

# Пространственная самоорганизация волны генерации дефектов и образование упорядоченных, кристаллографически ориентированных областей оптического повреждения при действии на кристаллы лазерного излучения

В.И.Емельянов, А.В.Рогачева

*Рассмотрена пространственная самоорганизация волны генерации дефектов (ВГД) в лазерно-возбужденных кристаллических полупроводниках и диэлектриках. Показано, что благодаря упругой анизотропии кристалла при гауссовом распределении интенсивности возбуждающего лазерного излучения ВГД фокусируется вдоль кристаллографических осей, приводя к образованию «звезд» оптического повреждения.*

**Ключевые слова:** волна генерации точечных дефектов, упорядоченное оптическое повреждение, взаимодействие излучения с веществом.

## 1. Введение

В работах [1, 2] мы рассмотрели волну генерации дефектов (ВГД), возбуждаемую в полупроводниках и диэлектриках при интенсивной генерации в них электронно-дырочных пар лазерным излучением. При этом рассмотрение ограничивалось стационарным одномерным распространением ВГД при пространственно-однородном распределении лазерного излучения.

В настоящей работе исследовано формирование пространственных характеристик ВГД в кубическом анизотропном кристалле при действии лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности. Показано, что этот процесс состоит из двух этапов. На первом происходит угловая самоорганизация ВГД: благодаря упругой анизотропии угловой спектр дефектно-деформационных мод схлопывается вдоль трех взаимно ортогональных направлений типа [100]. В результате формируются три независимые плоские ВГД, распространяющиеся вдоль ортогональных направлений типа [100]. На втором этапе, при неоднородном (гауссовом) распределении интенсивности, происходит фокусировка ВГД вдоль этих направлений. Рассмотрены случаи сферической симметрии распределения интенсивности и цилиндрической симметрии распределения интенсивности лазерного пучка с осью, направленной вдоль оси [100], с гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении. В обоих случаях фокусировка ВГД приводит к образованию трехмерных областей повышенной концентрации дефектов с протуберанцами, вытянутыми вдоль направлений типа [100].

В связи с этими предсказаниями теории пространственной самоорганизации ВГД отметим, что подобная морфология повреждения кристаллов часто наблюдает-

ся при облучении кристаллов лазерными импульсами с достаточно большой интенсивностью [3–5].

## 2. Концентрации свободных электронов и дырок, а также локализованных дырок и электронно-дырочных пар

Для двухзонного кристалла с шириной запрещенной зоны  $E_g$  концентрация свободных дырок  $n_h$ , создаваемых в валентной зоне при межзонном поглощении лазерного излучения с энергией кванта  $\hbar\omega$ , описывается уравнением

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} + \gamma_k n_h + \frac{n_h}{\tau_r} = D_c \Delta n_h - \mu_h \theta_h \operatorname{div}(n_h \nabla \xi) + W, \quad (1)$$

где  $\gamma_k = \beta_h n_d$  – скорость локализации дырок вблизи имеющихся точечных дефектов;  $n_d$  – концентрация точечных дефектов;  $\beta_h = \sigma_h v_h$ ;  $\sigma_h$  – сечение захвата дырки;  $v_h$  – скорость дырки;  $\tau_r^{-1} = \tau_{r0}^{-1} + \gamma_A n_h^2$  – константа скорости рекомбинации дырок;  $\tau_{r0}$  – время линейной рекомбинации;  $\gamma_A$  – константа оже-рекомбинации;  $D_c$  и  $\mu_h$  – соответственно коэффициент амбиполярной диффузии и подвижность дырок;  $\theta_h$  – деформационный потенциал дырок;  $\xi = \operatorname{div} U$  – деформация среды;  $U$  – вектор смещения среды;  $W$  – скорость генерации электронно-дырочных пар. В случае полупроводника с однофотонным возбуждением

$$W = \frac{c\alpha(1 - R_0)E^2}{2\pi\hbar\omega},$$

где  $\alpha$  и  $R_0$  – соответственно коэффициенты оптического поглощения и отражения;  $c$  – скорость света;  $E$  – амплитуда электрического поля в лазерном импульсе. В случае диэлектрика с  $m$ -фотонным возбуждением

$$W = n\sigma^{(m)}F^{(m)}, \quad F = \frac{c|E|^2}{2\pi\hbar\omega}, \quad (2)$$

где  $n$  – плотность ионов;  $\sigma^{(m)}$  – сечение  $m$ -фотонного поглощения;  $F$  – поток фотонов.

В.И.Емельянов, А.В.Рогачева. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: emel@em.msk.ru

Поступила в редакцию 13 октября 2003 г., после доработки – 19 февраля 2004 г.

Уравнение для концентрации свободных электронов  $n_e$  имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \beta_e n_e n_k + \frac{n_e}{\tau_r} = D_e \Delta n_e - \mu_e \theta_e \operatorname{div}(n_e \nabla \xi) + W, \quad (3)$$

где  $n_k$  – концентрация локализованных дырок;  $\beta_e = \sigma_e v_e$  – константа, описывающая скорость захвата электронов локализованными дырками;  $\sigma_e$  – сечение захвата электрона;  $v_e$ ,  $\mu_e$  и  $\theta_e$  – скорость, подвижность и деформационный потенциал электронов соответственно. Концентрация локализованных дырок определяется уравнением

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \gamma_k n_h - \beta_e n_e n_k - \frac{n_k}{\tau_k}, \quad (4)$$

где  $\tau_k$  – время жизни локализованной дырки. Захват электронов локализованными дырками приводит к образованию локализованных электронно-дырочных пар, концентрация которых  $n_s$  описывается уравнением

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = \beta_e n_e n_k - \gamma_s n_s - \frac{n_s}{\tau_s}, \quad (5)$$

где  $\gamma_s$  и  $\tau_s^{-1}$  – соответственно константы скорости рекомбинации локализованной электронно-дырочной пары с образованием  $v$ - $i$ -пар и скорости рекомбинации по другим каналам без образования дефектов. Уравнение для концентрации точечных дефектов  $n_d$  имеет вид

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} = \gamma_s n_s - \frac{n_d}{\tau_d}, \quad (6)$$

где  $\tau_d$  – время жизни дефекта ( $d = i$  для междоузлий и  $d = v$  для вакансий).

Предполагая, что условие  $\tau_d^{-1} \ll \gamma_k, \tau_k^{-1}, \gamma_s, \tau_s^{-1}$  выполнено, представим решение системы уравнений (1)–(5) в виде

$$n_j = n_{j0} + n_{j1}, \quad j = e, h, k, s.$$

Здесь  $n_{j0}$  и  $n_{j1}$  – соответственно решение уравнений (1)–(5) в нулевом и первом приближениях теории возмущений по малым параметрам

$$\varepsilon_j = \frac{\mu_j \theta_j \tau_r}{L^2} \xi, \quad \beta_j = \frac{D_j \tau_r}{L^2}, \quad j = e, h, s, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_h \sim \varepsilon_e \ll 1$ ;  $\beta_h \sim \beta_e \ll 1$ ;  $L$  – длина области переключения ВГД [1].

Из формул (1)–(7) получаем концентрацию локализованных дырок в нулевом приближении (подробнее см. в [1]):

$$n_{k0} = \frac{\gamma_k}{\beta_e}. \quad (8)$$

Для концентрации локализованных электронно-дырочных пар в нулевом приближении имеем выражение

$$n_{s0} = \frac{W \beta_h n_d}{(\beta_h n_d + \tau_r^{-1})(\gamma_s + \tau_s^{-1})}. \quad (9)$$

В адиабатическом приближении и в первом приближении по  $\varepsilon_j$  и  $\beta_j$  (при условии  $\tau_r^{-1} \gg \gamma_k$ ) для концентрации

электронов в первом приближении теории возмущений получаем соотношение

$$n_{e1} = -\frac{W}{\tau_r^{-1}} \mu_e \theta_e \Delta \xi. \quad (10)$$

Для концентрации локализованных электронно-дырочных пар в первом приближении теории возмущений в адиабатическом приближении из (5) с использованием (8), (10) имеем выражение

$$n_{s1} = \frac{n_{e1} \gamma_k}{\gamma_s + \tau_s^{-1}} = -n_d \Delta \xi \frac{\beta_h \mu_e \theta_e W}{(\gamma_s + \tau_s^{-1}) \tau_r^{-2}}. \quad (11)$$

В предположении, что подвижность электронов  $\mu_e$  определяется рассеянием на дефектах [6]:  $\mu_e = \delta/n_d \equiv \mu_{ec} n_{dc}/n_d$  (где  $\mu_{ec} = \delta/n_{dc}$ ,  $n_{dc}$  – характеристическая концентрация точечных дефектов,  $\delta$  – константа), формулу (11) можно записать в виде

$$n_{s1} = -\Delta \xi \frac{\beta_h \mu_{ec} n_{dc} \theta_e W}{(\gamma_s + \tau_s^{-1}) \tau_r^{-2}}. \quad (12)$$

### 3. Учет влияния упругой анизотропии кубического кристалла на фурье-компоненту концентрации локализованных электронно-дырочных пар

Чтобы получить выражение для интересующей нас деформации среды  $\xi$ , рассмотрим деформационную подсистему кубического кристалла, пренебрегая сначала взаимодействием ее с дефектами. Тогда уравнение для  $x$ -компоненты вектора смещения  $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$  имеет вид [7]

$$\rho \frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} = c_{11} \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + c_{44} \left( \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} \right) + (c_{12} + c_{44}) \left( \frac{\partial^2 U_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial x \partial z} \right), \quad (13)$$

где  $\rho$  – плотность среды;  $c_{11}, c_{12}, c_{44}$  – постоянные упругой жесткости кубического кристалла. Уравнения для компонент  $U_y, U_z$  получаются из (13) циклической перестановкой координат  $x, y, z$ . Для линейной по производным вектора смещения деформации кристалла  $\xi(\mathbf{r}, t) = \partial U_x / \partial x + \partial U_y / \partial y + \partial U_z / \partial z$  из (13) и соответствующих уравнений для  $U_y, U_z$  получаем уравнение

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_{11} \Delta \xi - A c_{11} \left[ \Delta \xi - \left( \frac{\partial^3 U_x}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 U_y}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 U_z}{\partial z^3} \right) \right], \quad (14)$$

где  $A = (c_{11} - 2c_{44} - c_{12})/c_{11}$  – константа упругой анизотропии.

Пусть оси  $x, y, z$  совпадают с направлениями типа [100]. Представим концентрацию дефектов  $n_j$  ( $j = e, h, k, s, d$ ) и деформацию в виде пакетов фурье-компонент с волновыми векторами  $\mathbf{q}$ , лежащими в окрестности одного из направлений типа [100] (совпадающего с осью  $z$ ):

$$n_{j1}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} n_j(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad \xi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \xi_{\mathbf{q}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}). \quad (15)$$

Учитывая в (14) взаимодействие с дефектами, в приближении  $\xi(\mathbf{r}, t) \approx \partial U_z(\mathbf{r}, t) / \partial z$ , получаем следующее уравнение:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_{11} \Delta \xi - A c_{11} \left( \Delta \xi - \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) - \theta_d \Delta n_d, \quad (16)$$

где  $\theta_d$  – деформационный потенциал дефекта. Используя (15), в адиабатическом приближении из формулы (16) получаем выражение для фурье-компоненты самосоглавленной деформации

$$\xi_{\mathbf{q}} = \frac{\theta_d n_d(\mathbf{q})}{\rho c_{\parallel}^2 (1 - A \theta^2)}, \quad (17)$$

где  $\theta$  – угол между осью  $z$  и вектором  $\mathbf{q}$ ;  $c_{\parallel}$  – продольная скорость звука. При условии  $\theta_e < 0$  (т.е. при  $\theta_e \theta_i < 0$ ) свободные носители деформационно-индуцированно инжектируются в область, где  $n_d \equiv n_i$  достигает минимума. Тогда для фурье-амплитуды концентрации локализованных электронно-дырочных пар  $n_s = n_{s0} + n_{s1}$ , используя (9), а также (12) и (17), получаем выражение, учитывающее упругую анизотропию кубического кристалла:

$$n_s(\mathbf{q}) = \frac{\beta_h}{\gamma_s + \tau_s^{-1}} \frac{W}{\tau_r^{-1}} \times \left[ 1 - \frac{1}{\tau_r^{-1}} \mu_{ec} n_{dc} \frac{|\theta_e \theta_d|}{\rho c_{\parallel}^2 (1 - A \theta^2)} q^2 \right] n_d(\mathbf{q}). \quad (18)$$

#### 4. Уравнение самоорганизации ВГД в векторном $\mathbf{q}$ -пространстве

Уравнение самоорганизации ВГД получаем из (6), где фурье-компоненты  $n_s$  задаются выражением (18). Учтем при этом, что время жизни дефекта зависит от деформации среды:

$$\tau_d^{-1} = \tau^{-1} \exp \left( - \frac{E_m - \theta_m \xi}{k_B T} \right), \quad (19)$$

где  $\tau^{-1}$  – константа;  $E_m$  – активационная энергия миграции междоузлий (при рекомбинационно-стимулированной диффузии  $E_m = E_m^0 - E_c$ , где  $E_m^0$  – исходная энергия миграции, а  $E_c$  – величина порядка энергии локализованной электронно-дырочной пары [8–10]);  $\theta_m$  – деформационный потенциал миграции дефекта (предполагается, что  $\theta_m > 0$ ).

Разлагая (19) в ряд по  $\xi$ , имеем

$$\tau_d^{-1} = \tau_{d0}^{-1} + \frac{\theta_m \xi}{k_B T} \tau_{d0}^{-1}, \quad \tau_{d0}^{-1} = \tau^{-1} \exp \left( - \frac{E_m}{k_B T} \right). \quad (20)$$

Подставляя (18) в фурье-образ уравнения (6) и учитывая (20) совместно с (17) (где полагаем, что  $1/(1 - A \theta^2) \simeq 1 + A \theta^2$ ), получаем уравнение для фурье-амплитуды концентрации дефектов  $n_d(\mathbf{q})$ :

$$\frac{\partial n_d(\mathbf{q})}{\partial t} = D(\theta) q^2 n_d(\mathbf{q}) + G' n_d(\mathbf{q}) - R \sum_{\mathbf{q}_1} n_d(\mathbf{q}_1) n_d(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1), \quad (21)$$

где

$$D(\theta) = -\mu_{ec} k_B T \frac{\tau_{r0}}{\tau_{d0}} \frac{|\theta_e|}{\theta_d} \frac{\sigma^2 W}{W_0} (1 + A \theta^2) \equiv -|D_0| (1 + A \theta^2) < 0; \quad (22)$$

$$\sigma = \frac{1}{1 + \gamma_A n_{e0}^2 \tau_{r0}}; \quad (23)$$

$$W_0 = \frac{n_{dc}}{\tau_{d0}} \frac{1}{\gamma_{kc} \tau_{r0}} \frac{\gamma_s + \tau_s^{-1}}{\gamma_s} \quad (24)$$

– характеристическая скорость генерации электронно-дырочных пар;  $\gamma_{kc} = \beta_h n_{dc}$ ;

$$G = G' n_d(\mathbf{q}) = \left( \frac{\sigma W}{W_0} - 1 \right) \frac{n_d(\mathbf{q})}{\tau_{d0}} \quad (25)$$

– скорость генерации дефектов;

$$R = \frac{\theta_m}{\tau_{d0} n_{dc} \theta_d} > 0 \quad (26)$$

– константа нелинейной (деформационно-ускоренной) рекомбинации дефектов;

$$n_{dc} = \frac{\rho c_{\parallel}^2 k_B T}{\theta_d^2} \quad (27)$$

– характеристическая концентрация точечных дефектов.

Уравнение (21) описывает двухэтапную самоорганизацию и распространение ВГД. Перейдем к рассмотрению первого этапа – угловой самоорганизации ВГД.

#### 5. Коллапс углового фурье-спектра ВГД вдоль направления типа [100]

Разлагая  $n_d(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1)$  в ряд по  $\mathbf{q}_1$  в сферической системе координат с точностью до членов второго порядка малости по  $\mathbf{q}_1$  (подробнее см. в [11]), получаем из (21) в пренебрежении угловым дрейфом уравнение угловой диффузии в  $\mathbf{q}$ -пространстве:

$$\frac{\partial n_d(\mathbf{q})}{\partial t} = \lambda_q(\theta) n_d(\mathbf{q}) + D_q \frac{\partial^2 n_d(\mathbf{q})}{\partial \theta^2}, \quad (28)$$

где

$$\lambda_q(\theta) = \lambda_m - \delta_a \theta^2 \quad (29)$$

– инкремент нарастания фурье-амплитуды, достигающий максимума

$$\lambda_m = G' - |D_0| q^2 - R \sum_{\mathbf{q}_1} n_d(\mathbf{q}_1) \quad (30)$$

при  $\theta = 0$  (т.е. для  $\mathbf{q} \parallel z$ );

$$\delta_a = |D_0| A q^2 \quad (31)$$

– параметр крутизны зависимости  $\lambda_q(\theta)$  в точке  $\theta = 0$ . Константы  $|D_0|$ ,  $G'$ ,  $R$  заданы формулами (22), (25), (26) соответственно. Коэффициент угловой диффузии  $D_q$  в  $\mathbf{q}$ -пространстве отрицателен:

$$D_q = -\frac{9}{2} R \sum_{\mathbf{q}_1} n_d(\mathbf{q}) \left( \frac{q_1}{q} \right)^2 \equiv -|D_q|. \quad (32)$$

Решение уравнения (28) имеет вид

$$n_d(\mathbf{q}, \theta, t) = n_d(\mathbf{q}, \theta, t=0) \frac{\exp(\lambda_m t)}{[1 - 4|D_q|\delta_a t^2]^{1/2}} \times \exp\left[-\frac{\theta^2}{1/(\delta_a t) - 4|D_q|t}\right], \quad (33)$$

где  $n_d(\mathbf{q}, \theta, t=0) = \text{const}$  – начальная фурье-амплитуда концентрации дефектов, соответствующая начальному равномерному распределению векторов  $\mathbf{q}$  по углу  $\theta$  в волновом пакете (15).

Формула (33) описывает динамику сужения и коллапса исходно равномерного углового спектра нарастающих во времени дефектно-деформационных мод с фиксированным значением  $|\mathbf{q}| = q$ , причем дефектами, участвующими в угловой самоорганизации, являются междоузлия ( $\theta_d > 0$ ). К моменту времени  $t = \tau_\theta$  спектр схлопывается в  $\delta$ -функцию:

$$n_d(\mathbf{q}, \theta, t = \tau_\theta) = n_d(\mathbf{q}, \theta, t=0) \times \exp(\lambda_m \tau_\theta) \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{\delta_a}{|D_q|}\right)^{1/4} \delta(\theta), \quad (34)$$

где время схлопывания

$$\tau_\theta = \frac{1}{(4|D_q|\delta_a)^{1/2}}. \quad (35)$$

Подставляя (31) и (32) в (35), получаем для времени схлопывания углового спектра ВГД (времени угловой самоорганизации ВГД) следующее выражение:

$$\tau_\theta = \tau_{d0} \left\{ 3\sqrt{2} \left[ A \frac{\theta_m}{\theta_d} \frac{|\theta_\epsilon|}{\theta_d} (\mu_{ec} k_B T) \tau_{r0} \frac{\sigma^2 W}{W_0} \times \sum_{q_1} \frac{n_d(\mathbf{q}_1)}{n_{dc}} q_1^2 \right]^{1/2} \right\}^{-1}. \quad (36)$$

Отметим, что эффект схлопывания углового спектра ВГД является следствием упругой анизотропии кристалла: при  $A \rightarrow 0$ ,  $\tau_\theta \rightarrow \infty$ .

## 6. Фокусировка ВГД вдоль направлений типа [100] при гауссовом распределении интенсивности лазерного излучения

В случае пространственно-однородного распределения интенсивности в (21) скорость  $W = \text{const}$ . При условии, что время схлопывания углового фурье-спектра ВГД

$$\tau_\theta \ll \frac{L}{v} \equiv \tau_L$$

(где  $L$  – длина области переключения концентрации дефектов,  $v$  – скорость распространения ВГД [1]), происходит стационарное распространение плоской ВГД вдоль оси  $z$  (и независимо вдоль осей  $x$  и  $y$ ). В этом случае при  $t > \tau_\theta$  в (15) имеем  $\mathbf{q}\mathbf{r} = qz$ , а в (21) следует сделать замену  $\mathbf{q} \rightarrow q$ . Тогда, переходя в (21) от  $\mathbf{q}$ -представления к  $z$ -представлению, получаем уравнение для концентрации дефектов в виде одномерного нелинейного уравнения диффузии

$$\frac{\partial n_{dz}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_{dz}}{\partial z^2} + G' n_{dz} - R n_{dz}^2. \quad (37)$$

Здесь коэффициент «диффузии»  $D = |D_0| > 0$ . Одномерное уравнение (37) получено и решено в [1], где были определены форма, скорость и длина переключения ВГД. Распространяющиеся вдоль осей  $x$  и  $y$  ВГД описываются уравнениями для концентраций дефектов, следующими из (37) путем замены  $\partial^2/\partial z^2 \rightarrow \partial^2/\partial x^2$  и  $\partial^2/\partial z^2 \rightarrow \partial^2/\partial y^2$ . Покажем, что при пространственно-неоднородном распределении лазерного излучения возможна пространственная фокусировка плоской ВГД вдоль кристаллографических направлений.

Рассмотрим сначала случай сферического гауссова распределения лазерной интенсивности:  $I = I_0 \exp(-r^2 \times r_0^{-2})$  ( $W = W_m \exp(-r^2/r_0^2)$ ), где  $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ ,  $r_0$  – характерный радиус распределения (оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  совпадают с направлениями типа [100]). Будем считать, что в предыдущих формулах  $\sigma \approx 1$  [1]. В этом случае для коэффициентов уравнения (37) имеем выражения

$$D = D(r) = \mu_{ec} k_B T \frac{\tau_{r0}}{\tau_{d0}} \frac{|\theta_\epsilon|}{\theta_d} \frac{W}{W_0} = \tilde{D}_0 \frac{W}{W_0} = \tilde{D}_0 g \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right), \quad (38)$$

$$G' = \left[ g \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) - 1 \right] \frac{1}{\tau_{d0}}, \quad (39)$$

где управляющий параметр  $g = W_m/W_0$ .

Остановимся сперва на фокусировке изначально плоской ВГД, распространяющейся вдоль оси  $z$ . На первом (линейном) этапе фокусировки ВГД ( $R n_{dz} < G'$ ) можно пренебречь нелинейностью в уравнении (37). Тогда при условиях

$$\frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial x_z}, \frac{1}{G'} \frac{\partial G'}{\partial x_z} \ll \frac{1}{n_d} \frac{\partial n_{dx_z}}{\partial x_z}, \quad x_z = \{x, y, z\} \quad (40)$$

решение уравнения (37) имеет вид

$$n_{dz}(t, x, y, z) = C \frac{1}{[4\pi D(x, y, z)t]^{1/2}} \times \exp\left[-\frac{z^2}{4D(x, y, z)t}\right] \exp[G'(x, y, z)t], \quad (41)$$

где  $C$  – константа, соответствующая концентрации дефектов в плоской ВГД. Индекс  $z$  у концентрации дефектов в (41) указывает на то, что распространение ВГД происходит вдоль оси  $z$ . Исследуем решение (41), предполагая, что условие  $(4D_0 g \tau_p)^{1/2} < z < r_0$  (где  $\tau_p$  – длительность лазерного импульса) выполнено. Тогда можно пренебречь зависимостью коэффициентов  $D$  и  $G'$  от  $z$  и переписать (41) в виде

$$n_{dz}(t, x, y, z) = C \frac{1}{[4\pi D(x, y)t]^{1/2}} \times \exp\left[-\frac{z^2}{4D(x, y)t}\right] \exp[G'(x, y)t]. \quad (42)$$

Поскольку в (42) коэффициенты  $D(x, y)$  и  $G'(x, y)$  фигурируют в показателях экспонент, то зависимость  $n_{dz}$  от

координат  $x, y$  действительно оказывается более сильной, чем зависимости  $D(x, y)$  и  $G'(x, y)$  (условие (40)). Линейные ВГД, распространяющиеся независимо вдоль осей  $y$  и  $x$ , также описываются формулой (42) с заменой соответственно  $n_{dz} \rightarrow n_{dy}$ ,  $z^2 \rightarrow y^2$  и  $n_{dz} \rightarrow n_{dx}$ ,  $z^2 \rightarrow x^2$ . Полная концентрация сгенерированных дефектов в линейном режиме определяется суперпозицией трех парциальных волн:  $n_{dz}$ ,  $n_{dy}$ ,  $n_{dx}$ .

Определим область значений  $r$ , где происходит эффективная генерация дефектов, условием

$$\frac{n_{dz}(t, x, y, z) + n_{dy}(t, x, y, z) + n_{dx}(t, x, y, z)}{n_d(t, 0, 0, 0)} \geq e^{-1} \quad (43)$$

и, выбрав в нем знак равенства, получим уравнение поверхности, ограничивающей область эффективной генерации дефектов, которое с учетом (42) и аналогичных выражений для  $n_{dy}$  и  $n_{dx}$  имеет вид

$$N_z + N_x + N_y = e^{-1}, \quad (44)$$

где

$$N_z = \exp \left[ \frac{1}{2} (X^2 + Y^2) \right] \exp \left\{ -Z^2 \frac{r_0^2}{4\tilde{D}_0 g \tau_{d0}} \frac{1}{\zeta} \right. \\ \left. \times \frac{1}{\exp [-(X^2 + Y^2)]} \right\} \exp [g\zeta \{ \exp [-(X^2 + Y^2)] - 1 \}],$$

а  $N_x$  и  $N_y$  получаются из  $N_z$  путем замены  $X \leftrightarrow Z$  и  $Y \leftrightarrow Z$  соответственно;  $\zeta = t/\tau_{d0}$ ;  $Z = z/r_0$ ,  $X = x/r_0$ ,  $Y = y/r_0$ .

Численное решение (44) для трех моментов времени представлено на рис.1,а. Видно, что с течением времени происходит фокусировка ВГД в направлениях типа [100] и область эффективной генерации дефектов приобретает форму «шестиконечной звезды», острия которой направлены вдоль направлений типа [100].

Рассмотрим теперь случай цилиндрической симметрии гауссова пучка, распространяющегося вдоль оси  $z$ :  $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$  ( $W = W_m \exp(-r^2/r_0^2)$ ), где  $\mathbf{r} = \{x, y\}$ ,  $r_0$  – радиус пучка (оси  $x, y$  и  $z$  совпадают с направлениями типа [100]). Коэффициенты  $D$  и  $G'$  в уравнении (37) по-прежнему задаются формулами (38) и (39), где теперь  $\mathbf{r} = \{x, y\}$ . Исследуем эволюцию формы изначально плоской ВГД, распространяющейся вдоль оси  $z$ . На первом (линейном) этапе ( $Rn_{dz} < G'$ ) можно пренебречь нелинейностью в уравнении (37). Тогда при условиях, аналогичных условиям (40), решение уравнения (37) имеет вид (42).

Линейные ВГД, распространяющиеся независимо вдоль осей  $y$  и  $x$ , описываются формулами, аналогичными (42), с заменами соответственно  $n_{dz} \rightarrow n_{dy}$ ,  $z^2 \rightarrow y^2$  и  $n_{dz} \rightarrow n_{dx}$ ,  $z^2 \rightarrow x^2$ . Полная концентрация сгенерированных дефектов в линейном режиме также определяется суперпозицией (суммой) трех парциальных волн:  $n_{dz}$ ,  $n_{dy}$ ,  $n_{dx}$ .

Уравнение поверхности, ограничивающей область эффективной генерации дефектов, теперь определяется условием

$$\frac{n_{dz}(t, x, y, z) + n_{dy}(t, x, y) + n_{dx}(t, x, y)}{n_d(t, 0, 0, 0)} = e^{-1},$$

откуда получаем

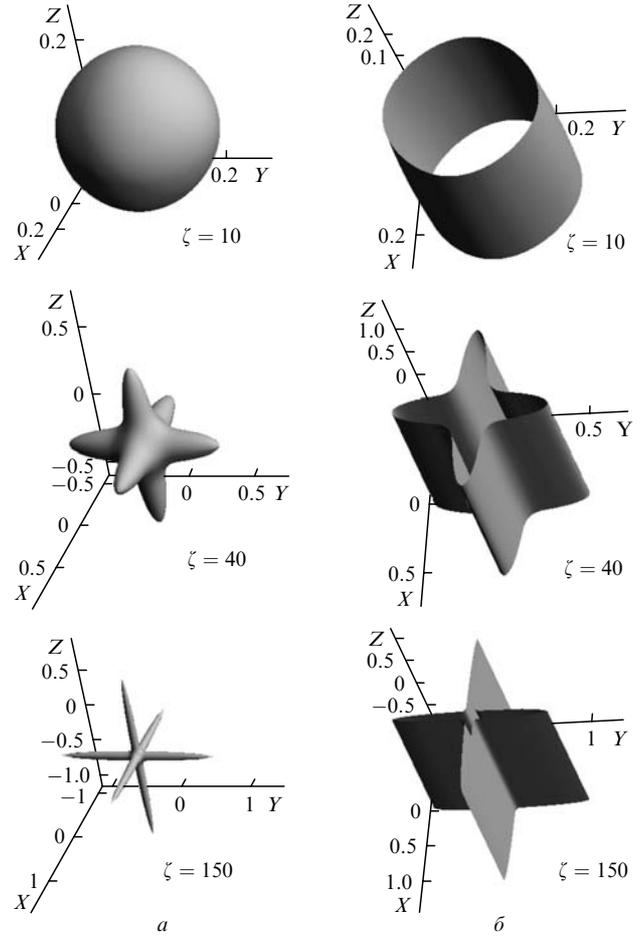


Рис.1. Поверхности, ограничивающие область эффективной генерации дефектов в случае сферического гауссова распределения интенсивности лазерного излучения (а) и в случае цилиндрической симметрии гауссова распределения (ось лазерного пучка совпадает с осью  $Z$ ) (б). Численное решение уравнений (44) и (45) получено для безразмерного времени  $\zeta = 10, 40$  и  $150$  (при  $r_0 = 10^{-3}$  см,  $\tau_{d0} = 10^{-7}$  с,  $\tilde{D}_0 = 0.01$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>,  $g = 2$ ). Оси  $X, Y, Z$  – направления типа [100]. По всем осям масштабы линейные.

$$N_z + N_x + N_y = e^{-1}, \quad (45)$$

где

$$N_z = \exp \left[ \frac{1}{2} (X^2 + Y^2) \right] \exp \left\{ -Z^2 \frac{r_0^2}{4\tilde{D}_0 g \tau_{d0}} \frac{1}{\zeta} \right. \\ \left. \times \frac{1}{\exp [-(X^2 + Y^2)]} \right\} \exp [g\zeta \{ \exp [-(X^2 + Y^2)] - 1 \}], \\ N_x = \exp \left( \frac{1}{2} Y^2 \right) \exp \left[ -X^2 \frac{r_0^2}{4\tilde{D}_0 g \tau_{d0}} \frac{1}{\zeta} \frac{1}{\exp(-Y^2)} \right] \\ \times \exp \{ g\zeta [ \exp(-Y^2) - 1 ] \},$$

а  $N_y$  находится из  $N_x$  путем замены  $X \leftrightarrow Y$ ;  $\zeta = t/\tau_{d0}$ ;  $Z = z/r_0$ ,  $X = x/r_0$ ,  $Y = y/r_0$ . Численное решение (45) для трех моментов времени представлено на рис.1,б. Видно, что область эффективной генерации дефектов приобретает со временем форму двух взаимно перпендикулярных плоскостей, параллельных направлениям типа [100], линия пересечения которых параллельна оси пучка (оси  $z$ ).

На нелинейной стадии, когда становится важным учет члена с  $R$  в (37), ВГД приобретает вид стационарной волны переброса концентрации дефектов [1]. Фокусировка ВГД на этой стадии может быть исследована лишь численными методами.

## 7. Численные оценки и их обсуждение

Образование трехмерных упорядоченных, кристаллографически ориентированных структур оптического повреждения («звезд»), аналогичных показанным на рис.1,а, наблюдалось в кристалле  $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$  ( $\rho = 2.45$  г/см<sup>3</sup>,  $n = 4 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>) при фокусировке гауссова лазерного импульса с  $\lambda = 1.064$  мкм,  $\tau_p = 1.1 \times 10^{-9}$  с,  $m = 6$ . Хотя этот кристалл имеет симметрию ниже кубической, можно ожидать, что данный механизм фокусировки ВГД можно использовать для качественного описания этого эффекта.

Из выражения (24) при сечении шестифотонного поглощения  $\sigma^{(6)} = 10^{-166}$  см<sup>12</sup>·с<sup>5</sup> [12] и  $r_0 \sim 4$  мкм,  $\tau_{d0} \sim 10^{-7}$  с,  $\tau_{r0} \sim 10^{-7}$  с,  $\beta_h = \sigma_h v_h = 2 \times 10^{-9}$  см<sup>3</sup>·с,  $\sigma_h = 2 \times 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [13],  $v_h = 10^8$  см/с,  $\gamma_s \tau_s = 10^{-5}$  имеем  $W_0 = 3 \times 10^{29}$  см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>. Тогда из (2) получаем критический поток фотонов, при котором происходит зажигание ВГД,  $F_{cr}^{(6)} = 10^{29}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> ( $I_{cr} \approx 18 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>). Это значение порядка критического потока фотонов, при котором происходит образование кристаллографически ориентированных областей оптического повреждения  $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$  [4].

Для углового спектра ВГД время схлопывания  $\tau_\theta \approx 5 \times 10^{-8}$  с (при  $\sigma^2 = 1$ ,  $A \sim 1$ ,  $\theta_m/\theta_d \sim 1$ ,  $|\theta_e|/\theta_d \sim 1$ ,  $L \approx 10^{-4}$  см,  $\sum_{q_i} [n_d(q_i)/n_{dc}] \sim 0.1$  [1],  $q_i^2 \sim 0.1(1/L^2) \sim 10^7$ ,  $\mu_{ec} k_B T = D_e \approx 1$  см<sup>2</sup>/с,  $W/W_0 \sim 2$ ). Следовательно, при данных значениях параметров неравенство  $\tau_\theta \ll L/v \equiv \tau_L = 1.2 \times 10^{-7}$  с выполняется и происходит стационарное распространение плоской ВГД вдоль направления типа [100]. Полученное значение  $\tau_\theta$  отвечает неравенству  $\tau_\theta > \tau_p$ , в то время как рассмотрение, проведенное в настоящей работе (уравнения (1)–(6)), предполагает выполнение обратного неравенства:  $\tau_\theta < \tau_p$ . Можно полагать, однако, что при достаточно большом времени жизни электронно-дырочной плазмы ( $\min(\tau_r, \gamma_k^{-1})$ ) имеет место процесс самоорганизации ВГД, который будет описываться уравнениями (4)–(6). Отметим, что образование кристаллографически ориентированных «звезд» оптического повреждения с восемью острями наблюдается также в кристалле КДР, где остря «звезды» направлены вдоль четырех направлений связей  $K - \text{PO}_4$  [5].

Проведенное рассмотрение приводит к следующей картине образования упорядоченных, кристаллографически ориентированных областей оптического повреждения в кубических кристаллах. При фокусировке гауссова

пучка лазерного излучения благодаря каскаду дефектных реакций (1)–(6) (или других реакций, протекающих с участием электронного возбуждения и эффективно описываемых уравнением типа (6)) в фокусе образуется заправочный дефект (кластер дефектов), который при  $W > W_0$  испускает сферическую ВГД (равномерное распределение  $q$  по углам). В области  $r < r_0$ , где интенсивность квазиоднородна, происходит угловая самоорганизация ВГД и выделяются волновые векторы, направленные вдоль кристаллографических направлений типа [100], т.е. образуются квазиплоские ВГД. Когда ВГД входит в область существенного изменения гауссова распределения интенсивности ( $r \sim r_0$ ), она фокусируется вдоль кристаллографических направлений типа [100].

В кристаллах с симметрией, отличной от кубической, могут появляться дополнительные кристаллографические направления, вдоль которых образуются иглы «звезды» повреждения. Отметим, что оптическое повреждение, исследованное в данной работе, представляет собой не механическое разрушение, а лишь насыщение звездобразных областей кристалла точечными дефектами при прохождении ВГД. За счет диффузии и деформационно-индуцированного выноса носителей из фокальной области ( $r \leq r_0$ ) остря таких «звезд» оптического повреждения могут простираться на расстояния  $r > r_0$  (при деформационно-индуцированной скорости дрейфа  $\sim 10^6$  см/с и времени жизни носителя  $\min(\tau_r, \gamma_k^{-1}) = 10^{-8}$  с длина дрейфа носителя составляет 100 мкм). Образование кристаллографически ориентированной области повреждения (типа звезды) и выход ее за пределы фокального пятна могут происходить также благодаря зажиганию и самоорганизации (аналогичной самоорганизации ВГД) волны ударной ионизации [2].

1. Емельянов В.И., Рогачева А.В. *Квантовая электроника*, **25**, 1017 (1998).
2. Emel'yanov V.I., Rogacheva A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3734**, 111 (1999).
3. Salo V.I., Atroschenko L.V., Garnov S.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2714**, 197 (1996).
4. Yoshimura M., Kamimura T., Murase K., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3244**, 106 (1998).
5. Yoshida H., Jitsuno T., Fujita H., et al. *Appl. Phys. B*, **70**, 195 (2000).
6. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников* (М.: Наука, 1990).
7. Киттель Ч. *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978).
8. Kimerling L.C. *Solid State Electron.*, **21**, 1391 (1978).
9. Sumi H. *Phys. Rev. B*, **29**, 4616 (1984).
10. Emel'yanov V.I., Kashkarov P.K. *Appl. Phys. A*, **55**, 161 (1992).
11. Емельянов В.И., Панин И.М. *ФТТ*, **39**, 2029 (1997).
12. Jones S.C., Braunlich P., Casper R.T., et al. *Opt. Eng.*, **28**, 1039 (1989).
13. Галкин Г.Н. *ФТТ*, **3**, 630 (1961).