

07;11;12

Электронная эмиссия, индуцированная рентгеновским излучением во вторично-эмиссионных пористых материалах

© П.М. Шихалиев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 15 апреля 1998 г.)

Исследована электронная эмиссия, индуцированная рентгеновским излучением во вторично-эмиссионных пористых материалах.

Вторично-эмиссионные пористые материалы широко используются в качестве рабочего вещества детекторов электромагнитного и корпускулярного излучения [1–5]. Параметры процесса детектирования при этом определяются взаимодействием первичного излучения с пористым материалом, эмиссией быстрых первичных электронов и вторичных электронов с низкой энергией в объеме материала, процессами переноса и лавинообразования вторичных электронов.

При детектировании рентгеновского излучения с применением вторично-эмиссионных пористых материалов возникают трудности, связанные с тем, что, во-первых, вероятность взаимодействия рентгеновского кванта в пористом слое может быть низкой, а во-вторых, электронная эмиссия, индуцированная квантом в объеме пористых материалов, неоднозначно зависит от структурных параметров (размер, толщина стенок и форма поры) и химического состава материала, а также энергии рентгеновского кванта [5–8]. Для оптимизации параметров детекторов, в частности для увеличения чувствительности, требуется разработка модели процесса электронной эмиссии, индуцированной рентгеновским излучением в объеме пористых материалов.

Расчеты фотонно-индуцированной электронной эмиссии в пористых материалах ранее проводились для микроканальной пластины (МКП) с целью определения ее чувствительности при детектировании рентгеновского излучения [6–8]. При этом использовались упрощенные модели, не позволяющие анализировать влияние структурных и композиционных параметров материала, а также энергии квантов излучения на эмиссионные процессы.

В настоящей работе предлагается модель электронной эмиссии, индуцированной рентгеновским излучением в пористых вторично-эмиссионных материалах, имеющих поры как канального, так и замкнутого типа. Последние представляются актуальными в связи с развитием технологии получения пористых диэлектриков [2] и разработкой нового типа вторично-эмиссионного пористого материала — микросферической пластины (МСП) [9]. Предлагаемая модель учитывает все структурные и композиционные параметры пористого материала и энергии рентгеновских квантов.

Вероятность P фотонно-индуцированной электронной эмиссии в объеме пористого материала определяется как

$$P = P_1 P_2, \quad (1)$$

где P_1 — вероятность взаимодействия кванта в объеме образца, P_2 — вероятность выхода образованного фото- или комптоновского электрона из стенок поры в ее объем.

Вероятность P_1 может быть определена из экспоненциального выражения [10]

$$P_1 = 1 - \exp(-\bar{\mu}L), \quad (2)$$

где L — толщина образца; $\bar{\mu}$ — средний коэффициент ослабления рентгеновского излучения в образце, определяемый с учетом его пористой структуры как

$$\bar{\mu} = \mu \frac{\bar{\rho}}{\rho}. \quad (3)$$

Здесь $\bar{\rho} = \rho(1 - V_0/V)$ — средняя плотность образцов; ρ и μ — плотность и коэффициент ослабления рентгеновского излучения в веществе образца; V_0 и V — объем, занимаемый порами и полный объем образца.

Может быть показано [11], что

$$\frac{V_0}{V} = \frac{\alpha}{(1 + w/d)^n}, \quad (4)$$

где $n = 2$ и 3 для образцов с порами канального и замкнутого типов; α — параметр, зависящий от формы поры; w и d — средние значения толщины стенок и размера поры.

Учитывая (3) и (4), в (2) находим

$$P_1 = 1 - \exp\left[-\mu L \left(1 - \frac{\alpha}{(1 + w/d)^n}\right)\right]. \quad (5)$$

Вероятность P_2 выхода быстрого электрона из стенок поры в ее объем зависит от среднего расстояния между точкой образования электрона и поверхностью поры, энергии электрона и химического состава пористого материала. Пусть средняя длина траектории электронов в стенках пор равна x_0 . Для определения вероятности выхода электронов от толщины стенок поры рассмотрим

слой материала толщиной x_0 , в объеме которого равномерно образовались N_0 моноэнергетических первичных электронов, направленных изотропно. Может быть показано, что число электронов, вышедших из этого слоя, равно [11]

$$N = N_0 \int_0^{x_0} \frac{x}{x_0} dx \int_x^R (1/r^2 + 1/rR) dr. \quad (6)$$

Здесь R — экстраполированный пробег электронов в материале, определяемый из полуэмпирического уравнения Табаты [12], а для вероятности прохождения электронов через слой толщиной r используется линейная аппроксимация $1 - r/R$ [10]. Из (6) получаем вероятность P_{21} выхода первичного электрона из стенок поры

$$P_{21}(x_0) = \frac{N(x_0)}{N_0} = \begin{cases} 1 - \frac{3x_0}{4R} + \frac{x_0}{2R} \ln \frac{x_0}{R} & \text{при } R > x_0, \\ \frac{R}{4x_0} & \text{при } R < x_0. \end{cases}$$

В случае, когда все первичные электроны направлены перпендикулярно к поверхности слоя, получаем

$$P_{22}(x_0) = \begin{cases} 1 - \frac{x_0}{2R} & \text{при } R > x_0, \\ \frac{R}{2x_0} & \text{при } R < x_0. \end{cases}$$

Первичные фото- и комптоновские электроны имеют известные распределения углов вылета и истинное значение вероятности $P_2(x_0)$ их эмиссии лежит в интервале $P_{21}(x_0) < P_2(x_0) < P_{22}(x_0)$. Анализ последнего условия показывает, что зависимость $P_2(x_0)$ может быть аппроксимирована более удобной для аналитических исследований экспоненциальной функцией

$$P_2(x_0) = \exp(-kx_0),$$

где параметр k имеет смысл коэффициента поглощения электронов, а его значение должно удовлетворять условию $\ln 2 < kR < \ln 4$.

Для получения значений k может быть использовано известное эмпирическое выражение [10]

$$k = 17E^{-1,42} \quad (7)$$

для определения коэффициента поглощения мононаправленных β -электронов с непрерывным энергетическим спектром со средней энергией, равной средней энергии первичных электронов.

Средняя длина траектории электронов в стенках поры определяется размером, формой и толщиной стенок поры и может быть выражена как [11]

$$x_0 = \beta d [(1 + w/d)^n - \gamma], \quad (8)$$

где β и γ — параметры, определяемые формой и взаиморасположением пор.

Таким образом, вероятность P_2 выхода первичных электронов из стенок поры в их объем равна

$$P_2 = \exp[-\beta kd((1 + w/d)^n - \gamma)]. \quad (9)$$

Заметим, что параметры μ и k в выражениях (5) и (9) зависят от энергии рентгеновского кванта и химического состава пористого материала по известным законам. Таким образом, полученное выражение для P_1P_2 фотонно-индуцированной эмиссии быстрых электронов в объеме пористого материала учитывает все структурные и композиционные параметры материала и энергию рентгеновских квантов. Из (5) и (9) легко видеть, что зависимости P_1P_2 от толщины стенок w и размера d поры имеют максимумы. Кроме того, зависимость P_1P_2 от энергии квантов также имеет максимум, если в (5)

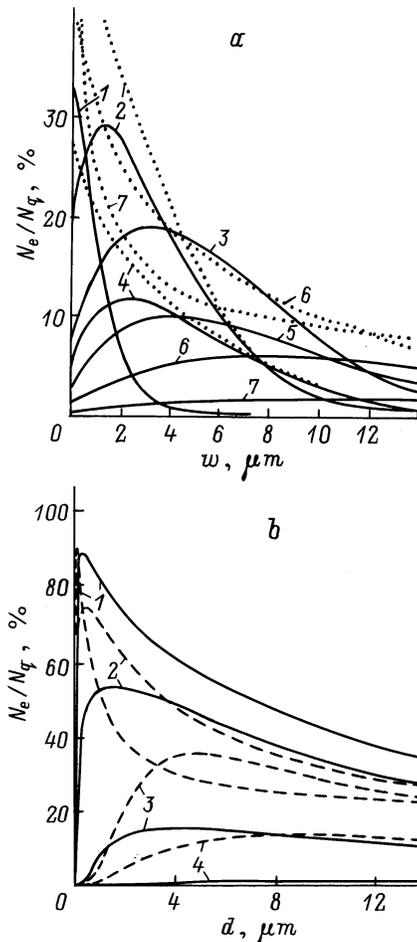


Рис. 1. Зависимость фотонно-индуцированной эмиссии быстрых (сплошные кривые) и медленных (пунктир) электронов в объеме МКП от толщины стенок каналов (а) и диаметра каналов для различных значений энергии квантов (b); w и d — толщина стенок и диаметр каналов ($d = 15 \mu\text{m}$), L — толщина образца МКП (1 mm); N_e и N_q — число электронов и квантов соответственно; а: 1 — 25, 2 — 40, 3 — 60, 4 — 122, 5 — 150, 6 — 250, 7 — 662 keV; б: 1 — $w = 0.1$, 2 — 0.5, 3 — 1.5, 4 — 5.0 μm ; сплошная кривая — 25 keV, штриховая — 40 keV.

учесть эмпирическое выражение для μ

$$\mu(E) = C \exp(-3.5E) [10].$$

При пересечении пор быстрыми первичными электронами возникает вторичная электронная эмиссия на прострел и на отражения из стенок пор. Количество образования при этом медленных вторичных электронов определяется коэффициентом вторичной электронной эмиссии материала [13] и числом пересекаемых первичным электроном пор. Последнее в свою очередь определяется как $N = R/x_0$, где R и x_0 — экстраполированный пробег и средняя длина траектории первичных электронов в стенке поры, которые рассмотрены выше.

С точки зрения практических применений в настоящее время наибольший интерес среди известных типов пористых материалов представляет микроканальная пласти-

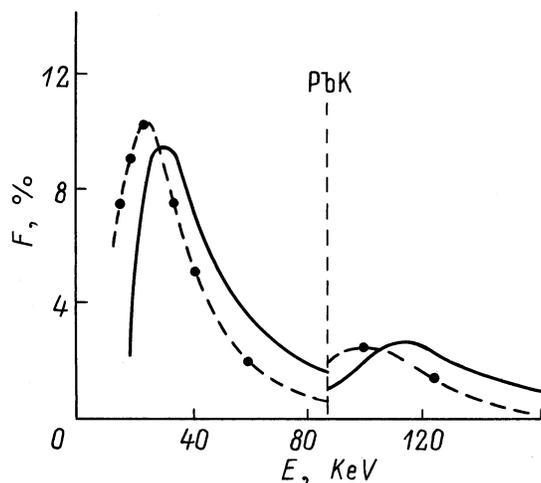


Рис. 2. Расчетная (сплошная кривая) и экспериментальная (штриховая) зависимости эффективности регистрации рентгеновского излучения МКП детектором от энергии рентгеновского кванта.

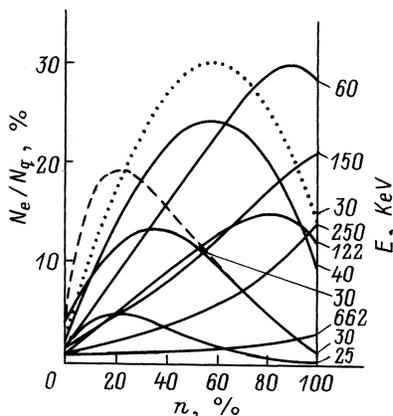


Рис. 3. Зависимость фотонно-индуцированной эмиссии быстрых электронов от содержания свинца n в материалах МКП: $d = 15 \mu\text{m}$; сплошные кривые — $L = 1 \text{ mm}$, $w = 3 \mu\text{m}$; штриховая — $L = 3 \text{ mm}$, $w = 3 \mu\text{m}$; пунктир — $L = 1 \text{ mm}$, $w = 1 \mu\text{m}$.

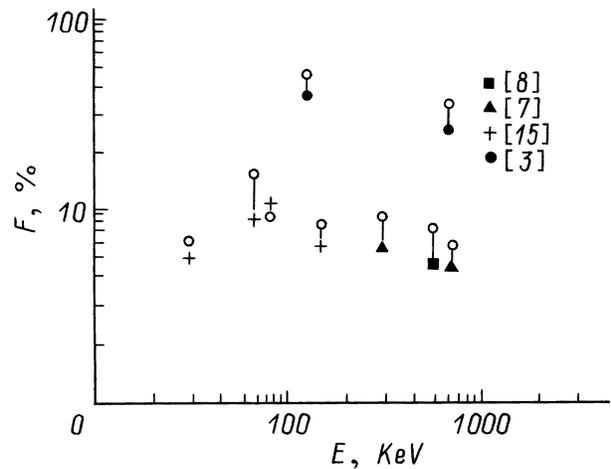


Рис. 4. Расчетные (светлые кружки) и экспериментальные значения эффективности F регистрации рентгеновского излучения МКП детектором для квантов с различными энергиями E .

на, включающая поры канального типа. В этом случае, во-первых, могут быть оптимизированы параметры МКП для достижения максимальной электронной эмиссии, индуцированной рентгеновским излучением, и высокой чувствительности МКП детекторов, а во-вторых, измеренные значения чувствительности МКП могут быть сравнены с расчетными. На рис. 1, *a, b* представлены вычисленные зависимости эмиссии электронов в объеме МКП от ее структурных параметров.

Известно, что эффективность регистрации рентгеновского кванта детектором на основе МКП определяется вероятностью образования и эмиссии быстрого первичного электрона из стенок в объем канала МКП. На рис. 2 показаны вычисленная на основе предложенной модели и экспериментальная [6] зависимости эффективности регистрации МКП детектора от энергии рентгеновских квантов.

Материал МКП (свинцовое стекло) состоит на 95% из элементов Si, Pb и O, относительные содержания которых могут варьироваться в широком диапазоне. Однако так как эти элементы входят в состав материала независимо, а в виде соединений SiO_2 и PbO , то весовая доля одного из них (например, свинца) определяет и долю двух других. Это позволяет установить зависимость фотонно-индуцированной эмиссии электронов в объеме МКП от содержания одного из составных элементов [14]. На рис. 3 представлена вычисленная зависимость эмиссии быстрых электронов от содержания свинца в материале МКП.

С использованием полученных выражений для фотонно-индуцированной эмиссии электронов в пористых материалах вычислены эффективности регистрации МКП детекторов, экспериментально исследованных в нашей работе [3] и в работах других авторов [7,8,15], и расчетные значения эффективностей сопоставлены с экспериментальными (рис. 4).

Установлено, что параметры МКП, используемых в настоящее время для регистрации рентгеновского излучения, не являются оптимальными. Оптимизация этих параметров с применением предлагаемой модели позволит значительно увеличить чувствительность МКП при регистрации рентгеновского излучения.

Следует отметить, что предлагаемая процедура вычисления фотонно-индуцированной электронной эмиссии может быть применена и для других типов пористых материалов — пористых диэлектриков и микросферической пластины. Последняя является новым типом вторично-эмиссионных пористых материалов [9] и представляет собой пластину толщиной ~ 1 mm, состоящую из плотно упакованных стеклянных микросфер диаметром $\sim 40 \mu\text{m}$, покрытых специальным слоем с высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии. По принципу действия МСП является аналогом МКП, однако лавинообразования вторичных электронов в случае МСП происходят в пространстве между микросферами.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Б.А. Мамырину за обсуждения материала и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Chianelli C., Aregon P., Boulet J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1988. Vol. A273. P. 245.
- [2] Лорикян М.П. // УФН. 1995. Т. 165. № 11. С. 1323.
- [3] Shikhaliev P.M. // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67(3). P. 700.
- [4] Shikhaliev P.M. // Nucl. Instrum. Meth. 1996. Vol. A379. P. 307.
- [5] Fraser G.W. // Nucl. Instrum. Meth. 1984. Vol. 221. P. 115.
- [6] Bateman J.E. // Nucl. Instrum. Meth. 1977. Vol. 144. P. 537.
- [7] Adams J. // Adv. Electr. Electron Phys. 1966. Vol. 22A. P. 139.
- [8] McKee W.T.A., Duffy A.G., Feller W.B., Stewart A.A. // Nucl. Instrum. Meth. 1991. Vol. A310. P. 255.
- [9] Tremsin A.S., Pearson J.F., Lees J.E., Fraser G.W. // Nucl. Instrum. Meth. 1996. Vol. A368. P. 719.
- [10] Зигбан К. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат, 1969. 568 с.
- [11] Шихалиев П.М. Канд. дис. СПб., 1998. 206 с.
- [12] Tabata T., Ito R., Okabe S. // Nucl. Instrum. Meth. 1972. Vol. 103. P. 85.
- [13] Добрецов Л.Г., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [14] Shikhaliev P.M. // Rev. Sci. Instrum. 1997. Vol. 68(10). P. 3676.
- [15] Gould R.J., Judy P.F., Klopping J.S., Bjarngard B.E. // Nucl. Instrum. Meth. 1977. Vol. 144. P. 493.