

## Плазмонные потери энергии электронов в многослойных диэлектрических структурах

А. Н. Васильев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 16.11.2023; после доработки 25.11.2023; подписана в печать 27.11.2023)

Рассмотрены возможности инженерии потерь энергии электронов, создаваемых в каскадном процессе электрон-электронного рассеяния при взаимодействии многослойных диэлектрических структур с ионизирующим излучением. Показано, что вклад поверхностных плазмонов, связанных с границами слоев, в потери энергии электронов существен только для нанометровых толщин слоев и растет с ростом энергии электрона. В то же время поверхностные состояния, связанные с продольными оптическими фононами в ионных кристаллах, существенно меняют потери энергии при термализации электронов и могут приводить к повышению эффективности и скорости нарастания сцинтилляции в наноструктурированных системах.

PACS: 29.40.Mc, 78.70.-g. УДК: 537.533.9, 539.1.074.3

Ключевые слова: сцинтилляторы, ионизирующее излучение, плазмоны, многослойные наноструктуры.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2410501](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2410501)

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы развитие ряда приложений по регистрации ионизирующего излучения привело к интересу к наноструктурированным материалам для сцинтилляционных детекторов. Например, для детекторов на будущих суперколлайдерах со сверхвысокой светимостью требуется регистрировать момент прихода ионизирующей частицы в детектор с точностью до 10 пс [1]. Аналогичное временное разрешение требуется для детекторов в медицинских времячастности, пролетных позитрон-эмиссионных томографах, которые могут обеспечить миллиметровое разрешение изучаемого органа [2]. Типичное время нарастания отклика в коммерческих сцинтилляционных материалах не менее 100–200 пс, что существенно хуже требуемого предела. Разработка новых типов детекторов ведется по нескольким направлениям, в частности путем регистрации черенковского излучения, внутризонной люминесценции [3], кросс-люминесценции и некоторых других видов слабого свечения с быстрым фронтом нарастания [4]. Другой подход — использование композитных материалов и метаматериалов, в которых конверсия гамма-кванта в высокоэнергичный фотоэлектрон происходит в одном материале с высоким средним атомным номером  $Z$ , а свечение электронных возбуждений, созданных в процессе прохождения через вещество первичного и вторичных электронов, — в другом материале с быстрым свечением [5]. Примерами таких разработок являются композитные материалы на осно-

ве наночастиц [6, 7] или многослойных квантовых ям [8]. Перспективными для сверхбыстрой регистрации ионизирующего излучения являются и так называемые 2D органо-неорганические перовскиты [9, 10], в которых нанометровые слои октаэдров на основе галогенидов свинца разделены слоями органических молекул.

При взаимодействии ионизирующего излучения с диэлектрическими средами быстрый электрон с кинетической энергией от ширины запрещенной зоны кристалла  $E_g$  (типичная энергия от 4 до 10 эВ) до энергии гамма-квантов (сотни килоэлектронвольт) теряет энергию в элементарных актах рассеяния на электронной подсистеме кристалла, создавая новые электронно-дырочные пары, компоненты которых, в свою очередь, рассеиваются на электронной подсистеме. При этом в каждом акте рассеяния потери энергии пропорциональны  $\text{Im}(-1/\varepsilon(\hbar\omega))$  — так называемой функции потерь энергии электронов. Здесь  $\varepsilon(\hbar\omega)$  — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества для фотона с энергией  $\hbar\omega$ . Максимум этой функции приходится на плазмонную энергию, при которой действительная часть  $\varepsilon(\hbar\omega)$  близка к нулю. Эти энергии для диэлектрических кристаллов лежат в области 10–20 эВ и в 2–3 раза превышают  $E_g$ , что приводит к соответствующей оценке средней энергии создания одного электронного возбуждения. При прохождении быстрой частицы через вещество она своим полем возбуждает в веществе так называемый кильватерный потенциал [11] — область плазмонных возбуждений, которые затем релаксируют с созданием и последующей термализацией электронно-дырочных пар и экситонов. Ширина области кильватерного потенциала для типичной энергии плазмона 15 эВ составляет единицы наномет-

\* E-mail: [anv@sinp.msu.ru](mailto:anv@sinp.msu.ru)

ров, увеличиваясь с ростом энергии быстрого электрона (некоторые оценки приведены в [12]).

На границах раздела двух веществ с различными диэлектрическими проницаемостями возможно существование поверхностных плазмонов. Энергия этих плазмонов ниже энергии объемных плазмонов (для электронной плазмы с плоской границей — в  $\sqrt{2}$  раз). Аналогичные поверхностные плазмоны возникают и в наночастицах различной формы. Снижение энергии плазмонов, по сравнению с объемными плазмонами, могло бы приводить как к изменению распределения по энергии вторичных электронных возбуждений в композитных материалах, изменению средней энергии, требуемой на создание одного электронного возбуждения, так и к перераспределению выделяемой в материале энергии (в частности, возбуждению наночастиц быстрыми электронами, пролетающими на некотором расстоянии от наночастицы). В настоящей статье будет проведена оценка распределения потерь энергии в модельной системе — многослойной структуре из двух веществ с существенно различными зависимостями диэлектрической проницаемости от энергии фотонов.

## 1. ОТКЛИК СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ НА ПОТЕНЦИАЛ ТОЧЕЧНОГО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

В нерелятивистском приближении движущийся заряд своим кулоновским полем создает поляризацию вещества, которая, в свою очередь, действует на заряд, создавая тормозящую силу. Поэтому для нахождения потерь энергии необходимо решить задачу об электрическом поле в такой системе, создаваемом точечным зарядом. Будем рассматривать слоистую структуру, состоящую из чередующихся слоев вещества с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1(\omega)$ , занимающего слой от  $-d_1 < z < 0$  перпендикулярно оси  $z$ , и вещества с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2(\omega)$ , занимающего слой от  $0 < z < d_2$ .

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{e^2}{2\pi v^2} \int d\omega \int q dq \frac{\omega}{(q^2 + \omega^2/v^2)} \operatorname{Im} \left[ \left( -\frac{1}{\varepsilon_1(\omega)} - \frac{1}{\varepsilon_2(\omega)} \right) \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - \frac{4q(\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2(\omega))^2 (\operatorname{ch}(qd_1) - \cos(\omega d_1/v)) \operatorname{sh}(qd_1)}{d_1 (q^2 + \omega^2/v^2) P} \right) \right], \quad (3)$$

$$P = (\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega))^2 \operatorname{ch}(2qd_1) - 4\varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2(\omega) \cos(2\omega d_1/v) - (\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2(\omega))^2.$$

Формулы для произвольного направления движения электрона и произвольного соотношения толщин слоев приведены в выражении (14) в Приложении. Интегрирование по  $q$  в уравнении (3) сверху ограничено кинематическими соображениями (определяется максимально возможным изменением импульса электрона  $q_{\max} = (\sqrt{2mE} + \sqrt{2m(E - \hbar\omega)})/\hbar$ ).

Слои повторяются с периодом  $d = d_1 + d_2$ . Поскольку задача неоднородна только по оси  $z$ , можно для решения перейти к фурье-компонентам по координатам  $x$  и  $y$ . Потенциал можно найти через фурье-образ функции Грина  $\tilde{G}(\omega, \mathbf{q}; z, z')$  уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial}{\partial z} \varepsilon(\omega, z) \frac{\partial}{\partial z} \tilde{G}(\omega, \mathbf{q}; z, z') - q^2 \varepsilon(\omega, z) \tilde{G}(\omega, \mathbf{q}; z, z') = -4\pi \delta(z - z'), \quad (1)$$

где  $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$  ( $q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$ ). Выражение для функции Грина для такой системы приведено в Приложении. Эта функция Грина имеет полюса в комплексной плоскости на частотах объемных плазмонов в каждом веществе, определяемых уравнениями  $\varepsilon_1(\omega) = 0$  и  $\varepsilon_2(\omega) = 0$ , а также на частотах, связанных с границами раздела поверхностных плазмонов, определяемых уравнением

$$(\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2(\omega)) \operatorname{sh}(q(d_1 - d_2)) + (\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)) \operatorname{sh}(q(d_1 + d_2)) = 0. \quad (2)$$

При малых  $qd \ll 1$  это уравнение превращается в  $d_1 \varepsilon_1(\omega) + d_2 \varepsilon_2(\omega) = 0$ , а в случае  $qd \gg 1$  или при равенстве толщин слоев  $d_1 = d_2$  — в стандартное уравнение  $\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) = 0$  для частоты поверхностного плазмона на границе раздела двух полубесконечных сред.

Процедура вычисления линейных потерь энергии электрона за счет воздействия на заряд электрона электрического поля, порождаемого кулоновским полем самого электрона откликом среды, стандартна [11–14] и приведена в Приложении. Здесь мы приведем только результат для средних потерь энергии электрона, летящего с нерелятивистской скоростью  $v = \sqrt{2E/m}$  ( $E$  и  $m$  — энергия и масса электрона) перпендикулярно плоскости слоев одинаковой толщины  $d_1 = d_2$ :

## 2. МОДЕЛИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Для оценки роли поверхностных плазмонов в потерях энергии электронов нужно знать зависимости комплексных диэлектрических проницаемостей от энергии в широком диапазоне энергий фотонов, начиная от области фононных резонансов до остовных переходов в рентгеновской области спектра. При кинетической энергии электронов  $E$  выше  $E_g$

важно знать зависимость диэлектрической проницаемости в области электронных переходов, то есть в области фундаментального поглощения вещества. Особенности в области фоновых резонансов определяют потери энергии электронов, возникающих в конце каскада, у которых кинетическая энергия уже недостаточна для создания новых электронных возбуждений ( $E < E_g$ ). Рассеяние на таких продольных оптических фононах в ионных кристаллах обеспечивает термализацию горячих электронов. Мы будем использовать две упрощенные модели, с помощью которых можно оценить роль поверхностных плазмонов в общих потерях энергии электрона в ионных диэлектрических кристаллах.

Первая модель предполагает одну линию поглощения поперечного фотона на частоте  $\omega_0$  — частоте экситона или поперечного оптического фонона:

$$\varepsilon^{osc}(\omega; \omega_0, \omega_{pl}, \delta) = 1 + \frac{\omega_{pl}^2 - \omega_0^2}{(\omega_0 - i\delta \operatorname{sign}(\omega))^2 - \omega^2}. \quad (4)$$

Параметр  $\delta$  определяет ширину лоренцевской линии поглощения в этой одноосцилляторной модели. В случае резонансов в колебательной области частот вместо  $\omega_0$  и  $\omega_{pl}$  будут стоять частоты поперечного и продольного оптических фононов  $\Omega_{TO}$  и  $\Omega_{LO}$ . Эта модель позволяет четко выделить роль поверхностных плазмонов.

Вторая модель предполагает более реалистичную модель поглощения с созданием электронно-дырочных пар:

$$\varepsilon^{eh}(\omega; E_g, \omega_{pl}) = 1 + \frac{4\hbar^2 \omega_{pl}^2}{E_g^2} f(\hbar\omega/E_g), \quad (5)$$

$$f(x) = (8 - x^2 - 4\sqrt{1+x} - 4\sqrt{1-x})/4x^4.$$

При  $x \leq 1$  функция  $f(x)$  действительна и описывает дисперсию  $\varepsilon(\omega)$  в области прозрачности, а при  $x > 1$  у нее появляется мнимая часть  $f_2(x) = \sqrt{x-1}/x^4$ , которая описывает корневую особенность поглощения на границе запрещенной зоны и учитывает падение силы осциллятора для перехода в высокоэнергетичные состояния в зоне проводимости. Действительная часть  $\varepsilon(\omega)$  (5) вычислена по соотношениям Крамерса–Кронига. Здесь параметр  $\omega_{pl}$  соответствует стоящей в «правиле сумм» плазменной частоте:

$$\int_0^\infty \omega \operatorname{Im}(\varepsilon^{eh}(\omega; E_g, \omega_{pl})) d\omega = \frac{\pi}{2} \omega_{pl}^2 = \frac{2\pi^2 e^2 n}{m}, \quad (6)$$

выраженной через концентрацию валентных электронов  $n$ .

Плазменные эффекты на границах раздела должны быть заметными, если частотные зависимости диэлектрических проницаемостей двух веществ различаются достаточно сильно. Примером двух таких систем могут быть композиты на основе полимерных органических материалов и широкозонных оксидных или фторидных нанокристаллов. Для оценки влияния пограничных плазменных состояний мы рассмотрим два случая,

представленных на рис. 1 и описывающих рассеяние на электронной подсистеме: экситонную модель (4) с параметрами  $\hbar\omega_{01} = 5$  эВ,  $\hbar\omega_{pl1} = 8$  эВ для  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\hbar\omega_{02} = 10$  эВ,  $\hbar\omega_{pl2} = 15$  эВ для  $\varepsilon_2(\omega)$ ,  $\hbar\delta_1 = \hbar\delta_2 = 0.2$  эВ и модель электронно-дырочных переходов (5) с параметрами  $E_{g1} = 5$  эВ,  $\hbar\omega_{pl1} = 10$  эВ для  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $E_{g2} = 10$  эВ,  $\hbar\omega_{pl2} = 18$  эВ для  $\varepsilon_2(\omega)$ . Последняя модель адекватно воспроизводит функцию потерь энергии для CdS и CdSe, которые используются в нанокompозитных материалах [15]. Кроме того, рассмотрена модель рассеяния на оптических фононах (4) с параметрами  $\hbar\Omega_{TO1} = 30$  мэВ,  $\hbar\Omega_{LO1} = 50$  мэВ для  $\varepsilon_1(\omega)$  и  $\hbar\Omega_{TO2} = 60$  мэВ,  $\hbar\Omega_{LO2} = 100$  мэВ для  $\varepsilon_2(\omega)$ ,  $\hbar\delta_1 = \hbar\delta_2 = 2$  мэВ.

### 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРОНА В МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ

Для оценки энергетического распределения вторичных возбуждений нужно обратить внимание, что в выражении (3) и в более общем выражении (14) в Приложении линейные потери энергии выражаются в виде интеграла по энергии квантов, теряемых при рассеянии:  $-dE/dx = \int_0^E f(\hbar\omega; E) d(\hbar\omega)$ .

Нормированная на единицу функция  $F(\hbar\omega; E) = f(\hbar\omega; E) / \int_0^E f(\hbar\omega; E) d(\hbar\omega)$  дает распределение

по энергии вторичных возбуждений (SE), которые создаются на единицу длины траектории первичного электрона. При кинетической энергии электрона выше ширины запрещенной зоны в веществе вторичными возбуждениями являются экситоны и электронно-дырочные пары, а ниже порога размножения ( $E < E_g$ ) — фононы. На рис. 2 показаны распределения вторичных возбуждений для разных энергий быстрого электрона для описанных выше моделей диэлектрических сред, в которых толщины слоев одинаковы,  $d_1 = d_2$ .

На рис. 2, а изображено распределение вторичных возбуждений в экситонной модели диэлектрической проницаемости (4) для случая движения электрона поперек слоев. Это распределение усреднено по длине траектории в пределах периода многослойной системы. Видно, что в  $F(\hbar\omega; E)$  вносят вклад не только объемные плазменные резонансы (8 и 15 эВ для выбранных параметров), но и уширенная полоса, связанная с возбуждением плазмонов на границе раздела. При этом более высокоэнергичные граничные плазмоны (13.2 эВ) возбуждаются сильнее, чем нижняя ветвь (5.8 эВ). Вклад поверхностных плазмонов в распределение вторичных возбуждений растет с энергией быстрого электрона и существенен только в случае тонких слоев (единицы нанометров). При толщине слоев 30 нм вклад от поверхностных плазмонов оказывается пренебрежимо малым. Рис. 2, б соответствует широким плазменным резонансам (рис. 1, в),

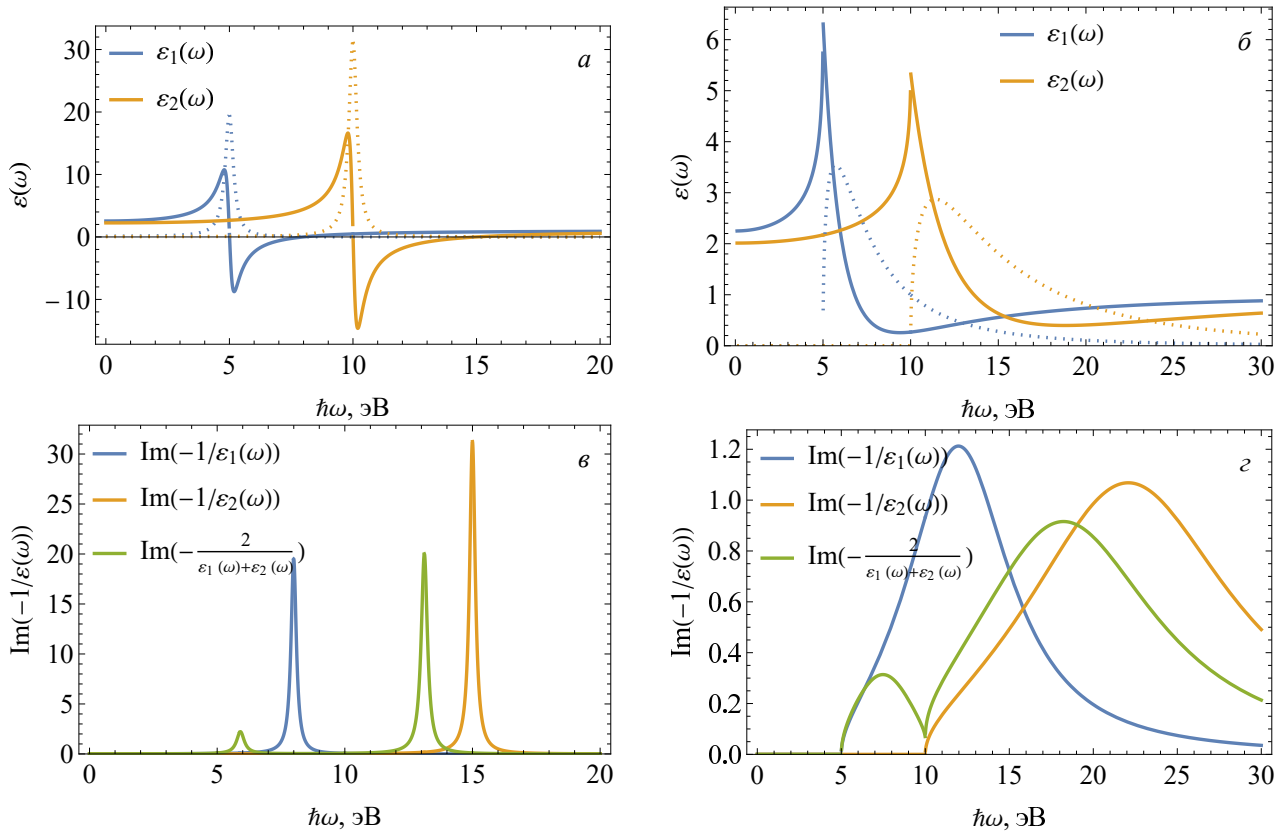


Рис. 1. Используемые для оценок модельные диэлектрические проницаемости для двух материалов (*a*, *б*, пунктир — мнимая часть  $\varepsilon(\omega)$ ) и функции потерь энергии для каждого из материалов вместе с резонансом, приблизительно описывающим поверхностные плазмоны (*в*, *г*). Слева (*a*, *в*) — экситонная модель диэлектрической проницаемости, справа (*б*, *г*) — электронно-дырочная модель

характерным для электронно-дырочного поглощения. Этот случай более реалистичен. При этом перераспределение вторичных возбуждений по энергии за счет приповерхностных плазмонных эффектов выражено слабее, чем для экситонной модели даже для тонких слоев.

Для того, чтобы оценить пространственные масштабы, на которых поверхностные плазмоны взаимодействуют с электроном, были рассчитаны распределения потерь электрона, движущегося в плоскости слоев (рис. 2, *в*). При движении непосредственно по границе раздела ( $z_0 = 0$ ) потери в основном связаны с возбуждением поверхностных плазмонов с небольшим вкладом от объемных плазмонов вещества с более высокой плазмонной частотой (область 13.5–15 эВ). Но уже при смещении траектории на 0.3 нм (порядка постоянной решетки многих материалов) будут возбуждаться в основном объемные плазмоны соответствующего вещества с небольшим вкладом от поверхностных плазмонов с более высокой частотой (область 12–15 эВ).

Роль поверхностных колебаний проявляется существенно сильнее при переходе в инфракрасную область, в которой они связаны с продольными фононами. На рис. 2, *г* изображено распределение потерь энергии для электронов с энергией ниже наименьшей ширины запрещенных зон двух веществ

(5 эВ для выбранных параметров). Эта область соответствует процессам термализации электронов с испусканием продольных оптических фононов. Рис. 2, *г* показывает, что вклад в термализацию поверхностных продольных оптических фононов достаточно существенен даже для относительно толстых слоев (30 нм). Появление дополнительных фонных состояний ускоряет термализацию и может приводить к уменьшению разлета компонентов электронно-дырочных пар в таких системах, что, в свою очередь, может повышать эффективность сцинтилляции. Однако этот вопрос требует более аккуратного моделирования потерь энергии с учетом различия положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в двух материалах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены возможности инженерии потерь энергии электронов, создаваемых в каскадном процессе электрон-электронного рассеяния при взаимодействии многослойных диэлектрических структур с ионизирующим излучением. Показано, что вклад поверхностных плазмонов, связанных с границами слоев, в потери энергии электронов существенен только для нанометровых тол-

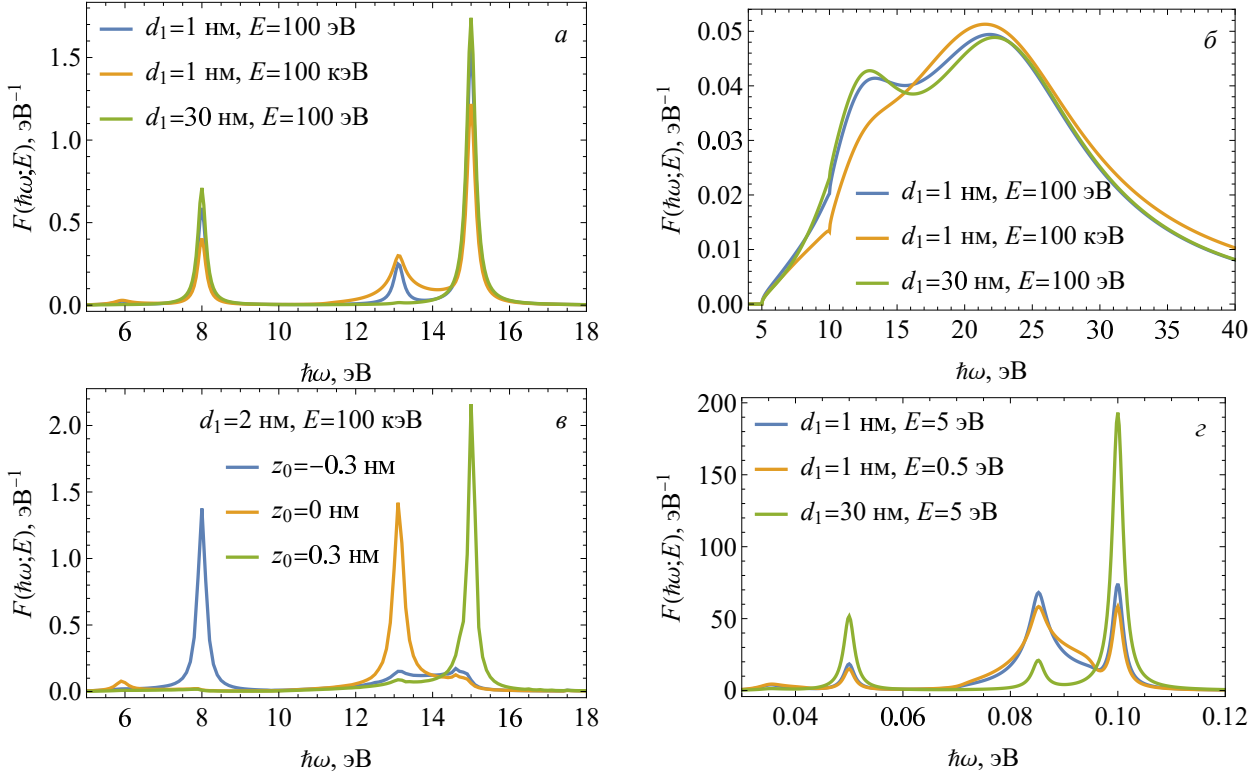


Рис. 2. Распределение вторичных возбуждений в многослойной структуре с экситонным (а, в), электронно-дырочным (б) и фоновым (г) видами диэлектрической проницаемости при указанных на рисунках толщинах слоев ( $d_1 = d_2$ ) при скорости электрона перпендикулярно слоям (а, б, г) и вдоль слоя (в). В последнем случае указано расстояние от траектории электрона до границы раздела  $z = 0$

щин слоев и растет с ростом энергии электрона. В то же время поверхностные состояния, связанные с продольными оптическими фононами в ионных кристаллах, модифицируют потери энергии при термализации электронов, что может сни-

жать разлет компонент электронно-дырочных пар в таких системах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 21-12-00219.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем решение для электростатической задачи поля точечного заряда в слоистой среде. Проводя шивку с учетом непрерывности тангенциальных компонент и скачком нормальной составляющей электрического поля на границах раздела, можно получить решение уравнения (1)

$$\psi^>(z) = \begin{cases} 2w \operatorname{ch}(q(z+d_1)) - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1} \operatorname{ch}(q(z+d_2)) - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1} \operatorname{ch}(q(z-d_2)), & -d_1 < z < 0, \\ -2 \operatorname{ch}(q(z-d_2)) - w \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \operatorname{ch}(q(z-d_1)) + w \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \operatorname{ch}(q(z+d_1)), & 0 < z < d_2, \end{cases} \quad (8)$$

$$\psi^>(z+nd) = w^n \psi^>(z)$$

и растущую с ростом  $z$

$$\psi^<(z) = \begin{cases} 2 \operatorname{ch}(q(z+d_1)) - w \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1} \operatorname{ch}(q(z+d_2)) - w \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1} \operatorname{ch}(q(z-d_2)), & -d_1 < z < 0, \\ -2w \operatorname{ch}(q(z-d_2)) - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \operatorname{ch}(q(z-d_1)) + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \operatorname{ch}(q(z+d_1)), & 0 < z < d_2, \end{cases} \quad (9)$$

$$\psi^<(z+nd) = w^{-n} \psi^<(z)$$

в следующем виде:

$$\tilde{G}(\omega, \mathbf{q}; z, z') = \begin{cases} \tilde{G}^<(\omega, \mathbf{q}; z, z'), & z < z', \\ \tilde{G}^>(\omega, \mathbf{q}; z, z'), & z > z', \end{cases} \quad (7)$$

которое выражается через падающую с ростом  $z$



функции:

$$\tilde{G}^<(\mathbf{q}; z, z') = \tilde{G}^>(\mathbf{q}; z', z) = -\frac{2\pi\psi^>(z')\psi^<(z)}{Dq}. \quad (10)$$

Здесь

$$D = (1 - w^2) ((\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \operatorname{sh}(q(d_1 - d_2)) + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \operatorname{sh}(q(d_1 + d_2))). \quad (11)$$

Параметр  $w$  является минимальным по модулю корнем квадратного уравнения с комплексными коэффициентами:

$$4\varepsilon_1\varepsilon_2(1 + w^2 - 2w \operatorname{ch}(qd_1) \operatorname{ch}(qd_2)) - 4w(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) \operatorname{sh}(qd_1) \operatorname{sh}(qd_2) = 0, \quad (12)$$

то есть одним из решений

$$w_{1,2} = a \pm \sqrt{a^2 - 1}, \quad a = \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} \operatorname{ch}(q(d_1 + d_2)) - \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{4\varepsilon_1\varepsilon_2} \operatorname{ch}(q(d_1 - d_2)) \quad (13)$$

с модулем меньше единицы (такое решение единственное в силу соотношения  $w_1 w_2 = 1$ ).

Плотность заряда электрона, находящегося в момент  $t = 0$  в точке с координатами  $\{0, 0, z_0\}$  и имеющего скорость с компонентами  $\{v_x, 0, v_z\}$  ( $v = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$ ), равна  $\rho(\rho, z, t) = -e\delta(z - z_0 - v_z t) \delta(x - v_x t) \delta(y)$ , а ее Фурье-образ по времени и по координатам в плоскости слоев равен  $\tilde{\rho}(\omega, \mathbf{q}, z) = -\frac{e}{v_z} \exp(i(\omega - q_x v_x)(z - z_0)/v_z)$ . Для случая движения в плоскости слоев ( $v_z = 0$ ) Фурье-образ равен  $\tilde{\rho}(\omega, \mathbf{q}, z) = -2\pi e \delta(\omega - q_x v) \delta(z - z_0)$ .

Используя выражение для потенциала через функцию Грина, можно рассчитать электрическое поле в точке нахождения заряда, тормозящую силу  $\mathbf{F}$ , действующую на электрон и наконец линейные потери энергии электрона в момент времени  $t$  (в этот момент электрон находится в точке с координатой  $z$ ):

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= -\frac{1}{v} \mathbf{F} \mathbf{v} = \frac{e^2}{(2\pi)^2 v} \int d\omega \int q^2 dq \int_{-\infty}^{\infty} dz' \exp\left(-i\omega \frac{(z - z')}{v_z}\right) \times \\ &\times \left[ \frac{v_x}{v_z} \tilde{G}(\omega, q, z, z') J_1\left(qv_x \frac{(z - z')}{v_z}\right) + \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{G}(\omega, q, z, z')}{\partial z} J_0\left(qv_x \frac{(z - z')}{v_z}\right) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $J_0(x)$  и  $J_1(x)$  — функции Бесселя.

- 
- |  |   |
|--|---|
| [1] Auffray E., Buganov O., Fedorov A.A. et al. // <i>J. Phys. Conf. Ser.</i> <b>587</b> . 012056. (2015). | [9] Birowosuto M.D., Cortecchia D., Drozdowski W. et al. // <i>Sci. Rep.</i> <b>6</b> . 37254. (2016).  |
| [2] Lecoq P. // <i>IEEE Trans. Radiat. Plasma Med. Sci.</i> <b>1</b> . 473. (2017).                        | [10] Sheikh M.A.K., Kowal D., Mahyuddin M.H. et al. // <i>J. Phys. Chem. C</i> . <b>127</b> . 10737. (2023).  |
| [3] Lecoq P., Korzhik M., Vasiliev A. // <i>IEEE Trans. Nucl. Sci.</i> <b>61</b> . 229. (2014).            | [11] Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М., Атомиздат. 1980. Гл.9.   |
| [4] Kamenskikh I.A., Tishchenko E., Kirm M. et al. // <i>Symmetry</i> . <b>12</b> . 914. (2020).           | [12] Vasil'ev A.N. / в сб. Engineering of Scintillation Materials and Radiation Technologies (Springer, Cham). <i>Springer Proceedings in Physics</i> . <b>200</b> . 3. (2017). |
| [5] Krause P., Rogers E., Birowosuto M.D. et al. // <i>Heliyon</i> . <b>8</b> . e09754. (2022).            | [13] Landau L.D. // <i>J. Exp. Phys. (USSR)</i> . <b>8</b> . 201. (1944).   |
| [6] Turtos R.M., Gundacker S., Omelkov S. et al. // <i>npj 2D Mater. Appl.</i> <b>3</b> . 37. (2019).      | [14] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Т. VIII, Гл. XIV. М., Наука, 1982.   |
| [7] Sedov V., Kuznetsov S., Kamenskikh I. et al. // <i>Carbon</i> . <b>174</b> . 52. (2021).               | [15] Meng Z., Mahler B., Houel J. et al. // <i>Nanoscale</i> . <b>13</b> . 19578. (2021).   |
| [8] Jary V., Hospodkova A., Hubacek T. et al. // <i>IEEE Trans. Nucl. Sci.</i> <b>67</b> . 974. (2020).    |   |

## Plasmon energy losses of electrons in multilayer dielectric structures

A. N. Vasil'ev

Department of Physical problems of quantum electronics, D.V. Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

E-mail: anv@sinp.msu.ru

The possibilities of engineering energy losses of electrons created in the cascade process of electron-electron scattering during the interaction of multilayer dielectric structures with ionizing radiation are considered. It is shown that the contribution of surface plasmons associated with layer boundaries to electron energy losses is significant only for nanometer layer thicknesses and increases with increasing electron energy. At the same time, surface states associated with longitudinal optical phonons in ionic crystals significantly change energy losses during electron thermalization and can lead to an increase in the efficiency and growth rate of scintillation in nanostructured systems.

PACS: 29.40.Mc, 78.70.-g

*Keywords:* scintillators, ionizing radiation, plasmons, multilayer nanostructures.

*Received 16 November 2023.* English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 1. Pp. 39–45.

**Сведения об авторе**

Васильев Андрей Николаевич — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом; e-mail: anv@sinp.msu.ru.