

02

Кинетика генерации неравновесных носителей заряда в кристаллах с глубокими примесями при участии двухцентровых переходов между зонными и примесными состояниями

© А.А. Попов, Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов

Университет ИТМО, Центр „Информационные оптические технологии“,
199034 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: aaropov@corp.ifmo.ru

Поступила в редакцию 15.12.2017 г.

Предложен новый эффективный механизм нелинейного фотовозбуждения прозрачного кристалла с глубокими примесными центрами. Предполагается, что энергия светового кванта меньше энергетического зазора между дном зоны проводимости и примесным уровнем, но больше зазора между примесным уровнем и потолком валентной зоны. Рассмотрена кинетика нелинейной каскадной генерации неравновесных носителей заряда с учетом двухцентровых процессов, в которых передача энергии и поглощение фотона происходят в одном элементарном акте. Получены зависимости концентраций неравновесных носителей заряда в зонах и заполнения примесных состояний от интенсивности лазерного излучения. Показано, что процесс генерации неравновесных электронно-дырочных пар носит пороговый характер. В зависимости от концентрации примесных центров пороговые интенсивности могут составлять $\sim 10^5 - 10^7 \text{ W/cm}^2$, а время установления квазиравновесных населенностей электронных состояний $\sim 10 - 0.1 \text{ ns}$.

DOI: 10.21883/OS.2018.04.45749.288-17

Введение

Процессы типа фотонной лавины (ФЛ) интенсивно исследуются в течение последних десятилетий (см., например, [1–20]). К числу основных особенностей ФЛ относится наличие области интенсивностей j возбуждающего ФЛ лазерного излучения, в которой заселенности электронных состояний и оптическое поглощение резко меняются даже при небольшом изменении j . В принципе это явление можно было бы использовать для реализации оптических переключений, однако большая часть работ по эффекту ФЛ выполнена для систем примесных редкоземельных ионов. В этих системах в силу малости сил осцилляторов актуальных оптических переходов и сравнительно больших времен продольной релаксации примесных электронов процессы переключения оказываются чрезвычайно медленными, с характерными временами порядка миллисекунд. Более быстрые переключения возможны в гетероструктурах с глубокими квантовыми ямами либо в объемных кристаллах с весьма специфической зонной структурой, которой обладают сравнительно немногие материалы [21–32]. Рассмотренные в [21–32] оптические переключения могут быть реализованы как при очень высоких интенсивностях лазерного излучения ($j \sim 10^{11} - 10^{13} \text{ W/cm}^2$), когда такое переключение может привести к пробое материала [24,29], так и при умеренных интенсивностях [21–23,25–28,30–32], когда переключения данного типа могут быть использованы в быстродействующих оптических затворах и лимитерах. В настоящей работе показывается, что меха-

низм, аналогичный тому, что был рассмотрен в работах [30–32] для случая кристаллов со специальными типами электронной зонной структуры, может быть реализован и в материалах с вполне стандартной зонной структурой при наличии глубоких примесных центров.

В работах [33,34] были рассчитаны вероятности двухэлектронных переходов между зонными и примесными состояниями в ситуации, когда на кристалл подается лазерное излучение с энергией кванта $\hbar\omega$, меньшей, чем энергетические зазоры между зонными и примесными состояниями. В случае перехода „валентная зона–примесь“ дефицит энергии, необходимый для перехода, покрывается за счет передачи энергии, высвобождающейся при переходе электрона из зоны проводимости на уровень соседнего примесного центра. В случае перехода „примесь–зона проводимости“ электрон в зоне проводимости, совершающий внутризонный переход из состояния с большой кинетической энергией в состояние с меньшей кинетической энергией, передает энергию на покрытие дефицита. В настоящей работе предлагается модель генерации неравновесных электронно-дырочных пар (ЭДП) в кристаллах с глубокими примесями на основе первого из этих процессов.

Модель нелинейной генерации неравновесных носителей заряда

Рассмотрим кристалл (рис. 1) с шириной прямой запрещенной зоны E_g . Предположим, что в кристалле

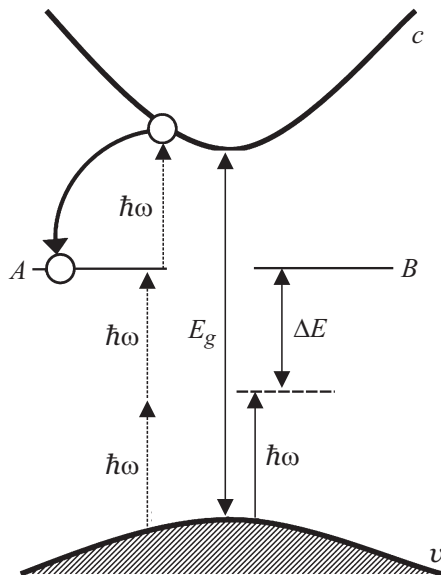


Рис. 1. Схема генерации неравновесных ЭДП. Пунктирные линии со стрелками — каскад двухфотонно-однофотонных переходов. Сплошные линии со стрелками — двухцентровый переход свободных носителей заряда.

имеется достаточно высокая концентрация глубоких примесных центров. Пусть на кристалл действует лазерное излучение с энергией кванта $\hbar\omega$. Кроме того, предположим, что энергетический зазор $|E_t|$ между дном зоны проводимости c и примесным уровнем составляет величину, меньшую $\hbar\omega$, а энергетический зазор $E_g - |E_t|$ между примесным состоянием и потолком валентной зоны v больше $\hbar\omega$, но меньше $2\hbar\omega$. Если до начала действия светового импульса свободные носители заряда (электроны e в зоне проводимости c и дырки h в валентной зоне v) отсутствуют, они могут появиться в результате каскадного процесса, состоящего из двухфотонного перехода между валентной зоной v , где образуются дырки h , и примесным уровнем, а также однофотонного перехода между примесным уровнем и зоной проводимости c . Попавшие в зону c электроны за счет процессов внутризонной релаксации достаточно быстро (за времена $\sim 10^{-13}$ с) опускаются в область дна зоны проводимости, откуда они могут захватываться на примесные центры, либо рекомбинировать с дырками, которые аналогичным образом попадают в область потолка зоны v . В то же время свободные электроны могут участвовать в двухэлектронном процессе $e + \hbar\omega \rightarrow A, B$: при поглощении фотона $\hbar\omega$ образуется пара, состоящая из электрона на центре B и дырки h в валентной зоне v , а дефицит энергии покрывается за счет перехода электрона e из зоны проводимости c на примесный центр A . Затем электроны с каждого из центров переходят, поглощая по фотону $\hbar\omega$, в зону проводимости. В результате повторения таких процессов при определенных условиях происходит лавинообразное нарастание концентраций

свободных электронов и дырок, а также заполнение примесных состояний.

Кинетика фотопереходов

При не очень большой интенсивности света ($j \sim 10^8$ W/cm²) период осциллирующей Раби для переходов между зонными и примесными состояниями и длительность светового импульса значительно больше времен внутризонной релаксации возбужденных носителей. В этой ситуации для описания кинетики фотопереходов можно использовать уравнения баланса для концентраций n_c и n_d в зоне проводимости c и в состоянии примесного центра t . Эти уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{n}_c(t) &= \sigma_{ic}^{(1)} j n_t(t) n_i - \gamma_{vt}^{(1)} j n_c(t) [1 - n_t(t)]^2 n_i^2 - d n_c(t) p(t), \\ \dot{n}_t(t) &= \sigma_{vt}^{(2)} j^2 [1 - n_t(t)] + 2\gamma_{vt}^{(1)} j n_c(t) [(1 - n_t(t))]^2 n_i - \sigma_{ic}^{(1)} j n_t(t), \\ p(t) &= n_c(t) + n_t(t) n_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_c и p — концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне соответственно, d — скорость бимолекулярной рекомбинации, n_i — концентрация примесных центров, n_t — заселенность примесных центров, $\sigma_{vt}^{(2)} j^2$ — скорость двухфотонного перехода „валентная зона–примесь“, $\sigma_{ic}^{(1)} j$ — скорость однофотонного перехода „примесь–зона проводимости“. $\gamma_{vt}^{(1)} j n_c(t) [(1 - n_t(t))] n_i$ — скорости двухцентровых процессов с поглощением фотона. Система решалась с начальными условиями: $p(0) = 0$, $n_c(0) = 0$, $n_t(0) = 0$. Скорость однофотонного перехода „примесь–зона проводимости“ $\sigma_{ic}^{(1)}$ может быть легко получена в модели потенциала нулевого радиуса [35,36]:

$$\begin{aligned} \sigma_{ic}^{(1)} &= \frac{2^{7/2} e^2 N_t^2 m_c^{3/2} \Delta^{1/2}}{m^2 c \sqrt{\epsilon_\infty} \hbar^4 \omega^2} \\ &\times \left[\frac{p_{cv}^2}{(-E_g - \gamma \Delta + |E_t|)^2} + \frac{2m^2 \Delta}{2m_c \hbar^2 \omega^2} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где e — заряд электрона, m — масса свободного электрона, m_v и m_c — эффективные массы дырки в валентной зоне и электрона в зоне проводимости соответственно, p_{cv} — межзонный матричный элемент оператора импульса, ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, E_t — энергия примесного уровня, отсчитанная от дна зоны проводимости, $\Delta = \hbar\omega - |E_t|$, $\gamma = m_c/m_v$, коэффициент N_t вычисляется по следующей формуле [36]:

$$N_t^2 = 2^{3/2} \pi \hbar^3 [m_c^{3/2} / |E_t|^{1/2} + m_v^{3/2} / (E_g + |E_t|)^{1/2}]^{-1}. \quad (3)$$

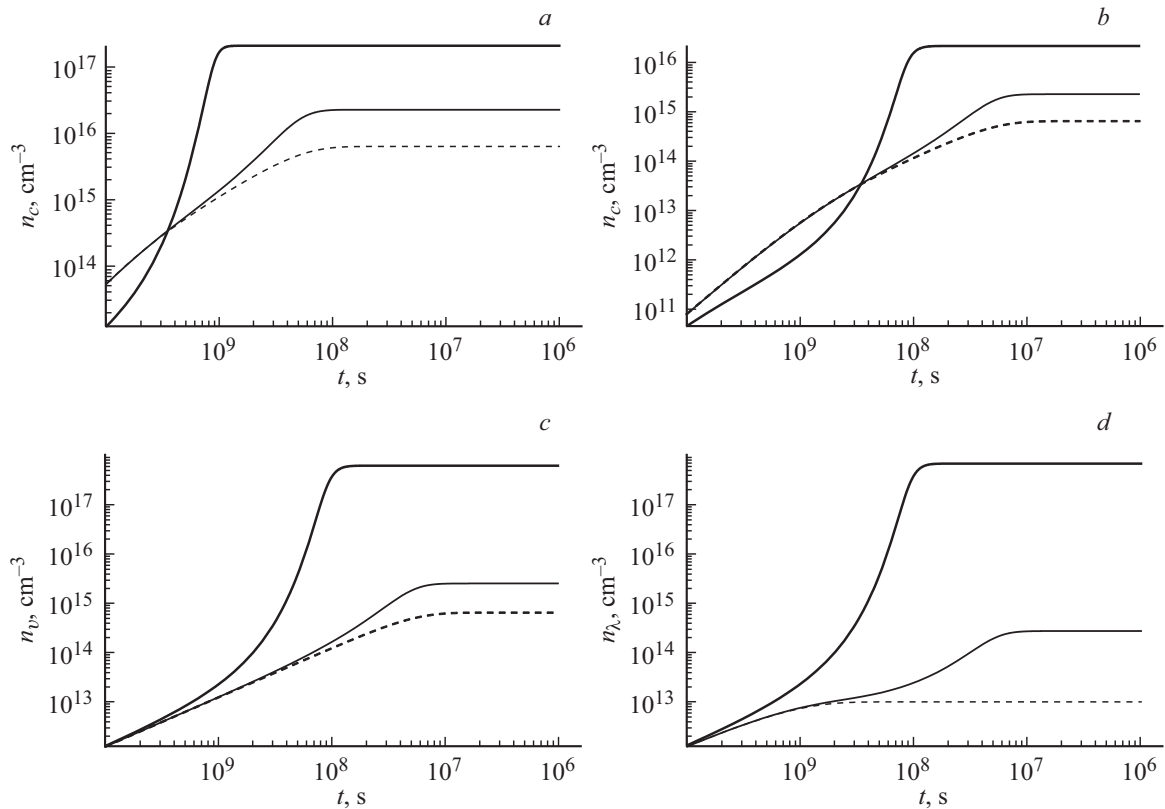


Рис. 2. Зависимости концентрации электронов в зоне проводимости n_c (a, b), концентрации неравновесных дырок n_v (c) и заселенности примесных состояний $n_\lambda = n_t \times n_i$ (d) от времени действия лазерного излучения. Штриховая линия: в генерации ЭДП участвует только двухфотонно-однофотонный каскад; тонкая сплошная линия: в генерации ЭДП участвует и двухцентровый механизм; жирная сплошная линия: учитывается возможность примесей собираться в кластеры. Средняя по объему кристалла концентрация примесных центров $n_i = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Интенсивность излучения $j = 10^6 \text{ W/cm}^2$ (a), $j = 10^5 \text{ W/cm}^2$ (b-d). Примесные центры не заселены до начала действия импульса.

Скорость двухфотонного перехода „валентная зона–примесь“ определяется выражением [37]

$$\sigma_{vt}^{(2)} = \frac{2^{11/2} e^4 \pi N_t^2 m_v^{3/2} \Delta^{1/2}}{m^2 c^2 \varepsilon_\infty \hbar^6 \omega^6} |M_{vt}^{(2)}|^2, \quad (4)$$

где $\Delta = -E_g + 2\hbar\omega + |E_t|$, а приведенный составной матричный элемент $M_{vt}^{(2)}$ определяется выражением

$$|M_{vt}^{(2)}|^2 = \frac{p_{cv}^4}{18m^2 \hbar^2 \omega^2} + \left(\frac{4(1 + \gamma^{-1}/3)^2}{3m_v(\gamma^{-1}\Delta + |E_t|)} - \frac{2\Delta}{9m_v \hbar^2 \omega^2} \right) p_{cv}^2 + \frac{2m^2 \Delta^2}{5m_v^2 \hbar^2 \omega^2}. \quad (5)$$

В работе [33] было получено выражение для вероятности двухэлектронного перехода, когда в процессе принимают участие два примесных центра:

$$\gamma_{vt}^{(1)}(n_c, j, \tilde{R}) = \frac{2^9 e^6 \gamma^4 m_v^7 m^5 p_{cv}^2 a_0^9 k_{0v} N_t^4 n_c j}{\varepsilon_\infty^{1/2} \varepsilon_t^2 c \hbar^{15} \omega^2 \tilde{R}^2} |\tilde{M}_{cv,AB}(\tilde{R})|^2, \quad (6)$$

где безразмерный приведенный матричный элемент процесса $\tilde{M}_{cv,AB}(\tilde{R})$ дается выражением

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{cv,AB}(\tilde{R}) = & \frac{1}{\gamma a_1^2 a_2^2 c_1^2} \left(1 - \frac{a_1^2 e^{-a_1 \tilde{R}} - a_2^2 e^{-a_2 \tilde{R}}}{a_1^2 - a_2^2} \right) \\ & + \sum_{j=1}^2 \gamma_j \left[\frac{1}{b_1^2 b_2^2 b_{3j}^2} - \frac{e^{-b_1 \tilde{R}}}{b_1^2 (b_1^2 - b_2^2) (b_1^2 - b_3^2)} \right. \\ & \left. - \frac{e^{-b_2 \tilde{R}}}{b_2^2 (b_2^2 - b_1^2) (b_2^2 - b_{3j}^2)} - \frac{e^{-b_{3j} \tilde{R}}}{b_{3j}^2 (b_{3j}^2 - b_1^2) (b_{3j}^2 - b_2^2)} \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

В формуле (7) используются следующие обозначения: $\mu = 2m_v a_0^2 / \hbar^2$, $k_{0v}^2 = \mu(2|E_t| - E_g + \hbar\omega)$, $a_1^2 = \gamma\mu|E_t|$, $a_2^2 = \mu[(2 + \gamma)|E_t| - E_g + \hbar\omega]$, $b_1^2 = \gamma\mu(3|E_t| - E_g + \hbar\omega)$, $b_2^2 = \mu|E_t|$, $b_{31}^2 = \gamma\mu|E_t|$, $b_{32}^2 = \mu(|E_t| + \hbar\omega)$, $c_1^2 = \mu[2|E_t| + \gamma^{-1}(2|E_t| - E_g + \hbar\omega)]$, $\gamma_1 = \gamma$, $\gamma_2 = 1$, ε_t — продольная диэлектрическая проницаемость, a_0 — постоянная решетки, \tilde{R} — отношение расстояния между примесными центрами к a_0 .

Для того, чтобы получить вероятность перехода в единице объема, необходимо проинтегрировать выра-

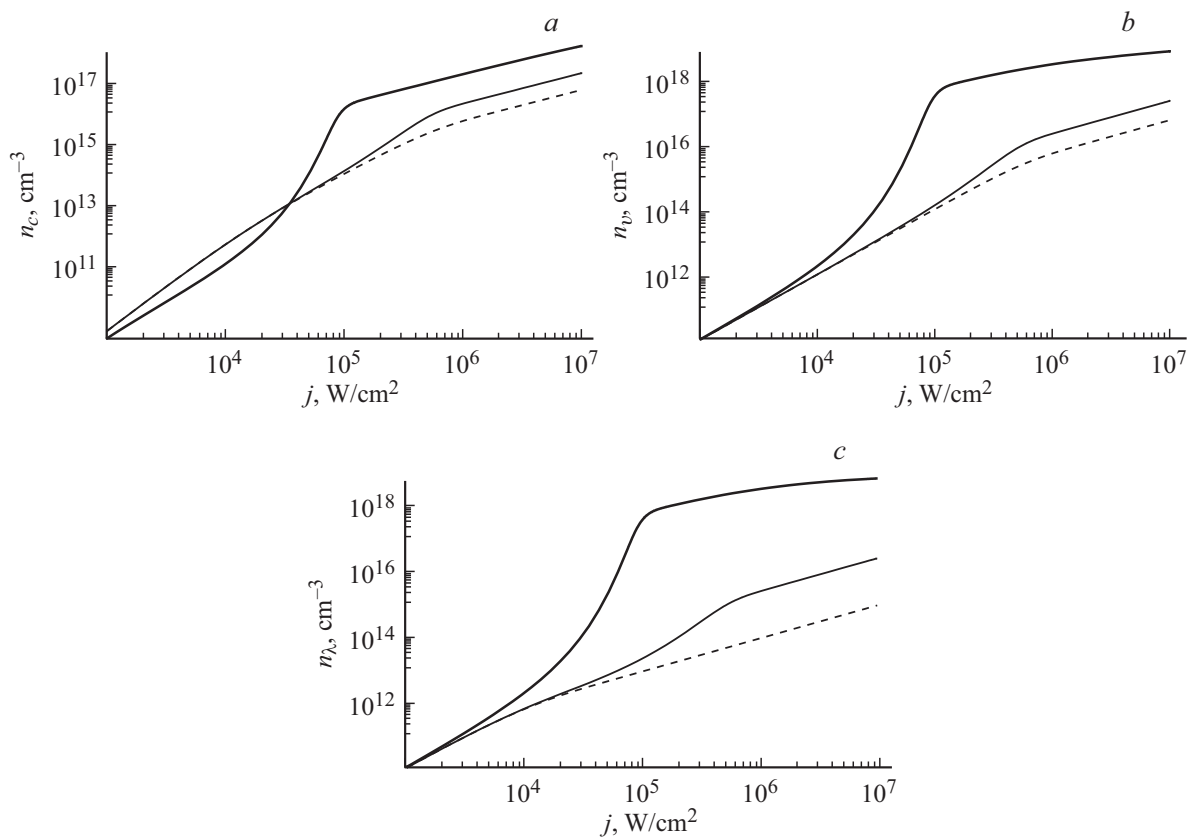


Рис. 3. Зависимости концентраций электронов в зоне проводимости n_c (a), дырок в валентной зоне n_v (b), электронов на примесных центрах n_λ (c) от интенсивности излучения j . Обозначения кривых такие же, как на рис. 2. Концентрация примесных центров $n_i = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Время, прошедшее с момента начала действия излучения, $\tau = 10^{-8} \text{ s}$. Примесные центры не заселены до начала действия импульса.

жение (6) с учетом (7) по объему материала. Поскольку при больших значениях \tilde{R} правая часть (6) пропорциональна \tilde{R}^{-2} , очевидно, что такой интеграл расходится в соответствии с дальнедействующей природой кулоновского взаимодействия. Следует, однако, иметь в виду, что фактически фигурирующие в (6) интегралы перекрытия волновых функций примесных центров необходимо учитывать лишь для расстояний, не превышающих длину когерентности R_c для этих функций, причем $R_c \sim l$, где l — длина свободного пробега электронов или дырок. Для того, чтобы учесть указанное обстоятельство, введем в подынтегральную функцию экспоненциальный множитель

$$\gamma_{v\lambda}^{(1)} = 4\pi a_0^3 \int_0^\infty \gamma_{v\lambda}^{(1)}(n_c, j, \tilde{R}) \tilde{R}^2 e^{-\tilde{R}/\tilde{R}_c} d\tilde{R}, \quad (8)$$

где $\tilde{R}_c = R_c/a_0$.

В случае, когда примесные центры распределены не равномерно в объеме полупроводника, а сосредоточены в „кластерах“ со средним линейным размером $R_0 \sim R_c$, с концентрацией примесей в „кластере“ an_i ($\alpha \gg 1$), в системе уравнений баланса (1) величина $\gamma_{v\lambda}^{(1)}$ будет

определяться не формулой (8), а выражением

$$\gamma_{v\lambda}^{(1)} = 4\pi\alpha a_0^3 \int_0^{\tilde{R}_0} \gamma_{v\lambda}^{(1)}(n_c, j, \tilde{R}) \tilde{R}^2 d\tilde{R}, \quad (9)$$

где an_i — концентрация примесей в кластере, R_0 — линейный размер кластера, $\tilde{R}_0 = R_0/a_0$.

Результаты расчетов

На рис. 2 представлены расчетные зависимости концентраций неравновесных фотогенерированных электронов и дырок и заселенностей примесных состояний от времени t , прошедшего с момента начала действия лазерного излучения. Расчеты выполнены для случаев, когда действует лишь каскадный двухфотонно-однофотонный механизм возбуждения, либо когда в генерации неравновесных ЭДП участвует также двухцентровый механизм переходов „валентная зона–примесь“. Кроме того, рассматриваются случаи равномерного распределения примесей по объему кристалла и более высокой концентрации примесей в отдельных „кластерах“. Расчеты выполнялись при следующих значениях параметров: $m_v = 0.7m$, $m_c = 0.4m$, $E_g = 2 \text{ eV}$, $E_i = 0.7 \text{ eV}$,

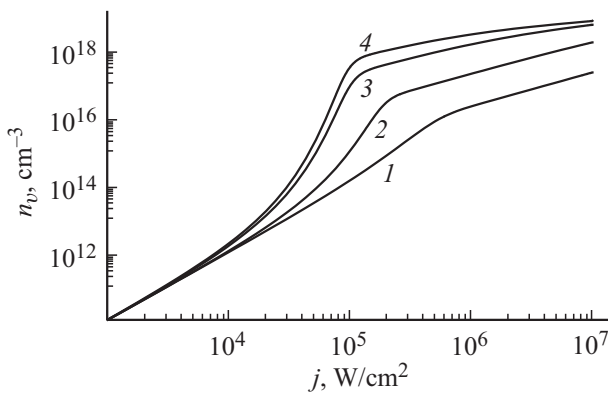


Рис. 4. Зависимости концентраций дырок в валентной зоне n_v от интенсивности лазерного излучения для различных „кластеров“. Длительность импульса $\tau = 10^{-8}$ с. $R_0 = 1000a_0$. Отношение концентрации примесей в кластере к средней концентрации во всем объеме материала $\alpha = 1$ (1), 10 (2), 100 (3), 300 (4).

$p_{cv} = 3 \cdot 10^{-19}$ г·см/с, $\varepsilon_l = 3$, $\varepsilon_\infty = 3$, $d = 3 \cdot 10^{-8}$ см³с⁻¹, $\hbar\omega = 0.9$ эВ, $n_i = 10^{19}$ см⁻³, $\alpha = 300$, $R_0 = 1000a_0$, $R_c = 1000a_0$, $a_0 = 3 \cdot 10^{-8}$ см.

Видно, что при концентрации примесей $n_i \sim 10^{19}$ см⁻³ учет двухцентровых переходов приводит к значительному увеличению концентрации неравновесных носителей заряда и заполнения примесных состояний. В случае, когда примеси сосредоточены в „кластерах“, этот эффект существенно усиливается. Время установления квазиравновесных концентраций τ_{eq} обратно пропорционально интенсивности света j и составляет $\tau_{eq} \sim 10$ пс при $j = 10^5$ Вт/см². Следует отметить, что при рассмотренном двухцентровом механизме возбуждения кристалла большая часть покинувших валентную зону электронов заполняет примесные состояния, так что концентрация фотогенерированных дырок в валентной зоне значительно превышает концентрацию свободных электронов в зоне проводимости.

На рис. 3 представлены зависимости концентраций неравновесных носителей от интенсивности индуцирующего излучения в зоне проводимости и валентной зоне и концентрации электронов в примесных состояниях от интенсивности излучения. Видно, что для принятых в расчетах значений параметров кристалла действие двухцентрового механизма возбуждения приводит к появлению области интенсивностей j , в которой концентрации фотовозбужденных электронов и дырок очень резко возрастают с ростом j , что как раз характерно для процессов типа ФЛ.

На рис. 4 приведена зависимость концентрации дырок в валентной зоне от интенсивности лазерного излучения для различных параметров „кластеров“. Как и следовало ожидать, увеличение концентрации примесей в „кластере“ при неизменном размере кластера приводит к увеличению концентрации неравновесных дырок.

Укажем примеры примесей, положение уровней которых в запрещенной зоне кристалла позволяет реализовать предложенный в работе механизм фотовозбуждения. Положение примесного уровня и энергия кванта падающего излучения должны удовлетворять следующим условиям: $\hbar\omega > |E_t|$ и $E_g - |E_t| > \hbar\omega > (E_g - |E_t|)/2$. Таким условиям удовлетворяют, например, примесь хрома в GaAs ($E_g = 1.42$ эВ, $|E_t| = 0.63$ эВ, $\hbar\omega \approx 0.64-0.67$ эВ) [38], примесь меди в InP ($E_g = 1.34$ эВ, $|E_t| = 0.66$ эВ, $\hbar\omega \approx 0.66$ эВ) [39]), примесь кремния в GaN ($E_g = 3.2$ эВ, $|E_t| = 0.59$ эВ, $\hbar\omega \approx 1.4-1.5$ эВ) [40].

Заключение

Как показывают результаты расчетов, учет двухцентрового механизма фотовозбуждения прозрачных кристаллов с глубокими примесями приводит к отчетливо выраженному пороговому характеру процесса каскадной генерации неравновесных электронов и дырок. Фактически предлагаемый механизм позволяет реализовать пороговое переключение материала из непроводящего в проводящее состояние при достаточно умеренных интенсивностях света порядка 10^5 Вт/см², при этом концентрация дырок в валентной зоне оказывается на несколько порядков выше, чем при учете лишь двухфотонно-однофотонного каскадного механизма возбуждения. Увеличение интенсивности возбуждающего лазерного излучения приводит к увеличению квазиравновесных концентраций неравновесных носителей заряда и к уменьшению времени переключения материала, при этом время установления квазиравновесных концентраций $\tau_{eq} \propto j^{-1}$.

Укажем ряд аспектов рассмотренной задачи, которые предстоит исследовать более детально. Так, в частности, при высоких интенсивностях света j состояния вблизи дна зоны проводимости c оказываются заполненными, а состояния вблизи потолка валентной зоны v — опустошенными (т.е. возникает высокая концентрация дырок). Это обстоятельство может оказаться существенным в случае, когда точка двухфотонного резонанса на переходе „валентная зона v —примесь“ расположена в k -пространстве в непосредственной близости от потолка зоны v , либо когда точка однофотонного резонанса на переходе „примесь—зона проводимости c “ находится вблизи дна зоны c . Влияние этих факторов на скорости переходов может быть учтено аналогично тому, как это сделано в работах [24,27,30–32]. Очевидно также, что при высокой концентрации примесных центров возможно образование примесной зоны. В этом случае возникает ситуация, промежуточная между теми, что рассмотрены в [32–34] и в настоящей работе. Для исследования такой задачи необходим выход за рамки модели потенциала нулевого радиуса. Кроме того, в дальнейшем может быть учтено влияние заполнения примесных центров на скорость рекомбинации электронов и дырок.

Вероятно, учет этого фактора привел бы к усилению полученного эффекта.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01), базовой части государственного задания в сфере научной деятельности — проект 5.4681.2017/6.7 и РФФИ (грант 16-32-00102).

Список литературы

- [1] *Chivian J.S., Case W.E., Eden D.D.* // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 2. P. 124. doi 10.1063/1.91044
- [2] *Kuenu A.W., Case W.E., Koch M.E.* // JOSA B. 1989. V. 6. N 4. P. 639. doi 10.1364/JOSAB.6.000639
- [3] *Case W.E., Koch M.E., Kuenu A.W.* // J. Luminesc. 1990. V. 45. P. 351. doi 10.1016/0022-2313(90)90191-D
- [4] *Ni H., Rand S.C.* // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 18. P. 1424. doi 10.1364/OL.16.001424
- [5] *Kuenu A.W., Case W.E., Koch M.E.* // JOSA B. 1993. V. 10. N 10. P. 1834. doi 10.1364/JOSAB.10.001834
- [6] *Chen Y., Auzel F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 1. P. 207. doi 10.1088/0022-3727/28/1/029
- [7] *Auzel F., Chen Y.* // J. Luminesc. 1995. V. 65. N 1. P. 45. doi 10.1016/0022-2313(94)00071-J
- [8] *Auzel F., Chen Y.H.* // J. Non-Crystalline Solids. 1995. V. 184. P. 57. doi 10.1016/0022-3093(94)00595-8
- [9] *Goldner Ph., Pelle F.* // Opt. Materials. 1996. V. 5. N 4. P. 239. doi 10.1016/0925-3467(96)00003-1
- [10] *Auzel F.* // Acta Physica Polonica A. 1996. V. 90. N 1. P. 7. doi 10.12693/APhysPolA.90.7
- [11] *Pellé F., Goldner P.* // Acta Physica Polonica A. 1996. V. 90. N 1. P. 197. doi 10.12693/APhysPolA.90.197
- [12] *Guy S., Joubert M.-F., Jacquier B.* // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. N 13. P. 8240. doi 10.1103/PhysRevB.55.8240
- [13] *Joubert M.-F.* // Opt. Materials. 1999. V. 11. P. 181. doi 10.1016/S0925-3467(98)00043-3
- [14] *Gatch D.B., Dennis W.M., Yen W.M.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. N 16. P. 10790. doi 10.1103/PhysRevB.62.10790
- [15] *Hehlen M.P., Kuditcher A., Lenef A.L., Ni H., Shu Q., Rand S.C., Rai J., Rai S.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. N 2. P. 1116–1124. doi 10.1103/PhysRevB.61.1116
- [16] *Перлин Е.Ю., Ткачук А.М., Joubert M.-F., Moncorge R.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 5. С. 772; *Perlin E.Yu., Tkachuk A.M., Joubert M.-F., Moncorge R.* // Opt. Spectrosc. 2001. V. 90. N 5. P. 691. doi 10.1134/1.1374657.
- [17] *Singh A.K., Kumar K., Pandey A.C., Parkash O., Rai S.B., Kumar D.* // Appl. Phys. B. 2011. V. 104. P. 1035. doi 10.1007/s00340-011-4673-2
- [18] *Verma R.K., Singh S.K., Rai S.B.* // Current Applied Physics. 2012. V. 12. N 6. P. 1481. doi 10.1016/j.cap.2012.04.018
- [19] *Babu P., Martín I.R., Krishnaiah K.V., Seo H.J., Venkatramu V., Jayasankar C.K., Lavín V.* // Chem. Phys. Lett. 2014. V. 600. P. 34. doi 10.1016/j.cplett.2014.03.048
- [20] *Rathaiah M., Martín I.R., Babu P., Linganna K., Jayasankar C.K., Lavín V., Venkatramu V.* // Opt. Materials. 2015. V. 39. N 1. P. 16. doi 10.1016/j.optmat.2014.10.050
- [21] *Перлин Е.Ю.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. № 5. С. 777; *Perlin E.Yu.* // Opt. Spectrosc. 2001. V. 91. N 5. P. 729. doi 10.1134/1.1420854
- [22] *Perlin E.Yu.* // J. Luminesc. 2001. V. 94–95. P. 249. doi 10.1016/S0022-2313(01)00288-5
- [23] *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 3. С. 612; *Perlin E.Yu., Ivanov A.V., Levitskii R.S.* // ЖЭТФ. 2003. V. 96. N 3. P. 543. doi 10.1134/1.1567429
- [24] *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 2. С. 411; *Perlin E.Yu., Ivanov A.V., Levitskii R.S.* // ЖЭТФ. 2005. V. 101. N 2. P. 357. doi 10.1134/1.2047802
- [25] *Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С.* // Оптич. журн. 2006. Т. 73. № 1. С. 3; *Perlin E.Yu., Levitskii R.S.* // J. Opt. Technol. 2006. V. 73. N 1. P. 1. doi 10.1364/JOT.73.000001
- [26] *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.* // Оптич. журн. 2006. Т. 73. № 1. С. 12; *Perlin E.Yu., Ivanov A.V., Levitskii R.S.* // J. Opt. Technol. 2006. V. 73. N 1. P. 9. doi 10.1364/JOT.73.000009
- [27] *Левицкий Р.С., Иванов А.В., Перлин Е.Ю.* // Оптич. журн. 2006. Т. 73. № 2. С. 3; *Levitskii R.S., Ivanov A.V., Perlin E.Yu.* // J. Opt. Technol. 2006. V. 73. N 2. P. 71. doi 10.1364/JOT.73.000071
- [28] *Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С.* // Опт. и спектр. 2007. Т. 102. № 2. С. 303; *Perlin E.Yu., Levitskii R.S.* // Opt. Spectrosc. 2007. V. 102. N 2. P. 262. doi 10.1134/S0030400X07020154
- [29] *Иванов А.В., Левицкий Р.С., Перлин Е.Ю.* // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 2. С. 272; *Ivanov A.V., Levitskii R.S., Perlin E.Yu.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. N 2. P. 255. doi 10.1134/S0030400X09080153
- [30] *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Попов А.А.* // Опт. и спектр. 2012. Т. 113. № 4. С. 418; *Perlin E.Yu., Ivanov A.V., Popov A.A.* // Opt. Spectrosc. 2012. V. 113. N 4. P. 376. doi 10.1134/S0030400X12100074
- [31] *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Попов А.А.* // Опт. и спектр. 2012. Т. 113. № 4. С. 426; *Perlin E.Yu., Ivanov A.V., Popov A.A.* // Opt. Spectrosc. 2012. V. 113. N 4. P. 383. doi 10.1134/S0030400X12100086
- [32] *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Попов А.А.* // Опт. и спектр. 2013. Т. 115. № 5. С. 830; *Perlin E.Yu., Ivanov A.V., Popov A.A.* // Opt. Spectrosc. 2013. V. 115. N 5. P. 739. doi 10.1134/S0030400X13110179
- [33] *Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С., Иванов А.В., Елисеев К.А.* // Опт. и спектр. 2015. Т. 117. № 2. С. 242. doi 10.7868/S0030403415020154; *Perlin E.Yu., Levitskii R.S., Ivanov A.V., Eliseev K.A.* // Opt. Spectrosc. 2015. V. 118. N 2. P. 229. doi 10.1134/S0030400X15020150
- [34] *Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С., Иванов А.В., Елисеев К.А.* // Опт. и спектр. 2015. Т. 119. № 2. С. 226. <http://dx.doi.org/10.7868/S0030403415080188>; *Perlin E.Yu., Levitskii R.S., Ivanov A.V., Eliseev K.A.* // Opt. Spectrosc. 2015. V. 119. N 2. P. 216. <http://dx.doi.org/10.1134/S0030400X15080184>
- [35] *Lucovsky G.* // Solid State Commun. 1965. V. 3. N 9. P. 299. doi 10.1016/0038-1098(65)90039-6
- [36] *Бонч-Бруевич В.Л.* // Вестн. Московского университета. Сер. физика и астрономия. 1971. Т. 12. № 5. С. 586.

- [37] *Левицкий Р.С., Перлин Е.Ю., Попов А.А.* // Оптик. журн. 2010. Т. 77. № 10. С. 3; *Levitski R.S., Perlin E.Yu., Popov A.A.* // J. Opt. Technol. 2010. V. 77. N 10. P. 77. doi 10.1364/JOT.77.000593
- [38] *Milnes A.G.* Deep Impurities in Semiconductors. John Wiley & Sons Inc, 1973. 544 p.; *Милнс А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
- [39] *Levinshtein M., Rumyantsev S., Shur M.* Handbook Series on Semiconductor Parameters. V. 1. World Scientific Pub. Co Inc, 1996. 218 p.
- [40] *Hacke P., Maekawa A., Koide N., Hiramatsu K., Sawaki N.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1994. V. 33. Pt. 1. N 12A. P. 6443 doi 10.1143/JJAP.33.6443