

## МНОГОФОТОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ОПТИЧЕСКОМ ШТАРК-ЭФФЕКТЕ

© 2013 г. М. А. Бондарев, аспирант; Е. Ю. Перлин, доктор физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: perlin@mail.ifmo.ru

Полученные ранее общие выражения для скоростей нелинейной фотогенерации электронно-дырочных пар в условиях  $n$ -фотонно-однофотонного резонанса на смежных межзонных переходах использованы для анализа проявлений резонансного оптического штарк-эффекта в случае  $n = 4$ . Благодаря появлению в перестроенном в поле сильной электромагнитной волны электронном зонном спектре новых сингулярностей Ван Хоа скорость  $W^{(4)}$  многофотонной генерации электронно-дырочных пар оказывается немонотонной функцией от интенсивности излучения  $j$ , включает области чрезвычайно быстрого роста, в которых небольшое изменение  $j$  приводит к увеличению  $W^{(4)}$  на несколько порядков величины.

**Ключевые слова:** многофотонные переходы, широкозонные кристаллы, оптический эффект Штарка, перестройка электронного зонного спектра, сингулярности Ван Хоа.

Коды OCIS: 190.4180, 270.4180, 190.47.20.

Поступила в редакцию 13.06.2013.

### Введение

Исследование процессов оптического пробоя прозрачных твердых тел остается одной из актуальных задач современной оптики [1–12].

При определенных условиях под действием мощного лазерного излучения электронная энергетическая структура кристалла может претерпевать изменения, которые существенным образом влияют на оптические, электрические и магнитные свойства материала [13–19]. В этом случае перестройка электронного энергетического спектра оказывает серьезное влияние на начальный этап процесса оптического пробоя – скорость генерации неравновесных электронно-дырочных пар (ЭДП).

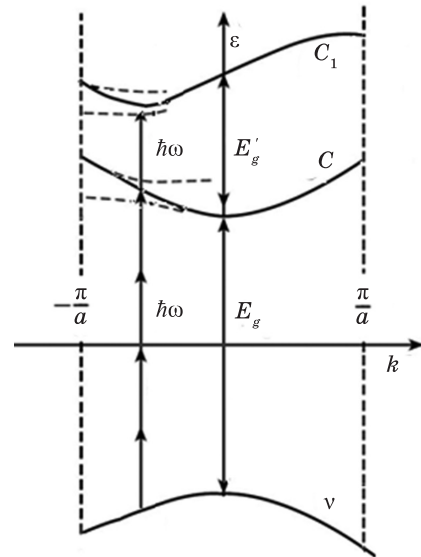
В предпробойной генерации ЭДП ключевую роль играют межзонные многофотонные переходы (ММФП). За счет ММФП может непосредственно возникнуть достаточная для пробоя концентрация неравновесных носителей либо ММФП рождают затравочные электроны для лавинной ионизации [5, 6, 10–12].

Эффекты перестройки электронного зонного спектра в присутствии сильной электромагнитной волны наиболее ярко проявляются в условиях двойного резонанса на смежных межзонных переходах. Резонансное взаимодействие света с кристаллом приводит к расщеплению энергетических зон. При определенных условиях на них появляются новые критические точки (сингулярности Ван Хоа). Различного рода сингулярности в виде пиков и изломов на дисперсионной зависимости поглощения представляют собой проявления резонансного оптического штарк-эффекта [20–22]. Зависимость вероятности МФМП от интенсивности света становится не монотонной, появляются области значений интенсивности, где скорость генерации ЭДП чрезвычайно быстро изменяется при небольшом изменении интенсивности света. Подобный эффект описан в работах [23, 24], где проводились эксперименты по нелинейному поглощению света в нанокристаллах AgBr.

В работах [20–22, 25–28] была развита теория оптического эффекта Штарка при двой-

ном резонансе на смежных межзонных переходах в кристаллах для случая, когда под действием сильного света идут однофотонные переходы между зонами проводимости. При этом в работах [25–28] использовались усовершенствованные модификации методов  $S$ -преобразования гамильтониана электрон-фотонного взаимодействия, а также резонансное приближение для расчета матричных элементов оператора эволюции системы [29, 30]. В работе [25] были определены общие выражения для вероятностей  $n$ -фотонных переходов (при произвольных  $n$ ) между верхней валентной зоной и нижней зоной проводимости широкозонного полупроводника или диэлектрика в условиях двухфотонного резонанса на смежном переходе между зонами проводимости. Полученные в работе [25] выражения затем использовали в работах [26, 27] для анализа зависимостей скоростей пяти- и четырехфотонных переходов от интенсивности света  $j$  в области предпороговых значений  $j$ . Было показано, что в случае, если в  $\mathbf{k}$ -пространстве, в окрестности критической точки (КТ), появившейся в результате перестройки электронного зонного спектра, выполнены условия для возникновения пятифотонно-двухфотонного (5+2) и четырехфотонно-двухфотонного (4+2) резонанса, зависимость скорости генерации ЭДП от  $j$  имеет области быстрого роста, в которых небольшое изменение  $j$  приводит к увеличению скорости генерации ЭДП на несколько порядков величины. Такой рост скорости генерации ЭДП может вызывать увеличение числа неравновесных носителей до значений, достаточных для запуска процессов разрушения материала.

В работе [28], где использована несколько отличная от работы [25] модификация метода  $S$ -преобразования гамильтониана электрон-фотонной системы, получены общие формулы скоростей генерации ЭДП для двойных межзонных резонансов типа  $(n + 1)$ .



**Рис. 1.** Зонная схема двойного четырехфотонно-однофотонного резонанса и расщепления состояний при оптическом штарк-эффекте.

В данном исследовании результаты работы [28] используются для подробного анализа случая четырехфотонно-однофотонного резонанса (4+1).

### Скорости четырехфотонных переходов

Предполагается, что электронный энергетический спектр кристалла включает помимо прочих зон заполненную валентную зону  $v$ , нижнюю зону проводимости  $c$ , а также зону проводимости  $c_1$ , причем однофотонный резонанс между зонами  $c$  и  $c_1$  имеет место в той же области зоны Бриллюэна (зБ), что и четырехфотонный резонанс на смежном переходе между зонами  $v$  и  $c$  (рис. 1).

Для расчета вероятностей ММФП воспользуемся выражением для скорости  $n$ -фотонного перехода из валентной зоны  $v$  в зону проводимости  $c$ , полученным в работе [28]

$$W_{cv}^{(n)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{p=1}^2 \left| \sum_{l=-3}^3 g_l^{cv}(\mathbf{k}) \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m[z_2^{cv}(\mathbf{k})] J_{n-2m-l}[z_1^{cv}(\mathbf{k})] \mathcal{E}_p(\mathbf{k}) \right|^2 \times \delta[d_0^c(\mathbf{k}) - d_0^v(\mathbf{k}) + \Theta_p(\mathbf{k}) - n\hbar\omega], \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Xi_{1,2} &= \frac{\Theta_{1,2}}{2\sqrt{\Delta_1^2 + 4\lambda^2}}, & \Theta_{1,2} &= \Delta_1 \pm \sqrt{\Delta_1^2 + 4\lambda^2}, \\ \lambda &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n}(z_1^{cc_1}) J_n(z_2^{cc_1}) |g_1^{cc_1}|, & z_s^{ij} &= 2(d_s^i - d_s^j)/(s^2 \hbar \omega), \\ \Delta_{j \mathbf{k}', ik, \mathbf{k}}^{\pm} &= \varepsilon_j(\mathbf{k}') - \varepsilon_i(\mathbf{k}) \pm \hbar \omega_{\mathbf{k}}, & \Delta_1 &= \Delta_{c_1 \mathbf{k} + \mathbf{k}, c \mathbf{k}, \mathbf{k}}^{-}. \end{aligned} \quad (2)$$

В формулах (1) и (2)  $J_n(z)$  – функции Бесселя целого порядка,  $\omega_{\mathbf{k}}$  – собственные частоты фотонной подсистемы,  $\varepsilon_i(\mathbf{k})$  – собственные значения энергии электронов (дырок) в  $i$ -й зоне. Коэффициенты разложения преобразованного гамильтониана по гармоникам поля  $d_i^n$  и  $g_i^{nm}$  даются формулами (П4) и (П5) работы [25] с учетом того, что в суммировании по электронным состояниям теперь не включаются переходы между зонами  $c$  и  $c_1$ .

В приведенных выражениях учтены процессы переизлучения фотонов, когда поглощаются  $(n+1)$  и испускается один фотон, поглощаются  $(n+2)$  и испускаются два фотона и т.д.

Вероятности многофотонных переходов будем рассчитывать для случая параболических энергетических зон, в которых две из трех компонент приведенного к главным осям тензора обратной эффективной массы равны. Предполагается, что экстремумы валентной зоны и зон проводимости находятся в центре ЗБ (в точке Г). Действующее на кристалл излучение считаем линейно поляризованным вдоль оси  $x$ . Предполагается, что энергия кванта излучения  $\hbar \omega \approx 1$  эВ, а ширина запрещенной зоны лежит в пределах  $3\hbar \omega < E_g < 4\hbar \omega$ .

Переходя в формуле (1) от суммирования по  $\mathbf{k}$  к интегрированию, получим после преобразований следующее выражение для скорости четырехфотонных переходов в единице объема:

$$\frac{W_{cv}^{(4)}}{L^3} \approx \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar} \sum_{p=1,2} \int d\mathbf{k} |M_{cv}^{(p)}(\mathbf{k})|^2 \delta[f_p(\mathbf{k})], \quad (3)$$

где введены обозначения

$$M_{cv}^{(1,2)} = \frac{\sqrt{\Delta_{c_1 c_1}^2 + 4\lambda_0^2 \pm \Delta_{c_1 c_1}}}{2\sqrt{\Delta_{c_1 c_1}^2 + 4\lambda_0^2}} M_{cv}, \quad (4)$$

$$\Delta_{ijn} = d_0^i - d_0^j - n\hbar \omega. \quad (5)$$

Правая часть выражения (3) вероятности переходов представляет собой сумму двух слагаемых с различными аргументами  $\delta$ -функций, описывающими изоэнергетические поверхности двух ветвей энергетического спектра возбужденных состояний электронной системы

$$f_{1,2} = \Delta_{cv4} + \frac{1}{2} (\Delta_{c_1 c_1} \pm \sqrt{\Delta_{c_1 c_1}^2 + 4\lambda_0^2}). \quad (6)$$

В формуле (4)  $M_{cv}$  обозначает эффективный матричный элемент перехода между зонами  $v$  и  $c$ , а  $\lambda_0$  – однофотонную частоту Раби переходов между зонами  $c$  и  $c_1$

$$\begin{aligned} M_{cv} &= \sum_{l=-3}^3 g_l^{cv} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(z_2^{cv}) J_{4-2m-l}(z_1^{cv}) = \\ &= g_0^{cv} [J_1(z_2^{cv}) J_2(z_1^{cv}) + J_2(z_2^{cv}) J_0(z_1^{cv})] + \\ &+ g_1^{cv} [J_0(z_2^{cv}) J_3(z_1^{cv}) + J_1(z_2^{cv}) J_1(z_1^{cv})] + \\ &+ g_2^{cv} [J_0(z_2^{cv}) J_2(z_1^{cv}) + J_1(z_2^{cv}) J_0(z_1^{cv})] + \\ &+ g_3^{cv} [J_0(z_2^{cv}) J_1(z_1^{cv}) + J_1(z_2^{cv}) J_{-1}(z_1^{cv})], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\lambda_0 \equiv \lambda = |g_1^{c_1 c}| J_0[z_1^{cc_1}] J_0[z_2^{cc_1}]. \quad (8)$$

Поскольку в интересующем нас диапазоне интенсивностей света  $10^9$ – $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> поправки, связанные с эффектами переизлучения фотонов, не меняют качественно характер результатов, заменим для простоты функции Бесселя в соотношениях (7), (8) первыми членами их

разложений в степенные ряды. Сохраним только члены до четвертого порядка по  $z_s^{cv}$

$$\lambda_0 = \left| g_1^{c1c} \right| \left[ 1 - \frac{(z_1^{cv})^2}{4} \right], \quad (9)$$

$$\begin{aligned} M_{cv} = & g_0^{cv} \left[ -\frac{z_2^{cv} (z_1^{cv})^2}{16} + \frac{(z_2^{cv})^2}{8} \right] + \\ & + g_1^{cv} \left[ -\frac{(z_1^{cv})^3}{48} + \frac{z_2^{cv} z_1^{cv}}{4} \right] + \\ & + g_2^{cv} \left[ \frac{(z_1^{cv})^2}{8} - \frac{z_2^{cv}}{2} + \frac{z_2^{cv} (z_1^{cv})^2}{8} \right] + \\ & + g_3^{cv} \left[ -\frac{z_1^{cv}}{2} + \frac{(z_1^{cv})^3}{16} - \frac{z_2^{cv} z_1^{cv}}{4} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Перейдем в формуле (3) от декартовой к цилиндрической системе координат  $(k_x, k_y, k_z) \rightarrow (q, z, j)$

$$k_x = q \cos \varphi, \quad k_y = q \sin \varphi, \quad k_z = z, \quad (11)$$

Воспользуемся наличием под знаком интеграла  $\delta$ -функции для интегрирования по угловой переменной, введем новые переменные интегрирования:  $x \equiv \hbar^2 q^2 / (2m)$ ,  $y \equiv \hbar^2 z^2 / (2m)$ . После преобразований получим выражение для скорости четырехфотонных переходов

$$\begin{aligned} \frac{W_{cv}^{(4)}}{L^3} = & \sum_{p=1,2} \frac{\alpha(j)^2 p_{cv}^2 \sqrt{m^3}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^6}} \int dx \sum_{p=1}^2 \int \sqrt{\frac{\Psi(x, y)}{y}} \times \\ & \times |M_{cv}^{(p)}(x, y)|^2 dy, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\Psi = \frac{16(\tilde{\Delta}_{c1c1}^- + 2\tilde{\Delta}_{cv4})^2}{\lambda_1 \tilde{\Delta}_{cv4} (\tilde{\Delta}_{c1c1}^- + 2\tilde{\Delta}_{cv4})}. \quad (13)$$

В формулах (12), (13) использованы обозначения

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_{c1c1}^- &= \Delta_{c1c}^- + \alpha(j)^2 \omega^2 (3\chi_{c1v}^- + 2\chi_{c1v}^+ + 5\chi_{c1c}^- + 5\chi_{c1c}^+), \\ \tilde{\Delta}_{cv4} &= \Delta_{cv}^- - 3\hbar\omega + \alpha(j)^2 \omega^2 (2\chi_{c1v}^- + 3\chi_{c1v}^+ - 3\chi_{c1c}^- - 5\chi_{c1c}^+), \\ \lambda_1 &= \alpha(j) \omega p_{c1c} / (m\hbar), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Delta_{ij}^\pm = \varepsilon_i(0) - \varepsilon_j(0) + (v_{ij})_q x + (v_{ij})_z y \pm \hbar\omega, \quad \chi_{ij}^\pm = p_{ij}^2 / \Delta_{ij}^\pm,$$

$$\alpha(j) = \sqrt{\frac{8\pi j}{c\sqrt{\varepsilon_i(\omega)}}} \frac{e}{\omega^2 m}, \quad (v_{ij})_a = \left( \frac{m}{\mu_i} \right)_\tau - \left( \frac{m}{\mu_j} \right)_\tau, \quad \tau = q, z,$$

где  $\mu_i$  – эффективная масса частицы в зоне  $i$ ,  $p_{ij}$  – межзонные матричные элементы оператора импульса.

Пределы интегрирования по  $x$  и  $y$  находятся из неравенств

$$0 \leq \frac{4\tilde{\Delta}_{cv4}(x, y)(\tilde{\Delta}_{c1c1}^-(x, y) + \tilde{\Delta}_{cv4}(x, y))}{\lambda_1(x, y)} \leq 1. \quad (15)$$

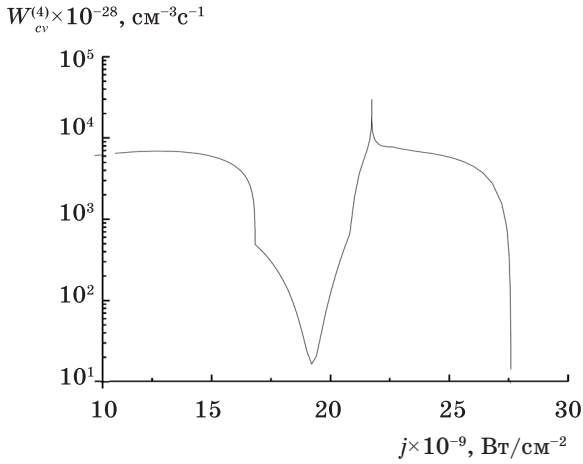
Определение пределов интегрирования (15) и вычисление скоростей четырехфотонных переходов (12) выполняются с использованием численных методов.

### Зависимости скорости генерации в области критических точек перестроенного спектра

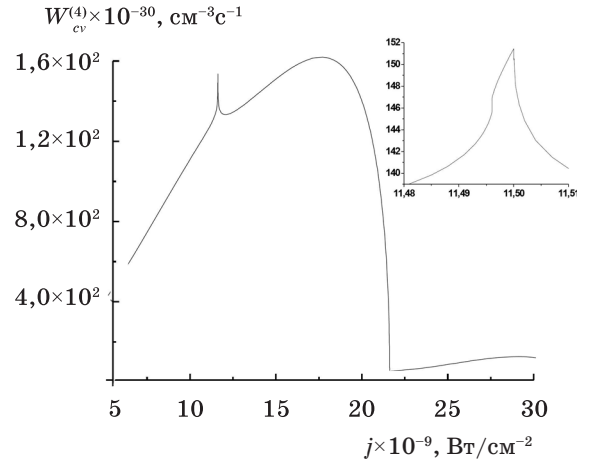
В работах [20–22, 25–28] показано, что в условиях двойного межзонного оптического резонанса при оптическом эффекте Штарка зависимости скоростей ММФП от интенсивности света  $j$  в значительной мере определяются сингулярностями Ван Хофа (критическими точками) перестроенного в поле сильной электромагнитной волны электронного зонного спектра кристалла. Количество и положение сингулярностей зависят от параметров материала и действующего на него света: энергетических зазоров между зонами, эффективных масс электронов и дырок, интенсивности, частоты и поляризации излучения.

При межзонном резонансном оптическом штарк-эффекте происходит расщепление электронных энергетических зон на две ветви [13–19]. Соответственно, в формуле (12) для вероятности многофотонной генерации ЭДП появляются два слагаемых с различными аргументами  $\delta$ -функций  $f_{1,2}(\mathbf{k})$ . Последние описывают изоэнергетические поверхности двух ветвей перестроенного в поле сильной электромагнитной волны энергетического спектра возбужденных состояний электронной системы.

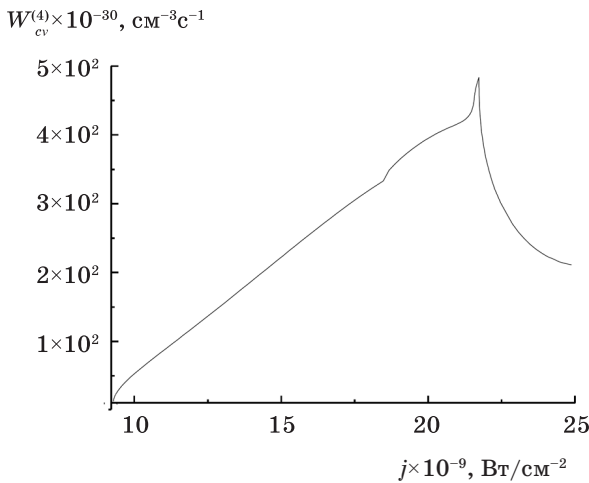
В перестроенном зонном спектре точка  $\mathbf{k} = 0$  также, как и в невозмущенном зонном спектре, является критической [20]. Кроме того, появ-



**Рис. 2.** Зависимость скорости генерации  $W_{cv}^{(4)}$  от интенсивности света  $j$  при значениях параметров зонной структуры  $(\mu_{c_1})_q = 0,6 m$ ,  $(\mu_c)_q = 0,9 m$ ,  $(\mu_v)_q = 0,7 m$ ,  $(\mu_{c_1})_z = 0,701 m$ ,  $(\mu_c)_z = 0,7 m$ ,  $(\mu_v)_z = 0,699 m$ ,  $E'_g = 0,95$  эВ,  $E_g = 3,95$  эВ.



**Рис. 3.** Зависимость скорости генерации  $W_{cv}^{(4)}(j)$  от интенсивности света  $j$  при значениях параметров зонной структуры  $(\mu_{c_1})_p = 0,3 m$ ,  $(\mu_c)_p = -0,8 m$ ,  $(\mu_v)_p = 0,7 m$ ,  $(\mu_{c_1})_z = 0,701 m$ ,  $(\mu_c)_z = 0,7 m$ ,  $(\mu_v)_z = 0,699 m$ ,  $E'_g = 0,95$  эВ,  $E_g = 3,65$  эВ.



**Рис. 4.** Зависимость скорости генерации  $W_{cv}^{(4)}$  от интенсивности света  $j$  при значениях параметров зонной структуры  $(\mu_{c_1})_q = 0,3 m$ ,  $(\mu_c)_q = -0,8 m$ ,  $(\mu_v)_q = 0,7 m$ ,  $(\mu_{c_1})_z = 0,701 m$ ,  $(\mu_c)_z = 0,7 m$ ,  $(\mu_v)_z = 0,699 m$ ,  $E'_g = 0,95$  эВ,  $E_g = 3,65$  эВ.

ляются новые критические точки, положения которых  $\mathbf{k}^c$  определяются равенствами

$$f_{1,2}(\mathbf{k}^c) = 0, \quad \nabla_{\mathbf{k}} f_{1,2}(\mathbf{k})|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}^c} = 0. \quad (16)$$

Другие решения системы уравнений (16), как правило, удается получить для заданных значений параметров электронной зонной структуры кристалла и оптического излучения лишь с помощью численных методов. Дополнительные сингулярности Ван Хова перестроенного спектра находятся на ветви  $f_1(\mathbf{k})$  или  $f_2(\mathbf{k})$  при условии, что величина  $2\Delta_{cv4}(\mathbf{k}) + \Delta_{c1c1}(\mathbf{k})$ ,

соответственно, положительна или отрицательна. При этом тип сингулярности (максимум, минимум или седловая точка) можно определить, анализируя знаки вторых производных от функций  $f_{1,2}$  по декартовым компонентам  $k_i$  волнового вектора в критической точке.

Поскольку вблизи сингулярностей энергии зон являются квадратичными функциями декартовых компонент волнового вектора  $k_i$ , мы, как и в работах [26–28], не будем разделять типы особенностей Ван Хова, положения которых отличаются только знаками ненулевой компоненты  $k_i$ .

Зависимости скоростей четырехфотонных межзонных переходов от интенсивности света

$j$  при различных значениях параметров зонной структуры представлены на рис. 2–4. При проведении численных расчетов параметры зонной структуры выбирались таким образом, чтобы при фиксированной частоте  $\omega$  в интересующей нас области интенсивностей  $j \approx 10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> выполнялись условия двойного четырехфотонно-однофотонного резонанса. В расчетах использовалась частота лазерного излучения, соответствующая энергии кванта  $\hbar\omega = 1,164$  эВ, а для межзонных матричных элементов оператора импульса матричные элементы оператора импульса использованы значения  $p_{c_1v} = 3,2 \times 10^{-19}$  гсм/с,  $p_{c_1c} = 1,6 \times 10^{-19}$  гсм/с. Представленные типы зависимостей получены при различных соотношениях абсолютных величин и знаков компонент тензоров обратной эффективной массы энергетических зон. Для идентификации вариантов удобно ввести величину

$$\gamma_q^{c_1c} = (\mu_{c_1})_q / (\mu_c)_q \quad (17)$$

На рис. 2 приведены результаты расчета скорости четырехфотонной генерации  $W_{cv}^{(4)}(j)$  для случая, когда все компоненты тензоров обратной эффективной массы  $\mu_c$ ,  $\mu_{c_1}$  электрона в направлении оси  $q$  в зонах проводимости  $c$  и  $c_1$ , а также в валентной зоне положительны (величина  $\gamma_q^{c_1c} = 0,66$ ). Немонотонный характер зависимости определяется наличием следующих критических точек: на ветви  $f_2(\mathbf{k})$  максимум  $(0, 0, 0)$  при  $j_1 = 16,8201$  ГВт/см<sup>2</sup> и две седловые точки  $(0, k^s, 0)$  и  $(k^s, 0, 0)$  при близких значениях интенсивности  $j_2 = 21,7255$  ГВт/см<sup>2</sup> и  $j_3 = 21,7257$  ГВт/см<sup>2</sup> соответственно. На зависимости отчетливо видны области, где рост скорости генерации более, чем на порядок, вызывается изменением интенсивности менее, чем на 5%.

Зависимость  $W_{cv}^{(4)}(j)$  для случая, когда компонента тензора обратной эффективной массы, приведенного к главным осям кристалла, зоны проводимости  $c$  отрицательна в направлении плоскости  $q$ , а все остальные компоненты тензора в данном направлении положительны ( $\gamma_q^{c_1c} = -0,375$ ), приведена на рис. 3. Зависимость имеет немонотонный характер, и каждому излому кривой скорости генерации соответствует определенная КТ: на ветви  $f_2(\mathbf{k})$  две седловые точки  $(0, k^s, 0)$  и  $(k^s, 0, 0)$  при интенсивностях  $j_1 = 11,4961$  ГВт/см<sup>2</sup> и  $j_2 = 11,5001$  ГВт/см<sup>2</sup> соответственно и максимум  $(0, 0, 0)$  при  $j_3 = 21,4919$  ГВт/см<sup>2</sup>. На вставке к рис. 3 показан участок кривой с двумя критическими точками на ветви  $f_2(\mathbf{k})$ . Следует обратить внима-

ние, что на зависимости имеются области, где небольшое изменение интенсивности приводит к увеличению скорости генерации на порядок.

Зависимость скорости четырехфотонной генерации от интенсивности излучения  $W_{cv}^{(4)}(j)$  в случае, когда одна из компонент тензора обратной эффективной массы, приведенного к главным осям кристалла, зоны проводимости  $c_1$  отрицательна, а все остальные компоненты тензора для этой зоны и зоны  $c_1$  положительны ( $\gamma_q^{c_1c} = -1,06$ ), представлена на рис. 4. Значения эффективных масс в направлении оси  $z$  во всех зонах имеют близкие значения. Зависимость скорости генерации имеет немонотонный характер, определяемый наличием следующих сингулярностей: на ветви  $f_2(\mathbf{k})$  – максимум  $(0, 0, 0)$  при  $j_1 = 9,4023$  ГВт/см<sup>2</sup>, две седловые точки при  $j_2 = 21,6985$  ГВт/см<sup>2</sup>  $(0, k^s, 0)$  и  $j_3 = 21,8579$  ГВт/см<sup>2</sup>  $(k^s, 0, 0)$ .

## Заключение

Для случая четырехфотонно-однофотонных  $(4+1)$  переходов выполнен анализ эффектов перестройки электронного зонного спектра, возникающих за счет резонансного оптического штарк-эффекта. Благодаря появлению в перестроенном зонном спектре новых сингулярностей Ван Хова зависимости скоростей многофотонной генерации электронно-дырочных пар от интенсивности излучения являются немонотонными функциями. Аналогично результатам [26–28] полученные зависимости имеют изломы и логарифмические пики, соответствующие появившимся критическим точкам в перестроенном излучением зонном спектре. На рассмотренных зависимостях существуют области, где изменение интенсивности на 10–20% вызывает увеличение скорости генерации на порядок величины, что совпадает с другими полученными ранее результатами. Такое увеличение скорости генерации в области интенсивности света  $10^9 - 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> может привести к созданию концентрации свободных частиц, достаточной для запуска процессов разрушения материала.

Отметим, что развитая теория справедлива для режима квазистационарного эффекта Штарка, который накладывает ограничения на длительность используемых импульсов лазерного излучения. В выполненных расчетах в явном виде не учитывали релаксационные процессы. В чистых кристаллах время релаксации импульса  $\tau_r$  носителей определяется

рассеянием частиц на оптических фононах. Типичные значение  $\tau_r$  в кристалле составляет 0,1–1 пс, что определяет диапазон длительностей импульсов лазерного излучения, для которых применима представленная теория, как  $\tau_\omega \geq 1$  пс. Учет процессов релаксации, качественно не изменяя полученных результатов, привел бы к некоторому сглаживанию зависимостей скоростей многофотонных переходов от интенсивности света.

Рассмотренные в работе эффекты могут наблюдаться в кристаллах, зонная структура которых позволяет реализовать двойной четырехфотонно-

однофотонный резонанс на смежных межзонных переходах. Примерами таких кристаллов могут служить нитрид бора BN при энергии кванта излучения  $\hbar\omega = 2,15$  эВ (длина волны излучения  $\lambda=577$  нм) [29], молибдат свинца  $\text{PbMoO}_4$  при  $\hbar\omega = 0,65$  эВ ( $\lambda = 636$  нм) [30], диоксид циркония  $\text{ZrO}_2$  при  $\hbar\omega = 0,95$  эВ ( $\lambda = 1305$  нм) [31], а также кубический титанат свинца  $\text{PbTiO}_3$  при  $\hbar\omega = 0,55$  эВ ( $\lambda = 2254$  нм) [32].

Работа выполнена при поддержке *Carl Zeiss* (грант “ОПТЭК”) по договору №14/2013 КЦ от 17.05.2013 г, а также РФФИ, грант 13-02-00293.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mao S.S., Quere F., Guizard S., Mao X., Russo R.E., Petite G., Martin P. Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics // Appl. Phys. A. 2004. V. 79. № 7. P. 1695–1709.
2. Sharma B.S., Riekhof K.E. Laser-induced photoconductivity in silicate glasses by multiphoton excitation, a precursor of dielectric breakdown and mechanical damage // Canadian J. Phys. 1967. V. 45. P. 3781–3791.
3. Kovarskii V.A., Perlin E.Yu. Multi-photon interband optical transitions in crystals // Phys. Stat. Sol. B. 1971. V. 45. P. 47–56.
4. Schmid A., Kelly P., Braunlich P. Optical breakdown in alkali halides // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. № 10. P. 4569–4582.
5. Jones S.C., Braunlich P., Casper R.T., Shen X.A. Recent progress on laser-induced modifications and intrinsic bulk damage of wide-gap optical materials // Opt. Eng. 1989. V. 28. № 10. P. 1039–1046.
6. Jones S.C., Shen X.A., Braunlich R.F. Mechanism of prebreakdown nonlinear energy deposition from intense photon field at 532 nm in NaCl // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. № 2. P. 894–897.
7. Shen X.A., Jones S.C., Braunlich P.F. Four-photon absorption cross section in potassium bromide at 532 nm // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. № 5. P. 2831–2843.
8. Vogel A., Noack J., Huttman G., Paltauf G. Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues // Appl. Phys. B. 2005. V. 81. P. 1015–1047.
9. Lenzner M., Kruger J., Sartania S., Cheng Z., Spielmann C. H., Mourou G., Kautek W., Krausz F. Femtosecond optical breakdown in dielectric // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. № 18. P. 4076–4079.
10. Zavestovskaya I.N., Eliseev P.G., Krokhin O.N., Men'kova N.A. Analysis of the nonlinear absorption mechanisms in ablation of transparent materials by high-intensity and ultrashort laser pulses // Appl. Phys. A. 2008. V. 92. P. 903–906.
11. Sharma B.S., Riekhof K.E. Laser-induced dielectric breakdown and mechanical damage in silicate glasses // Canadian J. Phys. 1970. V. 48. P. 1178–1191.
12. Gruzdev V.E. Photoionization rate in wide band-gap crystals // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. № 20. P. 205106–205118.
13. Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф. Электрические и магнитные свойства полупроводника в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 1(7). С. 207–217.
14. Перлин Е.Ю., Коварский В.А. Влияние резонансного лазерного излучения на собственное поглощение света в кристаллах // ФТТ. 1970. Т. 12. В. 11. С. 3105–3112.
15. Yacoby Y. Optical double resonance in solids // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. № 4. P. 1666–1677.
16. Tzoar N., Gersten J. I. Theory of electronic band structure in intense laser fields // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. № 4. P. 1132–1139.
17. Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф. Электрические и магнитные свойства полупроводника в поле сильной электромагнитной // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 7. С. 207–217.
18. Балкарей Ю.И., Эпштейн Э.М. О квазиэнергетическом спектре полупроводника в поле сильной электромагнитной волны // ФТТ. 1975. Т. 17. С. 2312–2314.
19. Перлин Е.Ю. Оптический штарк-эффект при переходном двойном резонансе в полупроводниках // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. В. 1. С. 186–197.

20. *Перлин Е.Ю., Федоров А.В.* Двухфотонное поглощение, контролируемое резонансным оптическим штарк-эффектом в кристаллах и квантовых наноструктурах // *Опт. и спектр.* 1995. Т. 78. В. 3. С. 445–456.
  21. *Перлин Е.Ю., Федоров А.В.* Критические точки электронного зонного спектра в поле сильной электромагнитной волны // *ФТТ.* 1995. Т. 37. В. 5. С. 1463–1472.
  22. *Перлин Е.Ю., Федоров А.В.* Квазистационарный оптический штарк-эффект при двойном межзонном резонансе в анизотропных полупроводниках // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1996. Т. 60. В. 6. С. 164–179.
  23. *Перлин Е.Ю., Стаселько Д.И.* Нелинейное возбуждение нанокристаллов AgBr в поле коротких световых импульсов // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 88. В. 1. С. 57–61.
  24. *Перлин Е.Ю., Стаселько Д.И.* Многофотонные переходы и резонансный оптический эффект Штарка в нанокристаллах AgBr // *Опт. и спектр.* 2005. Т. 98. В. 6. С. 944–950.
  25. *Иванов А.В., Перлин Е.Ю.* Предпробойное возбуждение кристаллов при двойном многофотонном резонансе. I. Вероятности межзонных переходов // *Опт. и спектр.* 2009. Т. 106. В. 5. С. 756–764.
  26. *Иванов А.В., Перлин Е.Ю.* Предпробойное возбуждение кристаллов при двойном многофотонном резонансе. II. Анализ эффектов перестройки электронного зонного спектра // *Опт. и спектр.* 2009. Т. 106. В. 5. С. 764–770.
  27. *Бондарев М.А., Иванов А.В., Перлин Е.Ю.* Предпробойное возбуждение кристаллов при двойном многофотонном резонансе. III. Запрещенные переходы // *Опт. и спектр.* 2012. Т. 112. В. 1. С. 115–118.
  28. *Бондарев М.А., Перлин Е.Ю., Иванов А.В.* Многофотонное поглощение, контролируемое резонансным оптическим штарк-эффектом, в кристаллах // *Опт. и спектр.* 2013. Т. 115. № 6.
  29. *Башаров А.М.* Фотоника. Метод унитарного преобразования в нелинейной оптике. М.: МИФИ. 1990.
  30. *Башаров А.М.* Метод эффективного гамильтониана в нелинейной и квантовой оптике // *Теоретическая физика.* 2008. Т. 9. С. 7–35.
  31. *Hemstreet L.A., Fong C.Y.* Electronic band structure and optical properties of 3C-SiC, BP, and BN // *Phys. Rev. B.* 1972. V. 6. № 4. P. 1464–1480.
  32. *Zhang Y., Holzwarth N. A. W., Williams R. T.* Electronic band structures of the scheelite materials CaMoO<sub>4</sub>, CaWO<sub>4</sub>, PbMoO<sub>4</sub>, and PbWO<sub>4</sub> // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 57. № 20. P. 12738–12750.
-