

Самоорганизация связанных температурно-деформационных полей на поверхности твердых тел, облучаемых лазером

В.И.Емельянов, К.И.Еремин

Построена теория самоорганизации поверхностных периодических термдеформационных (ТД) полей при импульсном лазерном облучении кристаллов. Получено выражение для периода ТД структуры как функции длительности импульса и температуры среды. Продемонстрировано хорошее согласие теории с экспериментальными результатами по квазипериодическому повреждению поверхности Si лазерными импульсами разной длительности.

Ключевые слова: самоорганизации поверхностных полей, термдеформационные структуры, повреждение облучаемой лазером поверхности.

Введение

Образование периодических дефектно-деформационных (ДД) микро- и нанометровых структур на поверхности сильно поглощающих твердых тел под действием лазерного излучения – одна из актуальных проблем лазерной физики. К настоящему времени исследовано образование ДД структур с участием вакансий, междоузлий и электронно-дырочных пар (см. обзор[1]).

Универсальным механизмом лазерно-индуцированного образования поверхностных ДД структур является диффузионно-деформационная неустойчивость, когда при превышении критической концентрации лазерно-индуцированных дефектов их деформационно-индуцированный поток становится больше встречного диффузионного потока, что приводит к автолокализации дефектов в самосогласованных деформационных ямах. Положительная ДД связь автоматически возникает для лазерно-индуцированных точечных дефектов, энергия взаимодействия которых с самосогласованным (дефектно-индуцированным) полем деформации задается выражением [2]

$$H = -\theta_d \xi, \quad (1)$$

где θ_d – деформационный потенциал дефекта; $\xi = \text{div} \mathbf{u}$ – деформация; \mathbf{u} – вектор смещения среды.

Помимо создания точечных дефектов энергия лазерного излучения идет на нагрев поверхности. При этом тепловое поле, созданное облучением, можно рассматривать как состоящее из «дефектов» идеальной решетки – тепловых фононов. Благодаря кубическому ангармонизму упругого континуума тепловые фононы создают в твердом теле самосогласованную статическую деформацию ξ . Плотность энергии кубического ангармонического взаимодействия тепловых фононов с деформацией ξ задается выражением

$$U_{\text{unh}} = -K\alpha \xi_{\text{ph}}^2 \xi, \quad (2)$$

где K – модуль упругости; α – безразмерная положительная константа ангармонизма; ξ_{ph} – осциллирующая во времени деформация, обусловленная смещением среды в фононной волне. В [3] показано, что энергия взаимодействия одного теплового фонона с полем деформации ξ , получаемая из (2), совпадает с энергией (1). Таким образом, тепловые фононы относятся к тем дефектам решетки, для которых также возможна ДД неустойчивость. Описание такой неустойчивости удобнее проводить в терминах температурного поля $T \sim \xi_{\text{ph}}^2$. При этом температурно-деформационное взаимодействие, описываемое выражением (2), приводит к появлению положительной обратной связи между температурным и деформационным полями. В результате на поверхности может развиваться термдеформационная (ТД) неустойчивость, аналогичная поверхностной ДД неустойчивости [1].

В настоящей работе построена теория лазерно-индуцированной ТД неустойчивости на поверхности твердого тела с образованием периодических ТД полей. Рассмотрение проводится по модели «анизотропная пленка на подложке», в которой нагретый лазерным импульсом приповерхностный слой рассматривается как «пленка», соединенная с нижележащей частью образца («подложкой»). Учитывается упругая анизотропия поверхности кристалла, приводящая к образованию периодических ТД структур, геометрия которых соответствует кристаллографической симметрии (ТД решетка).

1. Модель нагретой упругоанизотропной пленки на подложке

Пусть на поверхность (100) сильно поглощающего кубического кристалла (с коэффициентом оптического поглощения α_0) действует лазерный импульс длительностью τ_p . Плоскость $z = 0$ совпадает с этой поверхностью (ось z направлена в глубь среды). К моменту окончания импульса температура распределена вдоль оси z по закону [4]

$$T(z) = T_0 \text{ierfc} \frac{z}{2(\chi\tau_p)^{1/2}} \approx T_0 \exp(-\gamma z), \quad (3)$$

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 2 октября 2000 г.

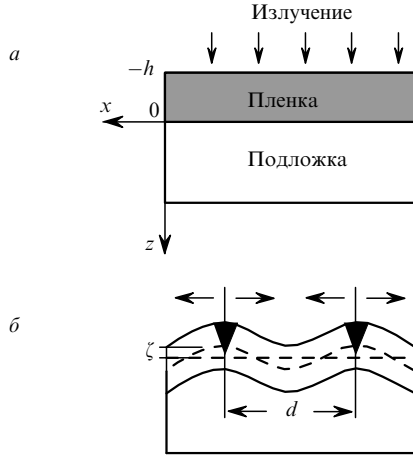


Рис.1. Модель «нагретая пленка на подложке»: *a* – исходное состояние, когда пленка не деформирована, тепловые фоны распределены равномерно; *b* – в результате ТД неустойчивости пленка периодически изогнута, области максимального нагрева (затемненные) совпадают с областями максимальной деформации растяжения (стрелками показаны периодические смещения точек поверхности, приводящие к периодическому повреждению (растрескиванию) поверхности, см. ниже (36)).

где χ – коэффициент температуропроводности; $\gamma = 2(\chi\tau_p)^{-1/2}$; T_0 – пространственно-однородная температура на поверхности, которая в дальнейшем будет считаться заданным (внешне контролируемым) параметром. Выражение (3) справедливо при условии $(\chi\tau_p)^{1/2} \gg \alpha_0^{-1}$.

Определим толщину h эффективно нагретого приповерхностного слоя условием

$$T(z = h) = T_c, \quad (4)$$

где T_c – критическая температура возникновения ТД неустойчивости (см. ниже выражение (31)). Тогда из (3) и (4) получаем

$$h = (\chi\tau_p)^{1/2} \ln \frac{T_0}{T_c}. \quad (5)$$

Будем рассматривать этот нагретый слой толщиной h как «пленку» с плотностью ρ и модулем упругости K , жестко соединенную с «подложкой» – остальной частью кристалла с параметрами ρ_s , K_s . Перенесем начало отсчета $z = 0$ в плоскость соединения пленки с подложкой (рис.1). Направим оси x и y вдоль кристаллографических направлений $[100]$ и $[010]$. При условии $\lambda\tau_p \gg 1$, где λ – инкремент ТД неустойчивости, можно пренебречь перераспределением тепла вдоль оси z на масштабе порядка толщины пленки h . Считая тогда, что на временах развития неустойчивости ($t \sim \lambda^{-1}$) тепло перераспределяется только вдоль пленки, можно с учетом (3) записать

$$T(\mathbf{r}, z, t) = T(\mathbf{r}, t) \exp[-\gamma(z - h)].$$

Поток тепла вдоль поверхности состоит из диффузионной и деформационно-индуцированной частей. Из [3] следует, что с учетом (2) поток тепла можно записать в виде

$$Q = -\chi \text{grad}_{\parallel} T - \chi \alpha \text{grad}_{\parallel} (T \text{div} \mathbf{u}_f). \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем индекс \parallel означает дифференциро-

вание по x и y ; \mathbf{u}_f – вектор смещения среды в пленке. Используя (6), из уравнения непрерывности потока тепла получим уравнение диффузии тепла с учетом деформационно-индуцированного потока:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi A_{\parallel} (T) - \alpha \chi \text{div}_{\parallel} (T \text{grad}_{\parallel} (\text{div} \mathbf{u}_f)). \quad (7)$$

Деформация пленки $\text{div} \mathbf{u}_f = \zeta_f$ выражается через изгибающую координату пленки ζ (которая задает смещение точек срединной плоскости пленки вдоль оси z от равновесного положения, рис.1):

$$\zeta_f = -v \left(z + \frac{h}{2} \right) A_{\parallel} \zeta, \quad (8)$$

где $v = (1 - 2\sigma)/(1 - \sigma)$; σ – коэффициент Пуассона пленки.

Для пленки с ориентацией (100) координата ζ подчиняется уравнению, которое получается обобщением обычного уравнения изгиба упругоанизотропной свободной пленки [5, 6]:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + l_0^2 c^2 \left(\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2A \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right) \zeta + \frac{v \theta_T}{\rho h} \int_{-h}^0 \left(z + \frac{h}{2} \right) A_{\parallel} T dz = \frac{\sigma_{\perp}}{\rho h}, \quad (9)$$

где $l_0^2 = h^2/12$; $c^2 = S_{11} S_{44} / \rho (S_{11}^2 - S_{12}^2) S_{44}$; $A = c_3^2 / c^2$ – коэффициент упругой анизотропии; $c_3^2 = (-S_{12} S_{44} + 2S_{11}^2) / \rho (S_{11}^2 - S_{12}^2) S_{44}$; $\theta_T = \alpha k_B n$; n – концентрация атомов; k_B – константа Больцмана; σ_{\perp} – напряжение, нормальное к поверхности пленки (реакция подложки). Постоянные упругой податливости S_{ij} , фигурирующие здесь, выражаются через обычно приводимые в литературе постоянные упругой жесткости c_{11} , c_{12} , c_{44} соотношениями

$$c_{44} = S_{44}^{-1}, \quad c_{11} - c_{12} = (S_{11} - S_{12})^{-1},$$

$$c_{11} + 2c_{12} = (S_{11} + 2S_{12})^{-1}.$$

Изгиб пленки вызывает появление в подложке вектора смещения \mathbf{u} , описываемого в пренебрежении ангармонизмом уравнением

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = c_{\perp}^2 \Delta \mathbf{u} + (c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2) \text{grad} (\text{div} \mathbf{u}). \quad (10)$$

На границе раздела пленка – подложка имеем следующие граничные условия. Смещение вдоль оси z непрерывно, т. е.

$$u_z(z = 0) = \zeta. \quad (11)$$

Касательное напряжение, создаваемое пространственно-однородным распределением температуры в пленке, компенсируется сдвиговым напряжением в подложке при $z = 0$:

$$\left(\frac{\partial u_{x_i}}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x_i} \right)_{z=0} = \frac{\theta_T}{\mu_s} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-h}^0 T dz, \quad (12)$$

где $x_1 = x$, $x_2 = y$; μ_s – модуль сдвига кристалла вблизи границы раздела подложки и пленки.

Нормальное напряжение в подложке определяет силу, действующую на пленку по нормали к ней:

$$\left[\frac{\partial u_z}{\partial z} + (1 - 2\beta) \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) \right]_{z=0} = \frac{\sigma_{\perp}(x, y)}{\rho_s c_{\parallel}^2}, \quad (13)$$

где $\beta = c_{\perp}^2/c_{\parallel}^2$; c_{\parallel} и c_{\perp} – соответственно продольная и поперечная скорости звука в подложке.

Из (7), используя (8), получим уравнение для температуры $T(\mathbf{r}, t)$ на свободной поверхности $z = -h$:

$$\frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \chi \Delta_{\parallel} (T(\mathbf{r}, t)) - \alpha \chi \operatorname{div}_{\parallel} \left(T(\mathbf{r}, t) \operatorname{grad}_{\parallel} v \frac{h}{2} \Delta_{\parallel} \zeta(\mathbf{r}, t) \right). \quad (14)$$

Система уравнений (9)–(14), с учетом (8) и $T(\mathbf{r}, z, t) = T(\mathbf{r}, t) \exp[-\gamma(z-h)]$, является замкнутой системой уравнений, описывающей ТД неустойчивость в модели упругоанизотропной пленки на подложке.

2. Система кинетических термодформационных уравнений в модовом представлении

Представим изгибную деформацию пленки в виде ряда Фурье

$$\zeta(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{q}} \zeta_{\mathbf{q}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \quad (\zeta_{\mathbf{q}} = \zeta_{-\mathbf{q}}, \zeta_{\mathbf{q}} = \zeta_{\mathbf{q}}(t)). \quad (15)$$

Здесь $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$ – волновой вектор, модуль которого лежит в интервале $0 \leq q \leq q_c$; $q_c = \pi/h$ – предельное волновое число. Аналогично представим $T(\mathbf{r}, t)$ в виде

$$T(\mathbf{r}, t) = T_0 + \sum_{\mathbf{q} \neq 0} T(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \quad (16)$$

($T(\mathbf{q}) = T(-\mathbf{q})$, $T(\mathbf{q}) = T(\mathbf{q}, t)$). Подставляя (15) и (16) в (14), получаем систему нелинейных кинетических уравнений для фурье-амплитуд:

$$\frac{\partial T(\mathbf{q})}{\partial t} + \gamma(\mathbf{q}) T(\mathbf{q}) = \quad (17)$$

$$-A \sum_{\mathbf{q}_1} [\mathbf{q}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1)] |\mathbf{q} - \mathbf{q}_1|^2 T(\mathbf{q}_1) \zeta_{\mathbf{q} - \mathbf{q}_1},$$

где

$$\gamma(\mathbf{q}) = \chi q^2; \quad A = v \chi \alpha \frac{h}{2} \frac{\theta_T}{k_B T}.$$

Чтобы замкнуть систему уравнений (17), получим соотношение, связывающее $T(\mathbf{q})$ и $\zeta_{\mathbf{q}}$. Для этого найдем решение граничной задачи (10)–(13) в модовом представлении. В этом представлении в (13)

$$\sigma_{\perp}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{q}} \sigma_{\mathbf{q}}(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} + \varepsilon t), \quad (18)$$

где ε – вспомогательный параметр (в конце вычислений берется предел $\varepsilon \rightarrow 0$ (см. ниже).

Вектор смещения в подложке, удовлетворяющий уравнению (11), представим в виде суммы продольной и поперечной частей

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{u}_{\perp},$$

удовлетворяющих условиям

$$\operatorname{rot} \mathbf{u}_{\parallel} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{u}_{\perp} = 0. \quad (19)$$

Соответствующие решения запишем в компонентах. Для продольной компоненты имеем

$$u_{\parallel x_x} = -i q_{x_x} R(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - k_{\parallel} z + \varepsilon t), \quad (20)$$

$$u_{\parallel z} = k_{\parallel} R(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - k_{\parallel} z + \varepsilon t),$$

для поперечной компоненты

$$u_{\perp x_x} = -i \frac{q_{x_x}}{q} k_{\perp} Q(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - k_{\perp} z + \varepsilon t), \quad (21)$$

$$u_{\perp z} = q Q(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - k_{\perp} z + \varepsilon t),$$

где $k_{\parallel, \perp}^2 = q^2 + \varepsilon^2/c_{\parallel, \perp}^2$; $R(t)$, $Q(t)$ – некоторые функции времени. Решение в форме (20), (21) автоматически удовлетворяет условиям (19). Заметим, что при $\varepsilon = -i\omega$, где ω – вещественно, решение (20), (21) описывает поверхностные рэлеевские волны [5]. Здесь мы получим другой тип решения, когда $\varepsilon \rightarrow 0$ ($\omega \rightarrow 0$), т.е. решение граничной задачи (10)–(13) в адиабатическом приближении.

Для этого прежде всего выразим $\sigma_{\mathbf{q}}$ через $T(\mathbf{q})$ и $\zeta_{\mathbf{q}}$ из системы следующих четырех уравнений. Из (10), используя (20), (21), получаем первое уравнение

$$k_{\parallel}^2 - q^2 = (k_{\perp}^2 - q^2)\beta,$$

где β определено в (13). Подставляя (20), (21) в граничное условие (11), получаем второе уравнение

$$R k_{\parallel} + q Q = \zeta_{\mathbf{q}}.$$

Из граничного условия (13), используя (19)–(21), получаем третье уравнение

$$R(k_{\perp}^2 + q^2) + 2q k_{\perp} Q = -\frac{\sigma_{\mathbf{q}}}{\rho_s c_{\perp}^2}.$$

Подставляя (19)–(21) в (12), получаем четвертое уравнение

$$2k_{\parallel} q_{x_x} R + (q^2 + k_{\perp}^2) Q = \frac{\theta_T}{\mu_s} h q_{x_x} T(\mathbf{q}).$$

Разрешая эту систему четырех уравнений, получаем соотношение

$$\frac{1}{k_{\parallel}} \frac{2k_{\parallel} k_{\perp} - k_{\perp}^2 - q^2}{q^2 - k_{\perp}^2} \left[\frac{\theta_T}{\mu_s} h q^2 T(\mathbf{q}) - \zeta_{\mathbf{q}} (q^2 + k_{\perp}^2) \right]$$

$$-2\zeta_{\mathbf{q}} k_{\perp} = \frac{\sigma_{\mathbf{q}}}{\rho_s c_{\perp}^2}.$$

Раскладывая выражение в фигурных скобках в ряд по $\varepsilon^2/c_{\parallel, \perp}^2 q^2$ (в пределе $\varepsilon \rightarrow 0$), находим искомую связь:

$$\frac{\sigma_{\mathbf{q}}}{\rho_s c_{\perp}^2} = \zeta_{\mathbf{q}} 2q(\beta - 1) - \beta \frac{\theta_T}{\mu_s} h q T(\mathbf{q}). \quad (22)$$

Подставляя (15), (16) и (18) в (9), получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 \zeta_{\mathbf{q}}}{\partial t^2} + \Phi(\theta) c^2 l_0^2 q^4 \zeta_{\mathbf{q}} + \frac{v \theta_T}{2\rho} h q^2 T(\mathbf{q}) = \frac{\sigma_{\mathbf{q}}}{\rho h}. \quad (22)$$

Здесь $\Phi(\theta) = (\cos^4 \theta + 2A \cos^2 \theta \sin^2 \theta + \sin^4 \theta)$ – фактор угловой зависимости жесткости пленки; θ – угол между вектором \mathbf{q} и осью x (направлением типа [100] в плоскости пленки).

Теперь из (23) в адиабатическом приближении ($\partial^2 \zeta / \partial t^2 = 0$), используя (22), найдем связь между $\zeta_{\mathbf{q}}$ и $T(\mathbf{q})$:

$$\zeta_{\mathbf{q}} = T(\mathbf{q})\eta_{\mathbf{d}}(\mathbf{q}), \quad (24)$$

где коэффициент дефектно-изгибной связи

$$\eta_{\mathbf{d}}(\mathbf{q}) = -\frac{\theta_T}{2\mu_s} h(vqh + 2\beta) \left[2(1 - \beta) + \frac{\rho c^2}{\mu_s} h l_0^2 q^3 \Phi(\theta) \right]^{-1}.$$

При выводе этого выражения использовано $\mu_s = \rho_s c_s^2$.

Подставляя (24) в (17), получаем замкнутую систему кинетических уравнений для фурье-амплитуд $T(\mathbf{q})$ поверхностной температуры:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T(\mathbf{q})}{\partial t} + \gamma(\mathbf{q})T(\mathbf{q}) = - \sum_{\mathbf{q}_1} [\mathbf{q}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1)] |\mathbf{q} - \mathbf{q}_1|^2 \\ \times A\eta(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1)T(\mathbf{q}_1)T(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1). \end{aligned} \quad (25)$$

Ниже мы проведем линейный анализ системы уравнений (25) и сравним полученные теоретические результаты с экспериментальными.

3. Характеристики поверхностных ТД решеток

Предполагая, что амплитуда нулевой гармоники температуры на поверхности T_0 , создаваемая лазерным облучением, много больше амплитуды любой другой гармоники ($T_0 \gg T(\mathbf{q})$), и учитывая в уравнении (25) линейные по $T(\mathbf{q}_1 = 0) = T_0$ члены, получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial T(\mathbf{q})}{\partial t} + \gamma(\mathbf{q})T(\mathbf{q}) = -AT_0\eta(\mathbf{q})T(\mathbf{q})q^4. \quad (26)$$

Задавая решение уравнения (26) в виде

$$T(\mathbf{q}) = T(\mathbf{q}, t) = \text{const exp}(\lambda t), \quad \zeta_{\mathbf{q}} = \text{const exp}(\lambda t) \quad (27)$$

и полагая, что $q \geq h^{-1}$, получаем выражение для инкремента как функции модуля q и направления волнового вектора $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$ ($q_x = q \cos \theta$, $q_y = q \sin \theta$):

$$\lambda(\mathbf{q}) = -\chi q^2 + \chi q^4 \frac{h^2}{2} v\alpha\beta_s \frac{\theta_T T_0}{2(1 - \beta)\mu_s + \rho c^2 \Phi(\theta) h l_0^2 q^3}. \quad (28)$$

Зависимость инкремента от направления волнового вектора $\lambda(\mathbf{q})$ (28) показана на рис.2. Максимальный инкремент достигается для мод с волновыми векторами, направленными вдоль кристаллографических направлений [100] и [010] (вдоль x и y).

Графики задаваемой формулой (28) (при $\theta = 0$) зависимости $\lambda(q)$ инкремента ТД решетки с волновым вектором вдоль одной из осей типа [100] представлены на рис.3. При температурах T_0 , близких к порогу генерации ТД решеток ($T_c \approx 900$ К, см. ниже (31)), максимальное $\lambda = \lambda_m$ достигается при $q = q_m$ (см. рис.3,а), где с учетом (5) имеем

$$q_m = \frac{3v\beta_s}{(\chi\tau_p)^{1/2} \ln(T_0/T_c)} \frac{\alpha^2 k_B n T_0}{\rho c^2}, \quad (29)$$

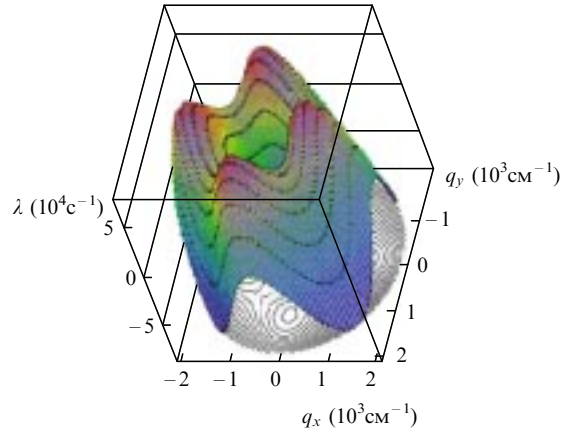


Рис.2. Зависимость инкремента поверхностной ТД решетки от компонент ее волнового вектора $\lambda(q_x, q_y)$ по формуле (28) при значениях параметров, приведенных в разд.3, и $T_0 = 1500$ К, $\tau_p = 10^{-3}$ с.

а максимальный инкремент

$$\lambda_m = \chi q_m^2. \quad (30)$$

Для оценки критической температуры возникновения ТД неустойчивости мы заменим (30) на $\lambda_m = \chi q_m^2 - \gamma_T$, где $\gamma_T = \chi/h^2$ учитывает уход тепла из пленки в подложку. Тогда из критического условия $\lambda_m \geq 0$ получаем, что ТД неустойчивость появляется тогда, когда пространственно-однородная температура T_0 превышает критическую температуру T_c :

$$T_0 > T_c = \frac{\rho c^2}{3v\alpha\beta_s\theta_T} = \frac{\rho c^2}{3\alpha^2 v\beta_s k_B n}. \quad (31)$$

При характерных для Si значениях параметров $v \approx 0.3$, $\beta_s \approx 0.4$, $\chi = 10^{-1}$ см²/с, $\rho c^2 = 1.2 \cdot 10^{12}$ эрг/см³, $n = 10^{22}$ см⁻³, $\alpha \approx 10^2$, из (31) имеем критическую температуру $T_c \approx 900$ К.

Таким образом, развитие ТД неустойчивости на поверхности приводит в линейном режиме ($T_0 \geq T_c$) к образованию температурной решетки (16) и (27) и спаренной с нею решетки деформации (15), (24), (27) с q , лежащим внутри полосы усиления $\lambda(q) > 0$ (рис.3,а). Решетка с максимальным инкрементом имеет период $d = 2\pi/rq_m$.

Зависимость $\lambda(q)$, соответствующая выражению (28) при более высоких температурах лазерного нагрева

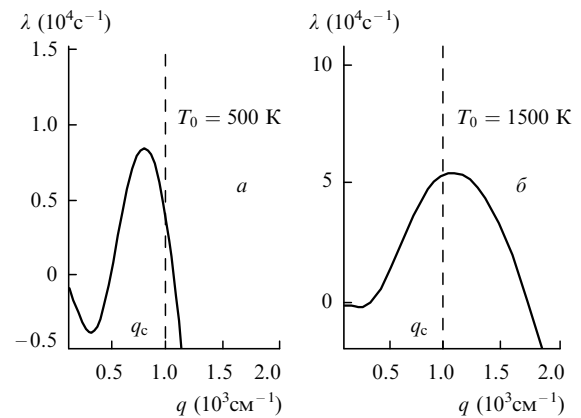


Рис.3. Зависимость инкремента поверхностной ТД решетки от модуля ее волнового вектора $\lambda(q)$ по формуле (28) при $\theta = 0$ и значениях параметров, приведенных в разд. 3, а также $\tau_p = 10^{-3}$ с, $T_0 = 500$ и 1500 К.

($T_0 \gg T_c$), показана на рис.3,б. Видно, что $q_m > q_c$, так что максимальный инкремент имеет мода с $q = q_c = \pi/h$. В этом случае период ТД решетки с учетом (5) есть

$$d_c = \frac{2\pi}{q_c} \approx 2h \approx 2(\chi\tau_p)^{1/2} \ln \frac{T_0}{T_c}. \quad (32)$$

На основе вышеприведенного рассмотрения следует ожидать, что ТД самоорганизация осуществляется в два этапа: на первом этапе происходит селекция ТД мод с волновыми векторами, направленными вдоль двух перпендикулярных кристаллографических направлений типа [100], во втором – селекция ТД решеток по периоду. Таким образом, в результате должна образоваться двумерная ТД решетка, описываемая суперпозицией двух ортогональных решеток

$$T(x_i) = T(q) \cos(qx_i), \quad \zeta(x_i) = \zeta_q \cos(qx_i), \quad (33)$$

где $q = q_c$; $x_i = \{x, y\}$; связь фурье-амплитуд изгибной координаты ζ_q и температуры $T(q)$ задается формулой (24), в которой коэффициент связи $\eta(q)$ берется в пределе $q > h^{-1}$:

$$\zeta_q = -\frac{6\theta_T(vqh + 2\beta)}{\rho c^2 h^2 q^3} T(q). \quad (34)$$

Таким образом, максимумы рельефа пленки ($\zeta_q < 0$) совпадают с максимумами температуры (см. рис.1,б).

Согласно (8), (33) и (34) на поверхности кристалла возникает также двумерная решетка деформации, образованная суперпозицией двух решеток вида

$$\xi(x_i) = v \frac{h}{2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x_i^2} = v \frac{h}{2} q^2 |\zeta_q| \cos(qx_i). \quad (35)$$

Компонента вектора латерального смещения поверхности u_{x_i} ($x_1 = x, x_2 = y$) связана с деформацией ξ соотношением $\xi = \partial u_{x_i} / \partial x_i$, откуда с учетом (35) получаем

$$u_{x_i} = \int \xi dx_i = v \frac{h}{2} q |\zeta_q| \sin(qx_i). \quad (36)$$

Следовательно, линии нулевых латеральных смещений поверхности, определяемые формулой (36), совпадают с линиями максимальной температуры, определяемыми (33), так что смещения с разных сторон от этих линий направлены в противоположные стороны (см. рис.1,б).

4. Сравнение с экспериментом и заключение

Таким образом, при превышении критической температуры T_c (31) на поверхности кристалла образуются две решетки изменения температуры со штрихами, перпендикулярными кристаллографическим осям типа [100], и расстоянием между линиями максимума температуры, задаваемым формулой (32). Синхронно на поверхности образуются две деформационные решетки вида (35), причем линии нулевых смещений среды вдоль осей типа [100] совпадают с линиями максимальной температуры (ср. (36) и (33)). Благодаря этому при развитии ТД неустойчивости, когда амплитуда волны статических латеральных

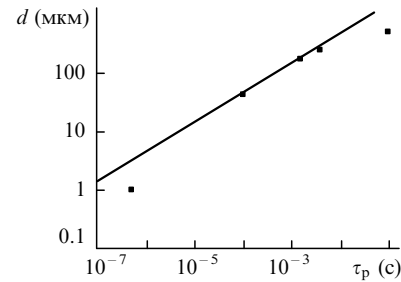


Рис.4. Экспериментальная зависимость периода решетки поверхностного растрескивания от длительности лазерного импульса (точки) для Si с использованием лазерных импульсов с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и интенсивностью вблизи порога плавления [7], а также теоретическая прямая по формуле (32) при тех же параметрах, что и для рис.2.

смещений поверхности становится достаточно большой, происходит периодическое повреждение (растрескивание) поверхности по линиям максимальной температуры.

Из теории ТД неустойчивости следует образование двумерного периодического растрескивания (квадратными фрагментами) поверхности облучаемого вещества при температурах, близких к температуре плавления. При этом стороны квадратных фрагментов должны быть параллельны кристаллографическим направлениям типа [001], а линейный размер фрагмента должен расти с увеличением длительности лазерного импульса по закону (32).

В связи с этим предсказанием теории ТД неустойчивости отметим, что при лазерном облучении кристаллического Si [7] наблюдается образование квазипериодического растрескивания с характерным периодом (размером фрагмента), возрастающим с ростом длительности лазерного импульса τ_p . Эксперименты проводились при интенсивности излучения, близкой к интенсивности плавления. На рис.4 приведена зависимость периода ТД структуры, вычисленного по формуле (32), вместе с экспериментальными данными [7]. Видно что предсказания ТД неустойчивости соответствуют экспериментальным результатам.

Геометрия ТД структур (решеток), рассмотренных в настоящей работе, определяется кристаллической симметрией поверхности. В случае поликристаллов и аморфных сред геометрия структур может определяться симметрией внешних воздействий – симметрией исходных латеральных напряжений на поверхности либо симметрией распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка. В этих случаях, в зависимости от конкретного вида симметрии внешнего воздействия, можно ожидать образования периодических ТД полей в виде одномерных или двумерных решеток, концентрических колец или радиально-лучевых структур.

1. Емельянов В.И. *Квантовая электроника*, **29**, 2 (1999).
2. Эшелби Дж. *Континуальная теория дислокаций* (М., ИЛ, 1963).
3. Емельянов В.И. *Препринт физического факультета МГУ №17* (М., 1999).
4. Duley W.W. *Laser processing and analysis of materials* (N.Y., Plenum Press, 1982).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости (курс теоретической физики)* (М., Наука, 1987, т.7).
6. Огибалов П.М. *Изгиб, устойчивость и колебания пластин* (М., изд-во МГУ, 1958, с.152).
7. Стрелов Н.Н., Романов Б.П., Смирнов С.В. *Неорганические материалы*, **27**, 2459 (1991).