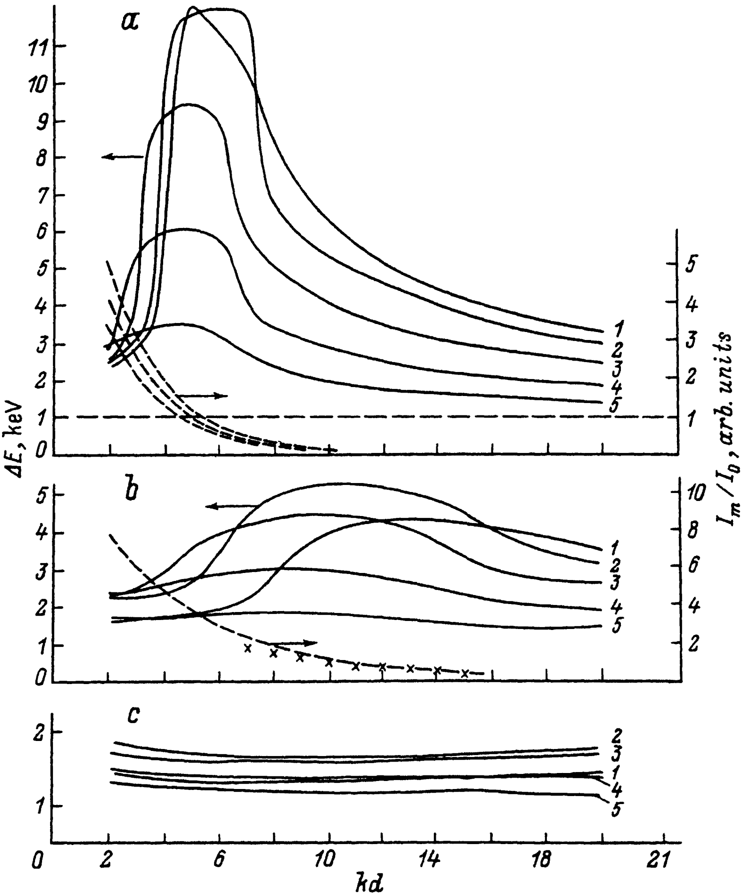

Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения ΔE_{sp} от параметра kd для λ_e/λ_h 1 (*a*), 3 (*b*), 10 (*c*); $E_{\gamma 0} \simeq 60$ кэВ, $\Delta E_{el} = 1$ кэВ. λ_e/d: *1* — 0.25, *2* — 0.5, 3 — 1.0, *4* — 2.0, *5* — 4.0, что соответствует η (0) 25, 43, 63, 78, 88% соответственно. Штриховые кривые — зависимость $I(x_m)/I(x_0)$ от kd для соответствующих сплошных кривых, крестики — проверочные точки для кривой *2'*, полученные из отношения максимумов I_2/I_1 расчетных спектров.

Из анализа выражения (8) следует, что спектры с двумя максимумами не должны появляться как при больших значениях ΔE_Σ, так и при стремлении ΔE_Σ к нулю. Второе утверждение не столь очевидно и может быть качественно объяснено следующим образом. При стремлении ΔE_Σ к нулю экспоненциальный член в выражении (5) будет стремиться к постоянной величине, и значение Δx устремится к нулю. В то же время значение $(\Delta x_m/\Delta x) \sim (\sqrt{\Delta E_\Sigma})^{-1} \to \infty$, что способствует появлению максимума при $E(x_m)$. В отличие от случая больших ΔE_Σ эти спектры могут довольно сильно отличаться от гауссовых и в основном определяются видом функции $\eta(x)$. Нижней границей значения ΔE_Σ является сумма шумов, связанных с флуктуациями собирания и генерации носителей заряда $\Delta E_d = \sqrt{\Delta E_{col}^2 + \Delta E_{st}^2} = 2.35 \cdot \sqrt{\sigma_{col}^2(x) + \sigma_{st}^2}$, и для энергии $E_{\gamma 0} = 60$ кэВ соответствует $\sim 0.4 \div 0.7$ кэВ в зависимости от значения $\eta(x)$. С учетом шумов электроники, сравнимых с ΔE_d, нижней границей для ΔE_Σ является величина $\sim 0.5 \div 1.0$ кэВ.

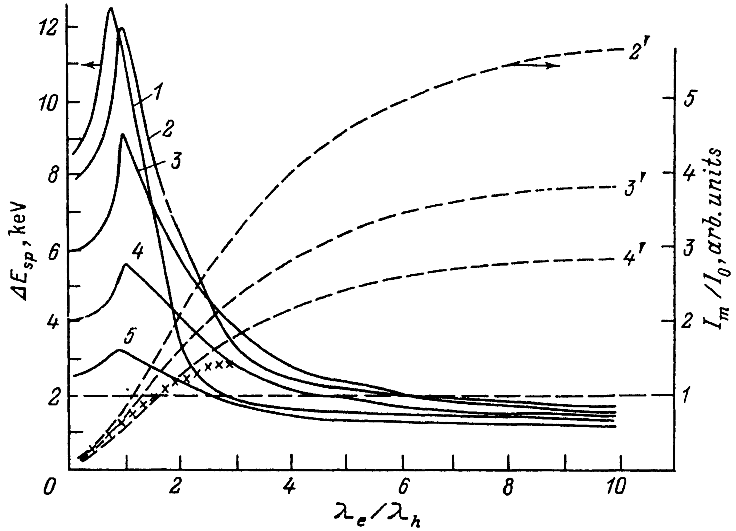

Рис. 4. Зависимость энергетического разрешения ΔE_{sp} от параметра λ_e/λ_h для $kd = 6$, $E_{\gamma 0} \simeq 60$ кэВ, $\Delta E_{el} = 1$ кэВ. λ_e/d: *1* — 0.25, *2* — 0.5, *3* — 1.0, *4* — 2.0, *5* — 4.0. Штриховая кривая — зависимость $I(x_m)/I(x_0)$ от λ_e/λ_h для соответствующих сплошных кривых, крестики — проверочные точки для кривой *4'*, полученные из отношения максимумов I_2/I_1 расчетных спектров.

Проведенные расчеты энергетического разрешения и отношения интенсивностей пиков в спектре для самых разных параметров собирания заряда и поглощения излучения в детекторе сведены в графики.

На рис. 3 приведены: зависимость энергетического разрешения ΔE_{sp} детектора, полученная на основе расчета общего выражения (1) при различных λ_e/λ_h и λ_e/d; зависимость отношения $I(x_m)/I(x_0)$, согласно выражению (8), для разных λ_e/λ_h и λ_e/d; а также зависимость отношения максимумов в расчетных спектрах I_2/I_1 от параметра kd ($E_{\gamma 0} = 59.57$ кэВ, $k = 40$ см$^{-1}$).

На рис. 4 представлены зависимости ΔE_{sp}, $I(x_m)/I(x_0)$ и I_2/I_1 для различных λ_e/d от параметра λ_e/λ_h при $kd = 6$.

На рис. 3, 4 видно хорошее совпадение значений $I(x_m)/I(x_0)$, пропорциональных отношениям площадей под максимумами (рис. 3, *b*, кривая *2'* и рис. 4, кривая *4'*) и значений отношений амплитуд максимумов I_2/I_1 (рис. 3,*b* и рис. 4, крестики), что подтверждает корректность приближений, сделанных при выводе выражения (8). Так, для спектров, изображенных на рис. 1, значения $I(x_m)/I(x_0)$ и I_2/I_1 составляют 0.65 и 0.72, 0.93 и 0.93, 1.13 и 1.32 соответственно для λ_e/λ_h 1.2, 1.6, 2.2. Из рис. 1, 3, 4 видно, что эти значения особенно близки в случае примерно одинаковых амплитуд обоих максимумов, т. е. при $I(x_m)/I(x_0) \sim 1$.

На рис. 3, 4 видна хорошая корреляция между значениями kd, λ_e/λ_h в области $I(x_m)/I(x_0) \sim 1$ и максимумами значений ΔE_{sp} при различных величинах λ_e/d. Слабую зависимость и отсутствие максимума значений ΔE_{sp} при $\lambda_e/\lambda_h = 10$ в диапазоне kd 2—20 можно объяснить следующим образом. При больших значениях kd (~ 20) величина $I(x_m)/I(x_0)$ незначительно отличается от единицы и равна 1.1, 1.3, 1.8 для λ_e/d 2.0, 1.0, 0.5 соответственно, но при $\lambda_e/d = 2.0$ не выполняется условие (13) (см. таблицу). Для λ_e/d, равного 1.0 и особенно 0.5, приближенное условие (13) выполняется, однако форма спектральной линии искажена незначительно и значение ΔE_{sp} ($\lambda_e/d = 1.0$), рассчитанное согласно (1), равно 1.73 кэВ при $kd = 24$ ($I(x_m)/I(x_0) = 1$) и слабо отличается от минимального $\Delta E_{sp} = 1.6$ кэВ, что связано со значением kd, близким к граничному, согласно условию (10). При $\lambda_e/d=0.5$ величина kd возрастает и равна 28, что приводит к еще большему нарушению условия (10).

При уменьшении значения ΔE_{Σ} происходит дальнейшее смещение по оси абсцисс точки $I(x_m)/I(x_0)=1$ и еще большее нарушение условия (10). Существующая слабая зависимость ΔE_{sp} от kd при $\lambda_e/\lambda_n=10$ обусловлена эффектами второго порядка малости, не рассматриваемыми в данной работе.

Таким образом, для нахождения параметров детекторов, приводящих к существенному ухудшению энергетического разрешения, необходимо, используя рис. 3, 4 или выражение (8), найти значения kd и λ_e/λ_n, где величина $I(x_m)/I(x_0)\sim 0.5\div 2$, и проверить выполнение условий (10), (11), (13). Например, для энергии 60 кэВ при $kd=6$ опасной, с этой точки зрения, является область значений λ_e/λ_h 0.5—5 (рис. 4) при $\eta(0)\lesssim 90\%$.

На рис. 3 четко видно, что в зависимости от параметров детектора могут существовать области значений kd, приводящие к ухудшению энергетического разрешения.

Из данных, приведенных на рис. 3, 4, следует, что существует вполне понятная общая тенденция улучшения энергетического разрешения детектора в абсолютных величинах с ростом величины λ_e/d при $\lambda_e/d\gtrsim 0.25$. Некоторые отклонения от этой тенденции (рис. 3, *а*, кривые *1*, *2* и рис. 4, кривые *1—3*) вполне объяснимы.

Однако наиболее интересным выводом из данных, приведенных на рис. 3 и особенно на рис. 4, является тот, что (вопреки частым рекомендациям [3, 5, 7, 8, 10, 14, 16–18, 20–22]) абсолютное значение энергетического разрешения детектора может значительно ухудшиться при приближении λ_h к λ_e, особенно при средних эффективностях собирания заряда ($\eta(0)\simeq 25\div 90\%$). Так, при $kd=6$ и $\lambda_e/d=2$ $\Delta E_{sp}=5.5$ и 1.5 кэВ для $\lambda_b/\lambda_h=1$ и 10 соответственно (рис. 4).

Отметим, что на рис. 3, 4 значения ΔE_{sp} для наглядности приведены в абсолютных значениях для часто используемой монолинии $E_{\gamma 0}=59.57$ кэВ (Am^{241}). Эти графики могут быть использованы [см. выражение (1)] для любой энергии E_γ при домножении значения ΔE_{sp} на коэффициент $E_\gamma/E_{\gamma 0}$ и при значениях $\Delta E_{el}/E_\gamma=1/60$ (использовалось в данном расчете) для $\Delta E_{el}\gtrsim\sqrt{\Delta E_{col}^2+\Delta E_{st}^2}$.

Таким образом, в работе получено аналитическое выражение и установлены критерии для нахождения параметров детекторов, ухудшающих энергетический спектр; рассмотрены причины появления при регистрации моноэнергетического излучения сильной деформации энергетического спектра вплоть до образования двух максимумов и показано, что при приближении значений λ_h к λ_e возможно значительное ухудшение энергетического разрешения детектора. Эти процессы обусловлены неоднородным поглощением излучения в детекторе и никак не связаны с наличием микро- и макронеоднородностей в кристалле.

Результаты работы позволяют объяснить причины появления ранее непонятных сложных энергетических спектров и дают конкретные рекомендации по выбору параметров детекторов, изготовляемых из различных материалов, с целью оптимизации амплитудного разрешения для необходимого диапазона энергии квантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] R. Trammel, J. F. Walter. Nucl. Instr. Meth, 76, 317 (1969).
[2] T. A. Mc Math, Martini. Nucl. Instr. Meth., 86, 245 (1970).
[3] R. O. Bell. Nucl. Instr. Meth., 93, 341 (1971).
[4] H. R. Zulliger, L. M. Middleman, D. W. Aitken. IEEE Trans., NS-16, 46 (1969).
[5] T. Shoji, T. Taguchi, Y. Hiratate, Y. Inuishi. IEEE Trans. NS-26, 316 (1979).
[6] J. Iwahczyk, A. J. Dabrowski. Nucl. Instr. Meth., 134, 505 (1976).
[7] E. Frederick, A. Clapp, G. Entine, T. Harlett, J. S. Lund, F. Sinelair, M. R. Squilante. IEEE Trans. NS-34, 354 (1987).

[8] J. S. Iwanczyk, W. F. Schnepple, M. J. Masterson. Nucl. Instr. Meth. A, 322, 421 (1992).
[9] А. А. Томасов, О. А. Матвеев, П. Г. Кашерининов. ФТП, 15, 2097 (1981).
[10] W. Bencivelli, E. Bertolucci, V. Bottigli, A. Del Guerra, A. Messineo, W. R. Nelson, P. Randaccio, V. Rosso, P. Russo, A. Stefanin. Nucl. Inst. Meth. A, 310, 210 (1991).
[11] M. Conti, A. Del Guerra, D. Mazzei, P. Russo, W. Benciveli, E. Bertolucci, A. Messineo, V. Rosso, A. Stefanin, V. Bottigli, P. Randaccio, W. R. Nelson. Nucl. Instr. Meth. A, 322, 591 (1992).
[12] C. Manfredotti, R. Marchiso, V. Nastasi. Nucl. Instr. Meth. A, 322, 331 (1992).
[13] В. К. Еремин, Н. Б. Строкан, Н. И. Тиснек. ФТП, 9, 530 (1975).
[14] Л. А. Алексеева, П. Г. Дорогов, В. Н. Иванов, А. Х. Хусаинов. ПТЭ, № 1, 54 (1985).
[15] E. Raiskin, J. F. Butler. IEEE Trans., NS-35, N 1, 81 (1988).
[16] M. Richter, P. Siffert. Nucl. Instr. Meth. A, 322, 529 (1992).
[17] F. Olschner, K. S. Shah, J. C. Lund, J. Zhang, K. Daley, S. Medrick, M. R. Squillante. Nucl. Instr. Meth. A, 322, 504 (1992).
[18] A. Kn. Khusainov, Nucl. Instr. Meth. A, 322, 335 (1992).
[19] P. T. Randtke, C. Ortale. IEEE Trans., NS-24, 129 (1977).
[20] F. Nava, C. Canali, M. Artuso, E. Gatti, F. Manfredi, S. F. Kozlov. IEEE Trans., NS-26, 309 (1979).
[21] M. Roth. Nucl. Instr. Meth. A, 283, 291 (1989).
[22] B. Equer. Nucl. Instr. Meth. A, 322, 457 (1992).
[23] U. Fano. Phys. Rev., 72, 26 (1947).
[24] О. А. Матвеев, А. А. Томасов. Дефектоскопия, № 8, 36 (1986).

Редактор В. В. Чалдышев