

# ПРЕДПРОБОЙНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР: ЭФФЕКТ МНОГОФОТОННОЙ ЛАВИНЫ

*Е. Ю. Перлин\*, А. В. Иванов, Р. С. Левцкий*

*Всероссийский научный центр «Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова»  
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 5 марта 2005 г.

Рассмотрен новый механизм предпробойной генерации электрон-дырочных пар, включающий каскад межзонных многофотонных переходов, а также процессов оже-типа с участием двух или трех фотонов. Совокупность этих процессов приводит к эффекту многофотонной лавины. Пороговые интенсивности излучения накачки, необходимые для включения лавинного механизма, находятся в области  $10^{11}$ – $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Составлены уравнения баланса населенностей в зонах, описывающие кинетику генерации пар, и получены их численные решения. Показано, что при интенсивностях, превышающих пороговые значения, предложенный механизм генерации неравновесных электрон-дырочных пар оказывается более эффективным, чем «обычное» многофотонное поглощение.

PACS: 42.50.Hz, 42.65.Sf, 78.67.De

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Первые работы по пробое прозрачных диэлектриков и широкозонных полупроводников мощным лазерным излучением появились еще в 60-х годах (см., например, [1–4]). Тем не менее многообразие и сложность физических аспектов и исключительно высокое практическое значение явления пробоя делают его исследование по-прежнему актуальным. В настоящей работе рассматривается лишь один из аспектов этой проблемы — генерация неравновесных электрон-дырочных ( $e$ - $h$ ) пар интенсивным светом с энергией кванта  $\hbar\omega$ , большой по сравнению с энергиями колебательных возбуждений, но малой по сравнению с шириной запрещенной зоны  $E_g$  материала. По-видимому, в большинстве случаев именно появление под действием мощного света значительного количества неравновесных свободных носителей является основной предпосылкой процессов, ведущих, в конечном счете, к деструкции материала.

Уже в ранних работах указывалось, что при возникновении пробоя в очень чистых прозрачных материалах основную роль играют два механизма генерации неравновесных  $e$ - $h$ -пар — лавинная иони-

зация и многофотонные межзонные переходы. Пробоем за счет лавинной ионизации посвящено большое количество работ (см., например, [5–13]). Вместе с тем понятно, что в интересующем нас случае, когда  $\hbar\omega \gtrsim 1$  эВ,  $E_g \gtrsim 5$  эВ, эффективность процесса ударной ионизации, вызывающей лавину, едва ли может быть высокой. Дело в том, что для рождения  $e$ - $h$ -пар электрон в зоне проводимости должен обладать кинетической энергией, превышающей пороговое значение

$$E_{th} = \frac{2\zeta + 1}{\zeta + 1} E_g, \quad (1)$$

где  $\zeta = m_c/m_v$ ,  $m_c$  и  $m_v$  — эффективные массы соответственно электронов в нижней зоне проводимости и дырок в верхней валентной зоне. Здесь и далее для определенности говорим об электронах, хотя процессы типа ударной ионизации могут идти и за счет неравновесных дырок. Ясно, что ширина разрешенной зоны  $\Delta E_c$  может оказаться меньше, чем  $E_{th}$ , и в этом случае механизм ударной ионизации, по крайней мере в простой форме, не работает. Если же  $\Delta E_c > E_{th}$ , то требующуюся кинетическую энергию электрон может получить либо за счет многоступенчатого каскада внутризонных однофотонных переходов, либо за счет многофотонных внутризон-

\*E-mail: smperlin@online.ru

ных переходов. Оба этих механизма при  $\hbar\omega \gtrsim 1$  эВ неэффективны, причем каскадный механизм — в силу малости коэффициента внутризонного поглощения в интересующей нас спектральной области (эффективные сечения порядка  $10^{-20}$ – $10^{-19}$  см<sup>2</sup>) и малых (порядка  $10^{-13}$  с) времен релаксации носителей, обусловленных, в первую очередь, их взаимодействием с полярными оптическими колебаниями решетки. Вероятности же пяти–восьмифотонных внутризонных переходов (см., например, [14]) в интересующем нас спектральном диапазоне заведомо меньше, чем вероятности многофотонных межзонных переходов, при которых рождаются неравновесные  $e$ - $h$ -пары.

Многофотонные межзонные переходы несомненно играют важную роль в предпробойной генерации  $e$ - $h$ -пар. При этом либо за счет таких переходов непосредственно получается достаточная для пробоя концентрация неравновесных носителей, либо они рождают затравочные электроны для лавинной ионизации. Роли многофотонных межзонных переходов в физике пробоя и обсуждению различных механизмов пробоя посвящены работы [3, 4, 15–19].

В 90-х годах был выполнен ряд работ по пробую твердых тел сверхкороткими лазерными импульсами субпикосекундного и фемтосекундного диапазонов. Это привело к оживлению дискуссии вокруг возможных механизмов пробоя (см. [20–28]). В частности, подробно исследовались зависимости порога пробоя от длительности импульса и частоты света [20–26]. Некоторые из этих зависимостей хорошо описывались [21, 23] в рамках модели, в которой лавинная ионизация являлась главным возбуждающим механизмом, а многофотонные межзонные переходы обеспечивали создание начальной заселенности электронов для запуска этой лавины. Однако в рамках этой модели, основанной на уравнении Фоккера–Планка для динамики электронов в поле излучения, не удавалось объяснить результаты измерений порога пробоя в зависимости от задержки между двумя лазерными импульсами [25, 26]. Несколько иная модель, основанная на кинетических уравнениях Больцмана, предложена в работе [27]. Здесь, в отличие от работы [21], предполагается, что в случае коротких лазерных импульсов ( $\tau_p \leq 200$  фс) многофотонная ионизация доминирует над лавинной (см. также [17]). Модель, предложенная в работе [21], была модифицирована в работе [28] путем учета в кинетических уравнениях процессов релаксации и описания источников электронов. В то же время и эта модель не претендует на полное объяснение совокупности имеющихся экспериментальных данных.

Помимо лавинной ионизации и многофотонных межзонных переходов в генерацию  $e$ - $h$ -пар могут вносить вклад процессы промежуточного типа [29, 30]. Если выполняется соотношение  $(n - 1)\hbar\omega < E_g < n\hbar\omega$ , то дефицит энергии  $\Delta^{(n-1)} = E_g - (n - 1)\hbar\omega$ , необходимой для рождения  $e$ - $h$ -пары при поглощении  $n - 1$  фотонов, может быть восполнен за счет кинетической энергии свободных электронов, которая в этом случае должна превышать пороговое значение

$$E'_{th} = \frac{2\zeta + 1}{\zeta + 1} \Delta^{(n-1)}. \quad (2)$$

Очевидно, что  $E'_{th} \ll E_{th}$ . Если  $E'_{th} \gg k_B T$ , то в процессе могут участвовать только те свободные электроны, которые обладают достаточно большой кинетической энергией. Эта энергия может быть приобретена лишь за счет внутризонного поглощения света. Такие процессы актуальны только для длинноволновой области спектра, где сечения внутризонного поглощения света достаточно велики. В частности, в работах [29, 30] исследовано поглощение излучения CO<sub>2</sub>-лазера ( $\hbar\omega \sim 10^{-1}$  эВ) в  $n$ -InAs за счет трехфотонных межзонных переходов с участием свободных электронов. Поскольку скорость генерации свободных носителей в таких процессах растет с их концентрацией, при определенных условиях возможно лавинообразное нарастание числа неравновесных  $e$ - $h$ -пар. Хотя исследованные в работах [29, 30] процессы сами по себе едва ли могут играть заметную роль в интересующей нас проблеме пробоя широкозонного материала излучением диапазона 1 мкм, модифицированные варианты процессов такого типа могут оказаться вполне актуальными. В частности, они играют ключевую роль в предлагаемой в данной работе модели предпробойной генерации  $e$ - $h$ -пар, основанной на схеме фотонной лавины.

Эффект фотонной лавины обычно используется для возбуждения коротковолновой люминесценции с помощью длинноволновой накачки. В большей части работ, посвященных этому эффекту (см., например, [31–37]), рассматриваются системы примесных редкоземельных ионов. Простейший вариант фотонной лавины реализуется в системе трехуровневых примесей. Обозначим основное и два возбужденных состояния примесей как 1, 2, 3. Частоты переходов между  $i$ -м и  $k$ -м состояниями обозначим через  $\omega_{ik}$ . В отсутствие накачки заполнено только состояние 1. Если частота накачки  $\omega \approx \omega_{32} > \omega_{21}$ , то при малых интенсивностях  $j$  света в системе ничего не происходит. При больших  $j$  электрон на одной

из примесей, оказавшийся по какой-либо причине в нижнем возбужденном состоянии 2, очень быстро поглощает квант  $\hbar\omega$  и переходит в верхнее состояние 3. При высокой концентрации примесей за счет кросс-релаксационного процесса  $31 \rightarrow 22$  электрон на одной из примесей возвращается из состояния 3 в состояние 2, а электрон на соседней примеси переходит из состояния 1 в состояние 2. Тогда в состоянии 2 оказываются уже электроны на двух примесях. Каждый из них, в свою очередь, может участвовать в таких же процессах. В результате в состоянии 2 накапливается много электронов на различных примесях, возникает сильное поглощение на переходах  $2 \rightarrow 3$  и, соответственно, высокая заселенность на уровне 3. При этом возможна люминесценция на переходе  $3 \rightarrow 1$  на частоте  $\Omega > \omega$ . К характерным свойствам фотонной лавины относится четко выраженный пороговый характер явления: при  $j \approx j_{th}$  скачком увеличиваются заселенности возбужденных состояний и поглощение света, а также происходит резкое возрастание времени  $\tau_{eq}$  установления квазиравновесного распределения населенностей электронов. Пороговый характер возникновения фотонной лавины позволил дать анализ этого явления в терминах теории фазовых переходов Ландау второго рода [34].

В работах [38, 39] был рассмотрен эффект фотонной лавины в полупроводниковой системе с легированными квантовыми ямами. В этом случае переключение в режим фотонной лавины может осуществляться за значительно более короткое время и с затратой меньшей энергии, чем в системе редкоземельных ионов.

В работе [40] была предложена схема появления фотонной лавины в структуре с квантовыми ямами типа II. Было показано, что эта схема позволяет при умеренных интенсивностях накачки ( $j \sim 10^5\text{--}10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) возбудить значительное количество неравновесных  $e\text{-}h$ -пар и получить люминесценцию с длиной волны, в три-пять раз большей, чем у возбуждающего света. При этом энергия переключения между слабо- и сильнопоглощающими состояниями составляет  $E_{sw} \sim 1\text{--}10$  пДж/мкм<sup>2</sup>, что на четыре-пять порядков ниже, чем в системе редкоземельных ионов.

В данной работе предлагается новый механизм генерации неравновесных  $e\text{-}h$ -пар светом очень высокой интенсивности ( $j \sim 10^{11}\text{--}10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>). Этот механизм, основанный на эффекте типа фотонной лавины, включает как «обычные» многофотонные, так и межзонные переходы с участием свободных носителей.

## 2. МОДЕЛЬ МНОГОФОТОННОЙ ЛАВИНЫ

Предполагается, что в материале отсутствуют примеси, ионизация которых светом могла бы привести к заметной концентрации неравновесных носителей. Считается также, что отсутствуют неоднородности, локальный разогрев которых излучением мог бы привести к пробое.

Рассмотрим модель кристалла, включающую две зоны проводимости,  $c$  и  $c_1$ , и валентную зону  $v$ . Для определенности предположим, что энергетический зазор  $E_g$  между валентной зоной и нижней зоной проводимости  $c$  несколько меньше, чем  $n\hbar\omega$ , а зазор  $E'_g$  между зонами проводимости меньше, чем  $l\hbar\omega$  ( $l < n$ , рис. 1). Будем рассматривать два варианта процесса:  $n = 5, l = 3$  и  $n = 5, l = 2$ . За счет прямых  $n$ -фотонных переходов  $v \rightarrow c$  в нижней зоне проводимости  $c$  появляется некоторое число свободных электронов. За времена порядка  $10^{-13}$  с они оказываются вблизи дна зоны. Затем, благодаря  $l$ -фотонным переходам между зонами проводимости  $c$  и  $c_1$ , электроны попадают в верхнюю зону проводимости. Ключевую роль для предлагаемого механизма играет процесс  $c_1 + (n-l)\hbar\omega \rightarrow ccv$  оже-типа, т. е. электрон в зоне  $c_1$  с помощью  $n-l$  фотонов рождает пару, состоящую из дырки в зоне  $v$  и электрона в зоне  $c$ , переходя при этом в зону  $c$ , где в результате появляются два новых электрона. Если соотносить это с «классической» схемой эффекта фотонной лавины, описанной в предыдущем разделе, то  $n$ -фотонные переходы  $v \rightarrow c$  играют роль слабых

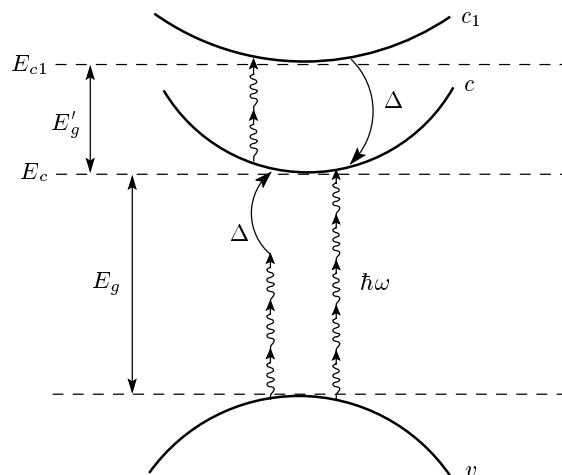


Рис. 1. Схема переходов в системе, состоящей из валентной зоны  $v$  и двух зон проводимости,  $c$  и  $c_1$  ( $l = 3$ ). Волнистыми линиями со стрелками обозначены фотоны (см. также пояснения в тексте)

нерезонансных переходов  $0 \rightarrow 1$ ,  $l$ -фотонные переходы  $c \rightarrow c_1$  соответствуют быстрым резонансным переходам  $2 \rightarrow 3$ , а переходы  $c_1 + (n-l)\hbar\omega \rightarrow ccv$  играют ту же роль, что кросс-релаксация  $31 \rightarrow 22$ .

Мы будем называть предлагаемый здесь механизм генерации  $e$ - $h$ -пар многофотонной лавиной.

Рассматриваемая модель, естественно, включает также релаксационный процесс  $c_1 \rightarrow c$  с участием фононов и процессы рекомбинации неравновесных фотовозбужденных электронов и дырок.

Очевидно, что предложенная модель дает хорошие результаты лишь в области очень сильных электромагнитных полей при напряженности электрического поля световой волны  $F_\omega \gtrsim 10^7$  В/см. При  $\hbar\omega = 1.17$  эВ,  $m_r = 0.4m_0$  ( $m_r^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона),  $E_g = 5.7$  эВ,  $F_\omega = 10^7$  В/см параметр Келдыша [41, 42]

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{m_r E_g}}{e F_\omega} \quad (3)$$

принимает значение  $\gamma \approx 6.4$ . Большая величина параметра  $\gamma$  позволяет заключить, что в области интенсивностей, меньших  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, в рассматриваемой ситуации адекватной является картина многофотонных межзонных переходов, а не межзонного туннелирования в поле сильной электромагнитной волны. При этом неравенство  $1/(4\gamma)^2 \ll 1$  позволяет утверждать, что между заданными зонами фактически будут идти переходы с наименьшим числом фотонов, допускаемым законами сохранения<sup>1)</sup>. Для оценки вероятностей многофотонных межзонных переходов далее будут использоваться результаты работ [44, 45], где получены формулы для вероятностей  $n$ -фотонных межзонных переходов,

$$W_{vc}^{(n)} \equiv \sigma_{vc}^{(n)} j^n,$$

при произвольных  $n$ . В области малых  $j$  для  $n = 3$  эти формулы совпадают с полученными в рамках стандартной теории возмущений. При  $n \gg 1$  формулы из работ [44, 45] дают асимптотику, близкую к той, которая получена в работах [41, 42]. Соответствующие формулы приведены в Приложении.

Как уже отмечалось выше, ключевую роль в возникновении многофотонной лавины играют перехо-

<sup>1)</sup> Такая ситуация является типичной, но бывают исключения. Так, в работе [43] показано, что в непрямозонном материале AgVb благодаря особенностям электронной зонной структуры и проявлениям оптического эффекта Штарка в условиях двойного межзонного резонанса вероятности  $n$ -фотонных межзонных переходов с  $n = 3$  и  $n = 4$  оказываются при  $j \gtrsim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 560$  нм) большими, чем вероятности переходов с  $n = 2$ .

ды  $c_1 + s\hbar\omega \rightarrow ccv$ ,  $s = n - l$  оже-типа. Вычисление вероятностей этих переходов,

$$W_a^{(s)} \equiv \gamma^{(s)} j^s n_{c_1},$$

проводилось в  $s + 1$  порядке теории возмущений ( $s$  порядков по взаимодействию электронной подсистемы с полем электромагнитной волны и один порядок по межэлектронному кулоновскому взаимодействию). Критерии применимости борновского приближения по кулоновскому взаимодействию для данного процесса и принципы отбора фейнмановских диаграмм, дающих главный вклад в сечение, подробно описаны в работе [46]. Результаты приводятся в Приложении.

### 3. УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ДЛЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ ЗОН

Уравнения баланса для концентраций электронов в двух зонах проводимости,  $n_c$  и  $n_{c_1}$ , имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{c_1} &= -W_{c_1c} n_{c_1} + \sigma_{cc_1}^{(l)} j^l f_{cc_1} - \gamma^{(l)} j^{n-l} n_{c_1} - \\ &\quad - d_{c_1} [(p_0 + n_c - n_0 + n_{c_1}) n_{c_1} - n_0 p_0], \\ \dot{n}_c &= W_{c_1c} n_{c_1} - \sigma_{cc_1}^{(l)} j^l f_{cc_1} + 2\gamma^{(l)} j^{n-l} n_{c_1} + \\ &\quad + \sigma_{vc}^{(n)} j^n (1 - f_c)(1 - f_p) - \\ &\quad - d_c [(p_0 + n_c - n_0 + n_{c_1}) n_c - n_0 p_0] \end{aligned} \quad (4)$$

с начальными условиями  $n_{c_1} = 0$ ,  $n_c = n_0$  при  $t = 0$ . В формулах (4)  $W_{c_1c}$  — скорость релаксационных переходов электронов из верхней зоны проводимости в нижнюю,  $n_0$  и  $p_0$  — соответственно равновесные концентрации электронов в нижней зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Скорости  $w_{cc_1}^{(l)} \equiv \sigma_{cc_1}^{(l)} j^l$   $l$ -фотонных переходов между зонами проводимости  $c$  и  $c_1$  описываются формулами, которые легко получить с помощью стандартной теории возмущений. Эти формулы также приведены в Приложении. Слагаемые, пропорциональные  $d_{c_1}$  или  $d_c$ , в правых частях уравнений (4) описывают обычную бимолекулярную рекомбинацию электронов в зонах проводимости с дырками в валентной зоне. Концентрация дырок определяется соотношением

$$p = n_c - n_0 + n_{c_1} + p_0, \quad (5)$$

причем  $p = p_0$  при  $t = 0$ .

При высоких интенсивностях света состояния вблизи дна зон проводимости  $c$  и  $c_1$  оказываются заполненными, а состояния вблизи потолка валентной

зоны  $v$  опустошаются (т. е. возникает высокая концентрация дырок  $p$ ). Это влияет на скорости многофотонных межзонных переходов и многофотонных переходов оже-типа. Данные эффекты не являются критическими для рассматриваемой задачи. Тем не менее их желательно учесть хотя бы в самом грубом приближении. С этой целью реальные распределения неравновесных электронов и дырок аппроксимируются фермиевскими функциями распределения, соответствующими мгновенным концентрациям  $n_c(t)$ ,  $n_{c_1}(t)$  и  $p(t)$  электронов и дырок. Так, в формулах (4) фигурирует функция распределения  $f_{cc_1}$  электронов в зоне  $c$ , соответствующая энергии  $\varepsilon_c(\mathbf{k}_{cc_1}^{(l)})$  в точке  $\mathbf{k}_{cc_1}^{(l)}$   $l$ -фотонного резонанса между зонами  $c$  и  $c_1$ :

$$f_{cc_1} = \left\{ \exp \left[ \frac{\varepsilon_c(\mathbf{k}_{cc_1}^{(l)}) - \mu_c(n_c)}{k_B T} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (6)$$

Аналогичным образом вводятся функции распределения  $f_c$  и  $f_p$  электронов в зоне  $c$  и дырок в зоне  $v$ , соответствующие энергиям  $\varepsilon_c(\mathbf{k}_{vc}^{(n)})$  и  $\varepsilon_v(\mathbf{k}_{vc}^{(n)})$  в точке  $\mathbf{k}_{vc}^{(n)}$   $n$ -фотонного резонанса между зонами  $v$  и  $c$  (см. также формулы (П.2)–(П.4) в Приложении). В случае относительно больших квантов возбуждающего света ( $\hbar\omega \gtrsim 1$  эВ) и не очень малых длительностей световых импульсов ( $\tau_p \gtrsim 1$  пс) такое приближение оказывается не очень плохим с учетом малых сечений внутризонного поглощения света и малых времен внутризонной релаксации электронов и дырок. Разумеется, в области больших длин волн ( $\hbar\omega \lesssim 0.1$  эВ) пользоваться этим приближением нельзя (см. [29, 30]).

Для вычисления химических потенциалов  $\mu_c$  и  $\mu_p$  ( $\mu_p > 0$ ) для электронов и дырок, фигурирующих в формулах для функций распределения, воспользуемся трансцендентными уравнениями

$$\frac{n_c(t)}{N_c(T)} - \Phi_{1/2}(\mu_c^*) = 0, \quad \frac{p(t)}{N_p(T)} - \Phi_{1/2}(\mu_p^*) = 0, \quad (7)$$

где  $\mu_{c,p}^* = \mu_{c,p}/k_B T$ ,  $N_c$  и  $N_p$  — эффективные плотности состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне,

$$N_c = 2 \left[ \frac{2\pi m_c k_B T}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2}, \quad (8)$$

$$N_p = 2 \left[ \frac{2\pi m_v k_B T}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2},$$

$\Phi_{1/2}(x)$  — интеграл Ферми–Дирака,

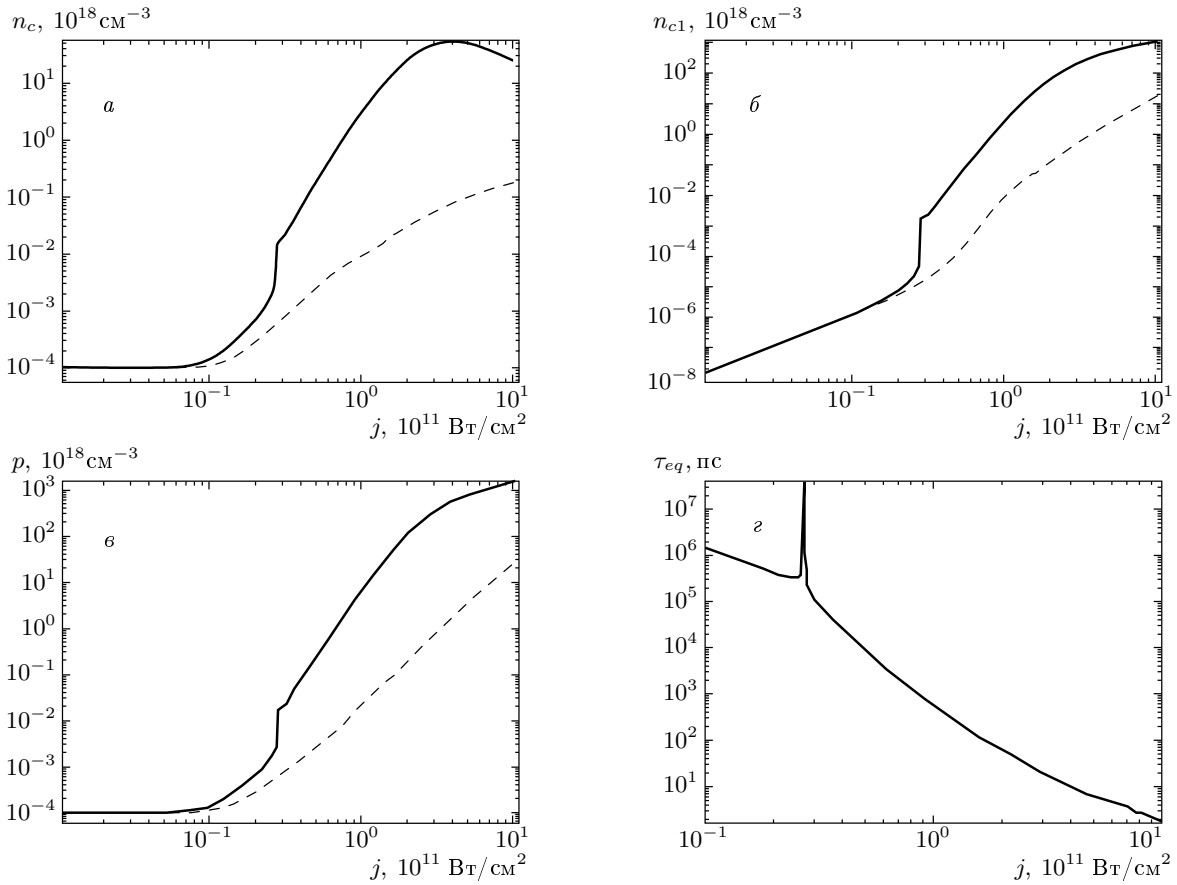
$$\Phi_{1/2}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{z^{1/2} dz}{1 + \exp(z - x)}. \quad (9)$$

Таким образом, требуется получить самосогласованное решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (4) и трансцендентных уравнений (6). Сложность этой задачи делает невозможным как качественный анализ динамики системы типа того, что был проведен в работах [34, 35, 39], так и получение на его основе простых формул для пороговых интенсивностей света и времен установления квазиравновесных населенностей в электронной системе. Поэтому будем использовать результаты численных расчетов, которые приводятся в следующем разделе.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ БАЛАНСА

На рис. 2, 3 приведены результаты численного решения уравнений (4)–(7) для случая  $l = 2$ . На рис. 2а,б,в сплошными линиями даются зависимости квазиравновесных концентраций электронов в обеих зонах проводимости ( $n_c$ ,  $n_{c_1}$ ) и дырок в валентной зоне ( $p$ ) от интенсивности  $j$  света. На этих рисунках штриховыми линиями показаны те же зависимости, рассчитанные с теми же параметрами, но без учета трехфотонных процессов оже-типа. На рис. 2г дается зависимость времени  $\tau_{eq}$  установления квазиравновесных населенностей от интенсивностей. Отметим следующие качественные особенности этих зависимостей. Имеется четко выраженное скачкообразное увеличение концентраций неравновесных носителей с ростом  $j$  вблизи порогового значения ( $j_{th} \approx 2.7 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> при выбранных значениях параметров). При этом значении интенсивности происходит резкое возрастание времени  $\tau_{eq}$ . Указанные особенности являются типичными для эффекта фотонной лавины, причем в рассматриваемом случае реализуется многофотонная лавина. Видно также, что концентрации неравновесных носителей при  $j > j_{th}$  оказываются на один–два порядка выше, чем при обычных многофотонных межзонных переходах с вероятностями, рассчитанными при тех же значениях параметров.

На рис. 2г видно, что при  $j \sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> время  $\tau_{eq} \sim 1$  пс. При уменьшении  $j$  времена  $\tau_{eq}$  быстро возрастают и для  $j \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> оказываются уже в наносекундном диапазоне, тогда как максимальный практический интерес представляет взаимодействие с твердыми телами более коротких импульсов. Поэтому следует также рассмотреть генерацию



**Рис. 2.** Сплошные линии — зависимости квазиравновесных концентраций электронов в зонах  $c$  (а),  $c_1$  (б), дырок в зоне  $v$  (в) и времени установления квазиравновесных концентраций (г) от интенсивности света для случая  $l = 2$ . Штриховые линии — те же зависимости, рассчитанные без учета процесса  $c_1 + 3\hbar\omega \rightarrow ccv$ . В расчетах использовались следующие значения параметров:  $E_g = 5.5$  эВ,  $E'_g = 2.28$  эВ,  $\hbar\omega = 1.17$  эВ,  $m_c = 0.9m_0$ ,  $m_{c_1} = 0.03m_0$ ,  $m_v = 0.9m_0$ ,  $d_{c_1} = 3 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/пс,  $d_c = 0.01$  см<sup>3</sup>/пс,  $W_{c_1c} = 1.0$  пс<sup>-1</sup>,  $T = 10^3$  К,  $\varepsilon_\infty = 4.5$ ,  $\varepsilon_0 = 12.4$ ,  $p_0 = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>

неравновесных  $e-h$ -пар при продолжительностях лазерных импульсов  $\tau_p$ , малых по сравнению с  $\tau_{eq}$ . На рис. 3 показаны зависимости от интенсивности концентраций  $n_c$ ,  $n_{c_1}$  и  $p$ , возникших в результате действия импульсов длительностью 1, 5, 10 и 50 пс. Приведенные зависимости построены для импульсов, имеющих гауссову форму. Видно, что и здесь имеется область чрезвычайно резкого роста концентраций с увеличением интенсивности (при росте  $j$  на 30–40% концентрации возрастают на четыре–пять порядков). При этом возможна ситуация, когда совсем небольшое увеличение интенсивности света оказывается достаточным для перехода от обратимого предпробойного возбуждения материала к его деградации, возникающей при концентрациях неравновесных носителей, превышающих  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Если обозначить через  $j'_{th}$  интенсивность, вблизи которой

скорость изменения, например, величины  $p(j)$  максимальна, то имеем следующую приближенную зависимость:  $j'_{th} \propto \tau_p^{-1/3}$ .

Для случая  $l = 3$  эффект многофотонной лавины отчетливо проявляется лишь при достаточно продолжительных импульсах лазерного излучения ( $\tau_p \gtrsim 100$  пс). На рис. 4а–в сплошными линиями даются зависимости квазиравновесных концентраций электронов и дырок от интенсивности света. На этих же рисунках штриховыми линиями показаны те же зависимости без учета двухфотонных процессов оже-типа. На рис. 4г приведена зависимость времени  $\tau_{eq}$  установления квазиравновесных населенностей от интенсивностей. Видно, что увеличение концентрации неравновесных носителей за счет возникновения многофотонной лавины в этом случае более слабое, чем при  $l = 2$ .

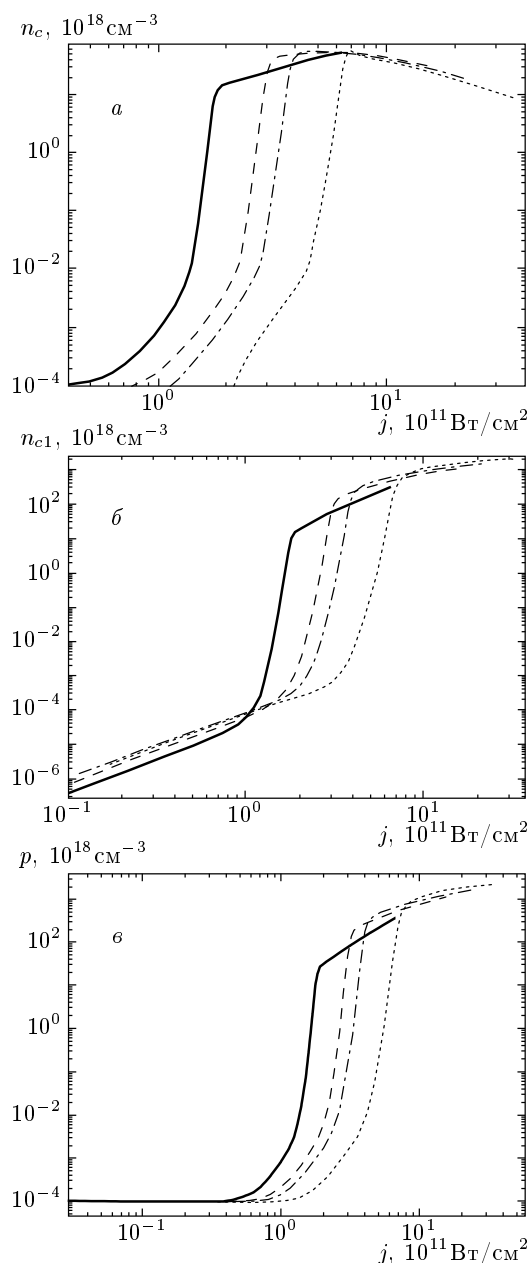


Рис. 3. Зависимости концентраций электронов в зонах  $c$  (а),  $c_1$  (б) и дырок в зоне  $v$  (в), возникших в результате действия импульсов с длительностью 1 пс (сплошная линия), 5 пс (штриховая линия), 10 пс (штрихпунктирная линия) и 50 пс (пунктирная линия), от интенсивности света  $j$

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

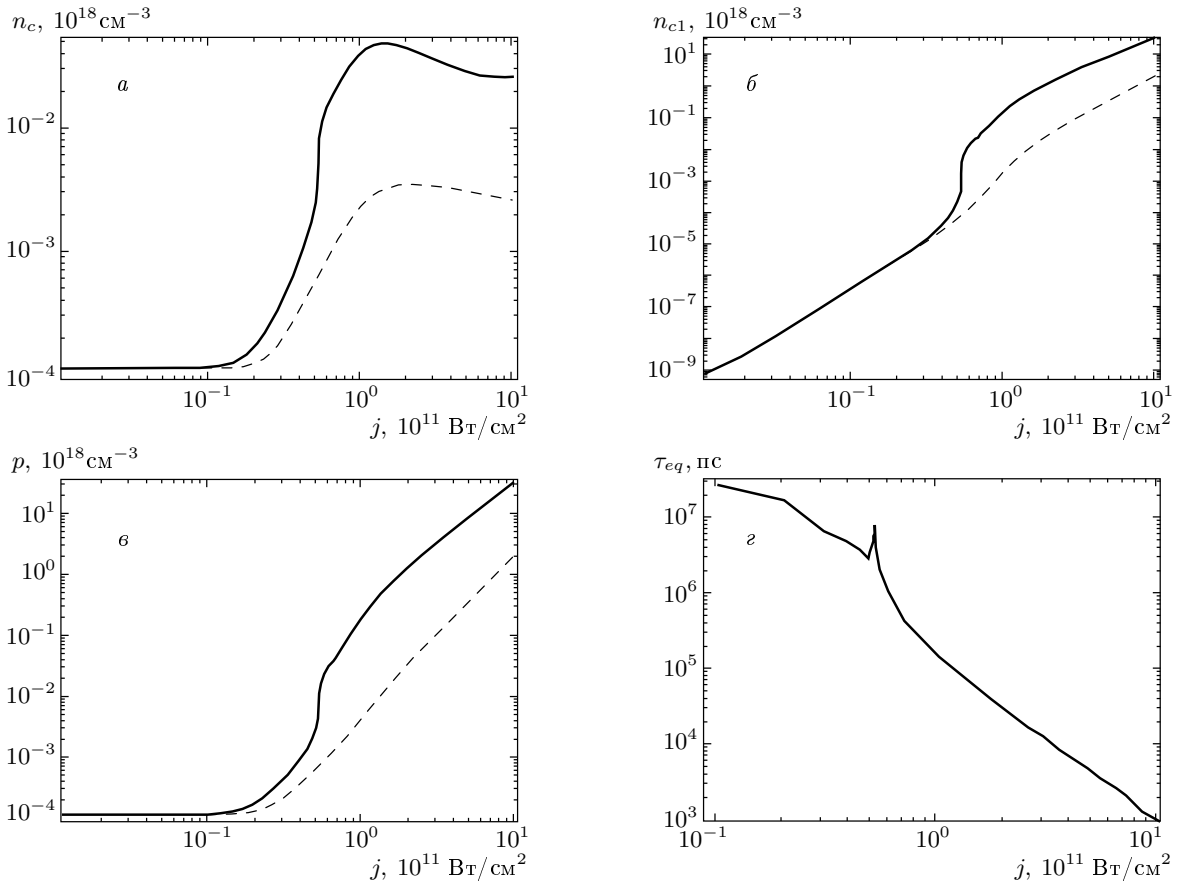
Исключительная сложность задачи о многофотонной лавине потребовала весьма упрощенного подхода к ее решению. Отметим некоторые из факторов, которые могут в большей или меньшей степени

повлиять на результаты проведенного анализа.

1. Хотя почти во всех материалах с широкой запрещенной зоной имеются зоны проводимости (или валентные зоны), зазоры между которыми и нижней зоной проводимости (верхней валентной зоной) малы по сравнению с  $E_g$ , рассматриваемая в работе трехзонная модель энергетического спектра является явно идеализированной. При рассмотрении реальных зонных структур тех или иных конкретных материалов, вероятно, потребуются включение в модель дополнительных фотопереходов, в частности, междолинных внутризонных переходов и не прямых многофотонных межзонных переходов.

2. Несмотря на то что свет с  $\hbar\omega \sim 1$  эВ испытывает относительно слабое внутризонное поглощение, а времена внутризонной релаксации носителей малы (см. разд. 1), требуется, вообще говоря, одновременное рассмотрение внутри- и межзонной динамики носителей в поле интенсивного излучения. В этом случае, строго говоря, система уравнений баланса для концентраций носителей в зонах не является вполне адекватной. В то же время представляется мало обозримым строгое рассмотрение динамики носителей с учетом всех переходов, существенных для задачи о многофотонной лавине.

3. В принципе, важную роль в проблеме пробоя может играть перестройка энергетического зонного спектра кристалла в поле сильной световой волны при наличии многофотонных резонансов в различных точках  $\mathbf{k}$ -пространства (см., например, [47, 48]). Здесь могут быть эффекты двух типов. Во-первых, зонный спектр может измениться таким образом, что там, где в случае слабых полей были возможны, скажем, четырехфотонные межзонные переходы, в сильном поле могут иметь место трехфотонные переходы, вероятности которых обычно существенно выше. Во-вторых, как показано в работах [49–51], в поле сильной электромагнитной волны могут появиться новые критические точки (сингулярности Ван Хофа) в плотности электронных состояний. Поскольку положения этих дополнительных критических точек зависят от интенсивности  $j$  света, при определенных условиях могут появиться области интенсивностей, где скорость генерации  $e-h$ -пар резко возрастает при небольшом увеличении  $j$ , что может привести к скачкообразному росту концентрации свободных носителей и пробоем материала. Однако, несмотря на несомненную важность эффектов перестройки зонного спектра, рассмотрение их одновременно с процессами развития многофотонной лавины представляется пока преждевременным в силу сложности соответствующих расчетов и недостаточ-



**Рис. 4.** Сплошные линии — зависимости квазиравновесных концентраций электронов в зонах  $c$  (а),  $c_1$  (б), дырок в зоне  $v$  (в) и времени установления квазиравновесных концентраций (г) от интенсивности света для случая  $l = 3$ . Штриховые линии — те же зависимости, рассчитанные без учета процесса  $c_1 + 2\hbar\omega \rightarrow ccv$ . В расчетах использовались следующие значения параметров:  $E'_g = 3.45$  эВ,  $W_{c_1c} = 0.01$  пс $^{-1}$ ,  $d_c = 1.0 \cdot 10^{-3}$ . Значения остальных параметров см. в подписи к рис. 2

ной прозрачности результатов. В данной работе мы ограничились рассмотрением многофотонных лавин в предположении, что эффекты перестройки спектра несущественны.

4. При интенсивностях света  $j \sim 10^{10} - 10^{12}$  Вт/см $^2$  на вероятности переходов могут заметно влиять процессы переизлучения фотонов. Эффекты переизлучения могут быть сравнительно просто учтены в вероятностях прямых многофотонных межзонных переходов (см. [44, 45, 52]), однако при вычислении сечений многофотонных процессов оже-типа учесть их сколько-нибудь обоснованным образом и получить при этом обозримый результат не представляется возможным. Тем не менее нет оснований считать, что процессы переизлучения могут критическим образом повлиять на процесс развития многофотонной лавины.

5. Следует иметь в виду, что проведенный в работе анализ относится к случаю импульсов с длительностями, превышающими характерные времена релаксации импульса неравновесных носителей. Для описания генерации неравновесных  $e-h$ -пар импульсами света с длительностями  $\tau_p \lesssim 100$  фс требуется принципиально иной подход (см., например, [52]), который не может быть основан на уравнениях баланса типа (4).

С учетом сказанного выше картина предпробойной генерации неравновесных  $e-h$ -пар может быть уточнена и дополнена. Тем не менее полученные в работе результаты показывают, что при высоких интенсивностях света многофотонная лавина может оказаться значительно эффективней, чем «обычный» многофотонный межзонный переход.



Можно заключить, что в настоящей работе был предложен новый механизм предпробойной генерации неравновесных  $e-h$ -пар в широкозонных диэлектриках и полупроводниках мощным светом диапазона 1 мкм. Этот механизм основан на эффекте многофотонной лавины. В рамках трехзонной модели электронного энергетического спектра кристалла были вычислены вероятности прямых межзонных многофотонных переходов и многофотонных межзонных переходов с участием свободных носителей. Была составлена система нелинейных уравнений баланса населенностей носителей в зонах. Проведенное численное решение данной системы показало, что зависимости населенностей от интенсивности света носят пороговый характер. Для различных материалов и длительностей импульсов накачки пороговые интенсивности могут принимать значения в диапазоне  $10^{10}$ – $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Времена установления квазиравновесных заселенностей зон резко увеличиваются при интенсивностях накачки, близких к пороговым. При интенсивностях, превышающих пороговые значения, предложенный механизм позволяет получать большее количество  $e-h$ -пар, чем при «обычном» многофотонном поглощении. При воздействии на материал мощных пикосекундных

световых импульсов механизм фотонной лавины может обеспечить концентрацию неравновесных электронов и дырок, достаточную для пробоя материала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16175-а).

**ПРИЛОЖЕНИЕ**

Вероятности  $W_a^{(s)}$   $s$ -фотонных ( $s = 2, 3$ ) переходов между зонами  $v$  и  $c$  с участием свободных электронов в зоне  $c_1$  определяются следующими формулами:

$$W_a^{(s)} = \frac{2^{10} e^{2(s+2)} |p_{cv}|^2 |p_{cc_1}|^2 m_c^{(s-1)}}{\varepsilon_l^2 \varepsilon_t^{1/2} (\hbar\omega m)^{2s} c^s \zeta (1 + \zeta)^2} n_{c_1} j^s I_s, \quad (\text{II.1})$$

$$I_2 = \pi \hbar \int_{a_1}^{b_1} \int_{a_2}^{b_2} dx dy \frac{(\zeta' - 1)^2 f_2}{\delta_c^2 (y - x)} \left\{ \frac{(1 + \zeta)y - x}{y [(1 - \zeta')x + \delta_c \zeta']} + \frac{y - (1 + \zeta)x + (\delta_c + \delta_v)\zeta}{[\delta_c - (1 - \zeta')(y - \delta_v)] (\delta_c + \delta_v - x)} \right\}^2, \quad (\text{II.2})$$

$$I_3 = 2\pi^2 \hbar^3 \int_{c_1}^{d_1} \int_{c_2}^{d_2} dx dy \frac{f_3}{(\delta_c - \hbar\omega)^2 (\delta_c - x)(y - \delta_v)} \left\{ \frac{\sqrt{y - \delta_v}}{[(\zeta' - 1)(y - \delta_v) + \delta_c] \left( y - \frac{2}{1 + \zeta} \hbar\omega \right)} + \frac{\sqrt{\delta_c - x}}{[(1 - \zeta')x + \zeta' \delta_c] \left( \delta_c + \delta_v - x - \frac{2}{1 + \zeta} \hbar\omega \right)} - \frac{4\zeta^2 \hbar\omega (\sqrt{y - \delta_v} + \sqrt{\delta_c - x})}{(1 + \zeta)z \left( z + \frac{2\zeta}{1 + \zeta} \hbar\omega \right) \left[ \left( 1 + \frac{\zeta'}{\zeta} \right) z + (\zeta' - 1)\delta_v - \delta_c + 2\hbar\omega \right]} \right\}^2. \quad (\text{II.3})$$

где

$$\begin{aligned} f_2 &= \{1 + \exp [(y - x + \delta_v \zeta + \mu_p)/k_B T]\}^{-1}, \\ f_3 &= \{1 + \exp [(z + \delta_v \zeta + \mu_p)/k_B T]\}^{-1}, \\ a_1 &= \frac{(1 + \zeta)^2}{1 + 2\zeta} \delta_v + \frac{\zeta}{1 + 2\zeta} \delta_c, \quad b_1 = \delta_c, \quad z = y - x - \hbar\omega, \\ \left. \begin{matrix} a_2 \\ b_2 \end{matrix} \right\} &= \left( \frac{\zeta}{1 + \zeta} \right)^2 \left\{ \sqrt{\delta_c - x} \mp \sqrt{\frac{1 + 2\zeta}{\zeta^2} x - \frac{\delta_c}{\zeta} - \left( \frac{1 + \zeta}{\zeta} \right)^2 \delta_v} \right\}^2 + \delta_v, \\ c_1 &= \frac{(1 + \zeta)^2}{1 + 2\zeta} \delta_v + \frac{\zeta}{1 + 2\zeta} \delta_c - \frac{1 + \zeta}{1 + 2\zeta} \hbar\omega, \quad d_1 = \delta_c, \\ \left. \begin{matrix} c_2 \\ d_2 \end{matrix} \right\} &= \left( \frac{\zeta}{1 + \zeta} \right)^2 \left\{ \sqrt{\delta_c - x} \mp \sqrt{\frac{1 + 2\zeta}{\zeta^2} x - \frac{\delta_c}{\zeta} - \left( \frac{1 + \zeta}{\zeta} \right)^2 \delta_v + \frac{1 + \zeta}{\zeta^2} \hbar\omega} \right\}^2 + \delta_v, \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

где  $p_{cv}$  и  $p_{c_1c}$  — межзонные матричные элементы оператора импульса,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\zeta' = m_c/m_{c_1}$ ,  $\delta_c = \varepsilon_{c_1}(0) - \varepsilon_c(0) + \hbar\omega$ ,  $\delta_v = (E_g - \hbar\omega)/(1 + \zeta)$ ,  $\varepsilon_l$  и  $\varepsilon_t$  — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости.

Вероятности  $W_{vc}^{(n)}$   $n$ -фотонных переходов из заполненной валентной зоны  $v$  в пустую зону проводимости  $c$  могут быть оценены с помощью формул, полученных в работах [44, 45]. В частности, для  $n = 5$  имеем

$$W_{vc}^{(5)} = \frac{\sqrt{2E_{0c}} m_c^{3/2}}{\pi \hbar^4 (\zeta + 1)} \left(\frac{\rho}{2}\right)^2 |g|^2, \quad (\text{П.5})$$

где

$$\rho = \frac{1}{4\hbar\omega} \left\{ \frac{10|V_{vc}|^2}{24\hbar\omega} - \frac{|V_{c_1c}|^2 \Delta_{c_1c}}{\Delta_{c_1c}^2 - (\hbar\omega)^2} \right\},$$

$$g = -\frac{V_{vc}}{144\hbar\omega} \left[ \frac{5|V_{vc}|}{6\hbar\omega} + \frac{|V_{c_1c}|^2 (5\hbar\omega - 3\Delta_{c_1c})}{\Delta_{c_1c}^2 - (\hbar\omega)^2} \right], \quad (\text{П.6})$$

$$E_{0c} = \frac{5\hbar\omega - E_g}{\zeta + 1}, \quad \Delta_{c_1c} = \varepsilon_{c_1}(0) - \varepsilon_c(0),$$

$$V_{ij} = \sqrt{\frac{8\pi j}{c\sqrt{\varepsilon_t(\omega)}}} \frac{ep_{ij}}{m_0\omega}.$$

Скорости трех- и двухфотонных переходов между зонами проводимости  $c$  и  $c_1$  для случаев  $l = 3$  и  $l = 2$  описывается формулами, которые легко получить с помощью стандартной теории возмущений:

$$w_{c_1c}^{(3)} = \sigma_{c_1c}^{(3)} j^3 = \frac{4\pi^2 e^6 \sqrt{2m_{cr} \Delta_{c_1c}^{(3)}} |p_{c_1c}|^6 m_{cr}}{\pi m^6 \hbar^8 \omega^{10} c^3 \varepsilon_t^{3/2}(\omega)},$$

$$w_{c_1c}^{(2)} = \sigma_{c_1c}^{(2)} j^2 = \frac{64\pi e^4 |p_{c_1c}|^2 \left[-2m_{cr} \Delta_{c_1c}^{(2)}\right]^{3/2}}{m^2 m_{cr} c^2 \varepsilon_t(\omega) (\hbar\omega)^6} j^2, \quad (\text{П.7})$$

$$\Delta_{c_1c}^{(l)} = l\hbar\omega - \Delta_{c_1c}, \quad m_{cr}^{-1} = m_c^{-1} - m_{c_1}^{-1}.$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Ашкинадзе, В. И. Владимиров, В. А. Лихачев и др., ЖЭТФ **50**, 1187 (1966).
2. В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий, ФТТ **8**, 3432 (1966).
3. В. S. Sharma and K. E. Riekhof, Canad. J. Phys. **45**, 3781 (1967).
4. В. S. Sharma and K. E. Riekhof, Canad. J. Phys. **48**, 11781 (1970).
5. А. Г. Молчанов, ФТТ **12**, 954 (1970).

6. D. W. Fradin, E. Yablonovitch, and M. Bass, Appl. Opt. **12**, 700 (1973).
7. E. Yablonovitch and N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. **29**, 907 (1972).
8. D. W. Fradin and M. Bass, Appl. Phys. Lett. **22**, 206 (1973).
9. А. С. Епифанов, ЖЭТФ **67**, 1805 (1974).
10. А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, Письма в ЖЭТФ **21**, 483 (1975).
11. L. H. Holway and D. W. Fradin, J. Appl. Phys. **46**, 279 (1975).
12. А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **70**, 728 (1976).
13. А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, Труды ФИАН **101**, 87 (1977).
14. Е. Р. Pokatilov and V. M. Fomin, Phys. Stat. Sol. (b) **73**, 553 (1976).
15. A. Schmid, P. Kelly, and P. Braunlich, Phys. Rev. B **16**, 4569 (1977).
16. S. C. Jones, X. A. Shen, R. F. Braunlich et al., Phys. Rev. B **35**, 894 (1987).
17. X. A. Shen, S. C. Jones, P. F. Braunlich, and P. Kelly, Phys. Rev. B **36**, 2831 (1987).
18. S. C. Jones, P. Braunlich, R. T. Casper et al., Opt. Eng. **28**, 1039 (1989).
19. E. Cartier, D. Arnold, D. J. Dimaria et al., Rev. Sol. St. Sci. **5**, 531 (1991).
20. D. Du, X. Liu, G. Korn et al., Appl. Phys. Lett. **64**, 3071 (1994).
21. B. C. Stuart, D. Feit, S. Herman et al., Phys. Rev. B **53**, 1749 (1996).
22. H. Varel, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld et al., Appl. Phys. A **62**, 1749 (1996).
23. M. Lenzner, J. Kruger, S. Sartania et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
24. A. C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 3883 (1999).
25. M. Li, S. Menon, J. P. Nibarger, and G. N. Gibson, Phys. Rev. Lett. **82**, 2394 (1999).
26. G. Petite, S. Guizard, Ph. Martin, and F. Quere, Phys. Rev. Lett. **83**, 5182 (1992).
27. A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, and G. Simon, Phys. Rev. B **61**, 11437 (2000).

28. T. Apostolova and Y. Hahn, *J. Appl. Phys.* **88**, 1024 (2000).
29. Е. Ю. Перлин, А. В. Федоров, М. Б. Кашевник, *ЖЭТФ* **85**, 1357 (1983).
30. А. М. Данишевский, Е. Ю. Перлин, А. В. Федоров, *ЖЭТФ* **93**, 1319 (1987).
31. J. S. Chivian, W. E. Case, and D. D. Eden, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 124 (1979).
32. A. W. Kuecy, W. E. Case, and M. E. Koch, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 639 (1989).
33. A. W. Kuecy, W. E. Case, and M. E. Koch, *J. Opt. Soc. Amer. B* **10**, 1834 (1993).
34. S. Guy, M.-F. Joubert, and B. Jacquier, *Phys. Rev. B* **55**, 8240 (1997).
35. M.-F. Joubert, *Opt. Mater.* **11**, 181 (1999).
36. M. P. Nehlen, A. Kuditcher, A. L. Lenef et al., *Phys. Rev. B* **61**, 1116 (2000).
37. Е. Ю. Перлин, А. М. Ткачук, М.-Ф. Жуберт и др., *Опт. и спектр.* **90**, 772 (2001).
38. Е. Ю. Перлин, *Опт. и спектр.* **5**, 777 (2001).
39. E. Yu. Perlin, *J. Luminescence* **94-95**, 249 (2001).
40. Е. Ю. Перлин, А. В. Иванов, Р. С. Левицкий, *ЖЭТФ* **123**, 612 (2003).
41. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
42. Ю. А. Бычков, А. М. Дыхне, *ЖЭТФ* **58**, 1734 (1970).
43. Е. Ю. Перлин, Д. И. Стаселько, *Опт. и спектр.* **98**, 944 (2005).
44. В. А. Коварский, Е. Ю. Перлин, *ФТТ* **13**, 1217 (1970).
45. V. A. Kovarskii and E. Yu. Perlin, *Phys. Stat. Sol. (b)* **45**, 47 (1971).
46. А. В. Иванов, Е. Ю. Перлин, *Опт. и спектр.* **99**, 790 (2005).
47. Ю. А. Балкарей, Э. М. Эпштейн, *ФТТ* **15**, 925 (1973).
48. N. Tzoar and J. I. Gersten, *Phys. Rev. B* **12**, 1132 (1975).
49. Е. Ю. Перлин, А. В. Федоров, *ФТТ* **37**, 1463 (1995).
50. Е. Ю. Перлин, А. В. Федоров, *Опт. и спектр.* **78**, 445 (1995).
51. Е. Ю. Перлин, Д. И. Стаселько, *Опт. и спектр.* **88**, 57 (2000).
52. С. Д. Ганичев, С. А. Емельянов, Е. Л. Ивченко и др., *ЖЭТФ* **91**, 1233 (1986).
53. Е. Ю. Перлин, *ЖЭТФ* **78**, 98 (1994).