Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 12, с. 848 – 856 © 2026 г. 25 июня

Критерии формирования лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур в фазопеременных материалах при фемтосекундном воздействии

О. И. Соколовская[+1)], *Д. В. Шулейко*[+], *М. П. Смаев*[*], *Я. С. Лебедева*[×], *С. В. Заботнов*[+], *Л. А. Головань*[+], *П. К. Кашкаров*[+○], *С. А. Козюхин*[▽]

[+] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[×] *Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498 Зеленоград, Москва, Россия*

[○] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[▽] *Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, 119071 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 апреля 2026 г.
После переработки 1 мая 2026 г.
Принята к публикации 4 мая 2026 г.

В данной работе исследуются возможности формирования периодических поверхностных структур в результате облучения тонких аморфных пленок GeTe и Sb_2Te_3 фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 1030 нм. Учет нелинейного поглощения и фотоиндуцированной генерации электронов в данных материалах позволяет предсказать формирование или отсутствие поверхностных решеток в рамках теории возбуждения поверхностных электромагнитных волн, обуславливающих периодическую модуляцию рельефа в поле сверхкоротких лазерных импульсов. Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S3034576626060134

Формирование лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) – явление, известное со времени появления первых импульсных лазеров [1]. Подобные структуры формируются практически на всех типах твердых тел – металлах, полупроводниках, диэлектриках – при облучении поверхности материалов мощными лазерными импульсами [2,3] и могут быть описаны как модуляция рельефа поверхности в форме регулярной решетки с определенным периодом. Теоретическое описание возникновения таких структур включает в себя учет как интерференции падающего излучения и поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), так и перераспределение материала в приповерхностной области, например, в расплаве [4].

В случае формирования ЛИППС лазерными импульсами фемтосекундной длительности процессы поглощения излучения и термической диффузии оказываются разделены во времени. Необходимая для возникновения ЛИППС пространственная модуляция локального распределения энергии возникает вследствие интерференции падающего излучения и ПЭВ – поверхностных плазмон-поляритонов, при этом наблюдается четкая корреляция ориентации ЛИППС и направления поляризации лазерного излучения. Возбуждение ПЭВ, как правило, реализуется, если действительная часть диэлектрической проницаемости облучаемого материала $\mathrm{Re}(\tilde{\varepsilon}) < -1$ [5]. В полупроводниках и диэлектриках последнее условие может быть выполнено за счет фотоиндуцированной генерации свободных электронов при облучении мощными лазерными импульсами.

Особый интерес представляет формирование ЛИППС в случае халькогенидных соединений [6]. В частности, фазопеременные материалы (ФПМ) на основе халькогенидных полупроводников типа Ge-Sb-Te (GST) характеризуются важным сочетанием двух свойств: ярко выраженным изменением оптических [7] и электрических свойств [8] при кристаллизации/аморфизации и ультракороткими временами протекания указанных процессов [9, 10]. Сочетание этих свойств делает ФПМ привлекательными для применения в перезаписываемых оптических дисках (DVD-RW, BluRay), энергонеза-

1) e-mail: sokolovskayaoi@my.msu.ru

висимой оперативной памяти (PCRAM), а также в многочисленных устройствах нанофотоники [11–13]. Применение фемтосекундных лазеров в качестве фактора внешнего воздействия позволяет дополнительно оптимизировать структурные переходы в ФПМ (время кристаллизации, создание многоуровневых состояний) [14, 15] и открывает новые применения в фотонике за счет направленного изменения топографии поверхности в результате формирования ЛИППС [16,17].

Тем не менее, даже при схожих материалах и условиях облучения возможно как возникновение ЛИППС в результате фемтосекундного воздействия, так и их отсутствие. Так, недавние экспериментальные исследования [18] показали, что при облучении фемтосекундными лазерными импульсами на аморфных и кристаллических пленках GeTe могут формироваться ЛИППС с периодом, сопоставимым с длиной волны, тогда как на аморфных пленках Sb_2Te_3 они не возникают, а увеличение плотности энергии приводит лишь к абляции материала. Столь принципиальное различие ставит вопрос об условиях и механизмах формирования ЛИППС и о природе различий, наблюдающихся даже в структурно близких бинарных полупроводниковых соединениях Sb_2Te_3 и GeTe. Отметим, что Sb_2Te_3 проявляет свойства топологического изолятора только в монокристалле, а не в аморфной фазе [19], и, следовательно, они не могут являться причиной данного различия.

Цель данного исследования состояла в нахождении критериев формирования ЛИППС на аморфных тонких пленках Sb_2Te_3 и GeTe при воздействии фемтосекундного лазерного излучения. Для этого был рассмотрен процесс интерференции падающего излучения с ПЭВ, возбуждаемыми на границе раздела воздух/ФПМ. Отметим, что обычно расчеты возникновения ЛИППС с определенным периодом и ориентацией проводятся в рамках так называемой модели Сайпа–Друде–Бонзе [4, 20, 21], учитывающей вероятность фотоиндуцированной генерации соответствующей ПЭВ. Однако традиционное использование данного подхода хотя и позволяет объяснить формирование ЛИППС в тонких халькогенидных пленках [22, 23], не учитывает возможного при высоких интенсивностях облучения вклада нелинейного поглощения, в частности свойственного рассматриваемым в настоящей работе соединениям Sb_2Te_3 и GeTe [24]. Таким образом, нахождение критериев формирования ЛИППС в данных материалах, в первую очередь, требует усовершенствования модели Сайпа–Друде–Бонзе с учетом нелинейного поглощения в ФПМ и, с этой точки зрения, в значительной мере определяет новизну нашей работы.

Численное моделирование выполнялось нами для аморфных пленок теллурида германия и теллурида сурьмы (a-GeTe и a-Sb_2Te_3) толщиной $L = 120$ нм, облучаемых фемтосекундными лазерными импульсами длительностью $\tau_p = 250$ фс с длиной волны $\lambda_p = 1030$ нм и частотой следования $\nu = 100$ кГц, с плотностью энергии F в диапазоне от 4.8 до 40 мДж/см^2, что соответствовало условиям эксперимента по формированию ЛИППС [18]. При этом период следования импульсов значительно превышает характерные времена релаксации "горячих" носителей в результате столкновений с фононами (порядка 1 пс) [25]. Поэтому в рамках поставленной задачи достаточно рассмотреть воздействие на пленки одиночного импульса.

Оси x, y, z декартовой системы координат были выбраны так, что плоскость (x, y) соответствовала поверхности пленки, а координата z была направлена вглубь пленки. Временной профиль падающего на пленку фемтосекундного импульса $I_p(t)$ описывался гауссовой функцией с амплитудой I_0, шириной импульса τ_p на половине высоты и положением максимума в момент времени $4\tau_p$ (при типичной минимально необходимой для расчетов ширине гауссовой функции $3\tau_p$):

$$I_p(t) = I_0 \exp\left(-\frac{(t-4\tau_p)^2}{(\tau_p/2\sqrt{\ln 2})^2}\right) \tag{1}$$

где $I_0 = 2F\sqrt{\ln 2}/(\sqrt{\pi}\tau_p)$.

Для учета распространения и поглощения лазерного излучения в ФПМ рассматривались комплексные показатели преломления $\tilde{n} = n + i\kappa$ аморфных пленок: $\tilde{n}(a\text{-GeTe}) = 3.35 + 0.34i$ и $\tilde{n}(a\text{-Sb}_2\text{Te}_3) = 4.98 + 1.65i$ [26]. Поскольку при лазерном воздействии возможна кристаллизация, в расчетах также использовались соответствующие значения для кристаллических пленок: $\tilde{n}(c\text{-GeTe}) = 5.45 + 1.83i$ и $\tilde{n}(c\text{-Sb}_2\text{Te}_3) = 5.69 + 1.69i$ [26].

В случае воздействия лазерным излучением низкой интенсивности поглощение GeTe и Sb_2Te_3 является линейным и характеризуется коэффициентом поглощения α_0. При высокой интенсивности облучения в рассматриваемых теллуридах возникает насыщение поглощения [24] – снижение эффективности межзонного поглощения в результате накачки двухуровневой системы быстрее, чем характерные скорости релаксации возбуждения из зоны проводимости в валентную зону. Поэтому необходимо учитывать зависимость коэффициента поглощения от интенсивности: $\alpha_{\rm sat}(I)$. Как было показано в работе [24], для указанных сред зависимость величины $1-T$, где T – пропускание среды, от интенсивности излучения I хорошо аппроксимируется функцией:

$$1-T=\left(A_{ns}+\frac{\Delta A}{1+\frac{I}{I_s}}\right), \qquad (2)$$

где A_{ns} – так называемые ненасыщаемые потери пропускания; ΔA – глубина модуляции спада поглощения, обусловленного насыщением; I_s – интенсивность насыщения, соответствующая условию $A(I_s)=A_{ns}+$ $+\Delta A/2$. Параметры A_{ns}, ΔA, I_s не зависят от интенсивности и составляют 2.5 %, 10.3 % и 3.5 кВт/см^2 – для $\rm Sb_2Te_3$ и 25 %, 12.3 % и 1.3 МВт/см^2 – для GeTe соответственно [27, 28]. Из (2), учитывая известные величины коэффициентов отражения R и поглощения $\alpha_0=4\pi\kappa/\lambda_p$ интересующих нас сред при низкой интенсивности облучения $I\ll I_s$, можно получить зависимость коэффициента насыщающегося поглощения теллуридной пленки $\alpha_{\rm sat}$ для произвольного значения интенсивности I. Для лазерного импульса с временным профилем $I=I_p(t)$ согласно (1), получим:

$$\alpha_{\rm sat}(t)=\alpha_0\times \qquad (3)$$

$$\times\frac{\ln\left(1-\left(\frac{1}{(1-R)}\right)\cdot\left(A_{ns}+\frac{\Delta A}{1+\frac{I_0}{I_s}\exp\left(-\frac{(t-4\tau_p)^2}{(\tau_p/2\sqrt{\ln 2})^2}\right)}\right)\right)}{\ln\left(1-\left(\frac{A_{ns}+\Delta A}{1-R}\right)\right)}.$$

Используя $\alpha_{\rm sat}(t)$, также можно рассчитать показатель поглощения $\kappa_{\rm sat}(t)$ и соответствующий ему коэффициент отражения пленки $R_{\rm sat}(t)$, динамически меняющиеся в результате возбуждения свободных носителей:

$$\kappa_{\rm sat}(t)=\alpha_{\rm sat}(t)\lambda_p/4\pi,\quad R_{\rm sat}(t)=\frac{(n-1)^2+\kappa_{\rm sat}(t)^2}{(n+1)^2+\kappa_{\rm sat}(t)^2}. \qquad (4)$$

Результирующий профиль интенсивности излучения $I(z,t)$ внутри теллуридной пленки, с учетом насыщения межзонного поглощения (3) и модифицированного коэффициента отражения (4), описывался следующим законом экстинкции:

$$I(z,t)=I_p(t)(1-R_{\rm sat}(t))\exp(-\alpha_{\rm sat}(t)\cdot z). \qquad (5)$$

С использованием выражения (5) производилась оценка максимально достижимой концентрации дополнительных “горячих” носителей, генерируемых в пленке в результате поглощения одиночного лазерного импульса. Для этого был рассчитан пространственный и временной профиль концентрации возбуждаемых неравновесных носителей $n_e(z,t)$ по оси лазерного пучка – вдоль координаты z [29]. Распределение $n_e(z,t)$ определяется процессами объемной генерации носителей при поглощении света и их рекомбинации [30]. Соответствующее уравнение имеет вид [31, 32]:

$$\frac{\partial n_e(z,t)}{\partial t}-D\frac{\partial^2 n_e(z,t)}{\partial x^2}=\frac{\alpha_{\rm sat}(t)\cdot I(z,t)}{h\nu}-\frac{n_e(z,t)}{\tau_R}, \qquad (6)$$

где $D=0.01\,\text{м}^2/\text{с}$ – коэффициент амбиполярной диффузии “горячих” носителей [33], $h\nu$ – энергия фотона лазерного излучения, τ_R – время безызлучательной рекомбинации “горячих” носителей. Стоит отметить, что при высоких концентрациях носителей время τ_R определяется в основном оже-рекомбинацией, поскольку скорость последней пропорциональна концентрации носителей в кубе: $dn/dt=-cn^3$ [34], где c – константа оже-рекомбинации. Решение данного уравнения имеет неэкспоненциальный вид, однако оценка характерного времени рекомбинации может быть представлена как $\tau_R=cn^2_{\max}$, где $n_{\max}$ – максимальная достигаемая концентрация неравновесных носителей. Такая оценка справедлива для малых интервалов времени, что выполняется в нашем случае, когда характерным интервалом является длительность лазерного импульса τ_p. Поскольку точное значение величин констант оже-рекомбинации для исследуемых нами материалов в литературе найдено не было, оценка $\tau_R=0.5$ пс была взята на основе данных для GST225, структурного аналога GeTe со схожими физико-химическими характеристиками, в котором τ_R варьируется от 0.2 до 2 пс [34]. Отметим, что указанная неопределенность параметра τ_R хоть и может привести к незначительному отклонению величины порога металлизации в пределах ± 2 мВт/см^2, но принципиально не влияет на формируемые ниже выводы. Уравнение (6) решалось методом конечных разностей [35] с шагом расчета по времени $\Delta t=1$ фс и по координате $\Delta z=2$ нм. Начальная концентрация свободных носителей $n_e(z,0)$ бралась равной $10^{10}\,\text{см}^{-3}$.

Генерация неравновесных носителей приводит к изменению диэлектрической проницаемости образца. В отсутствие неравновесных носителей диэлектрическая проницаемость $\tilde\varepsilon$ пленки с учетом насыщения поглощения имеет вид:

$$\tilde\varepsilon(t)=(n^2-\kappa_{\rm sat}(t)^2)+2n\kappa_{\rm sat}(t)\mathrm{i}. \qquad (7)$$

Учет генерации дополнительных свободных носителей заряда производился в рамках классической модели Друде [32] на основе профилей концентрации свободных носителей $n_e(z,t)$, полученных в результате численного решения уравнения (6):

$$\Delta\tilde{\varepsilon}(z,t) = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2} + \frac{\omega_p^2\gamma}{\omega(\omega^2+\gamma^2)}\mathrm{i},\ \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e(z,t)}{m^*\varepsilon_0}, \tag{8}$$

где $\Delta\tilde{\varepsilon}$ – изменение диэлектрической проницаемости материала вследствие фотоиндуцированной генерации свободных электронов, m^* – эффективная масса электронов, равная $0.18m_e$ и $0.8m_e$ для GeTe [36] и Sb_2Te_3 [37] соответственно, m_e – масса свободного электрона, ω – частота падающего излучения, $\gamma = 10^{14}\,\text{с}^{-1}$ – частота межэлектронных столкновений [33]; e – заряд электрона.

Результирующий профиль модифицированной "горячими" электронами диэлектрической проницаемости пленок $\tilde{\varepsilon}_{\text{exc}}$ с учетом выражений (7), (8) рассчитывался как:

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{exc}}(z,t) = \tilde{\varepsilon}(t) + \Delta\tilde{\varepsilon}(z,t). \tag{9}$$

Критерием успешности формирования ЛИППС при лазерном воздействии на пленки считается выполнение неравенства $\mathrm{Re}(\tilde{\varepsilon}_{\text{exc}}) < -1$ [5]. Количественная оценка возникновения ЛИППС с волновыми векторами k_x и k_y в плоскости (x,y) облучаемой пленки проводилась в рамках модели Сайпа–Друде–Бонзе [20, 21] путем расчета карт фактора эффективности $\eta(k_x,k_y)$ в пространстве волновых векторов, характеризующего вероятность формирования ЛИППС с пространственными периодами Λ_x и Λ_y, связанными с нормированными волновыми векторами соотношением:

$$|k_{x,y}| = \lambda_p/\Lambda(x,y). \tag{10}$$

При моделировании бралась в расчет концентрация свободных носителей непосредственно на поверхности $n_e(0,t)$, определяющая величину диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}_{\text{exc}}$ согласно (6)–(9).

Для сравнения с результатами моделирования был проведен эксперимент по формированию ЛИППС на тонких пленках GeTe и Sb_2Te_3. Аморфные пленки GeTe и Sb_2Te_3 толщиной 120 нм на стеклянных подложках облучались в сканирующем режиме фемтосекундными лазерными импульсами при нормальном падении с помощью лазерной системы на основе кристалла Yb:KGW ($\lambda_p = 1030$ нм, $\tau_p = 250$ фс, $\nu = 100$ кГц). Скорость сканирования составляла 400 мкм/с, что с учетом диаметра пучка ~ 200 мкм соответствует числу воздействующих на единицу площади лазерных импульсов, равному ~ 50000. Плотность энергии на оси сфокусированного на поверхность пленки лазерного пучка при этом составляла от 5 до 65 мДж/см^2. Облученная поверхность анализировалась с помощью оптического микроскопа BiOptic SM-300 (Opto-Edu) в режиме отражения.

Характерные нормированные на α_0 временные профили α_{sat} для теллуридных пленок при их облучении фемтосекундным импульсом с плотностью энергии 5 мДж/см^2 показаны на рис. 1. Видно, что даже при минимальной плотности энергии проявляется насыщение поглощения, причем величина $\alpha_{\text{sat}}/\alpha_0$ в режиме насыщения для Sb_2Te_3 в ~ 4 раза меньше, чем для GeTe. Полученный результат позволяет предположить,что меньшее поглощение в Sb_2Te_3 в режиме насыщения является препятствием к генерации в нем достаточного для металлизации числа свободных электронов.

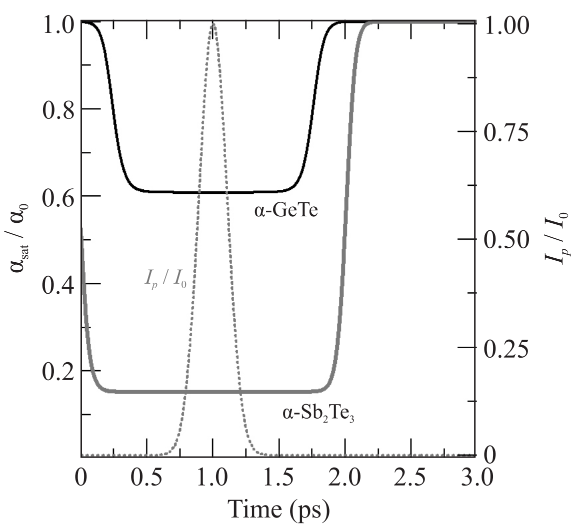

Рис. 1. Динамика поглощения в пленках a-GeTe и a-Sb_2Te_3 при облучении фемтосекундным лазерным импульсом $I_p(t)$ с гауссовым временным профилем и плотностью энергии 5 мДж/см^2

Значения максимально достижимых концентраций фотоиндуцированных неравновесных носителей заряда $\max(n_e) = N_e$ в аморфных пленках GeTe и Sb_2Te_3 при различных плотностях энергии лазерного импульса, а также соответствующие данным концентрациям минимальные значения модифицированной диэлектрической проницаемости $\min(\mathrm{Re}(\tilde{\varepsilon}_{\text{exc}}))$, представлены на рис. 2. В случае как аморфной, так и кристаллической пленки GeTe концентрация Ne достигает значения $10^{21}\,\text{см}^{-3}$, необходимого для металлизации ($\mathrm{Re}(\tilde{\varepsilon}_{\text{exc}}) < -1$), при плотности энергии ~ 20 мДж/см^2 (рис. 2a). Кристаллический GeTe от-

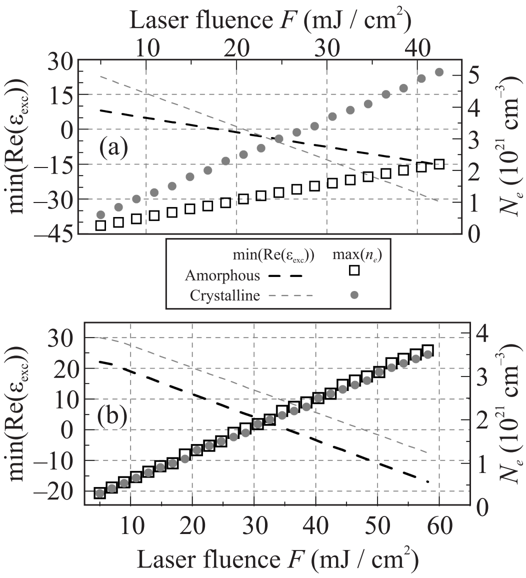

Рис. 2. Минимальное значение диэлектрической проницаемости и соответствующая концентрация возбужденных свободных электронов в аморфных и кристаллических пленках: (a) – GeTe и (b) – Sb_2Te_3 во время воздействия лазерного импульса при различных плотностях его энергии

личается более резким спадом min $(\mathrm{Re}(\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{exc}}))$ с ростом плотности энергии F, чем аморфный GeTe.

Рассчитанные значения больше, чем наблюдаемая в эксперименте пороговая плотность энергии 9 мДж/см^2, при которой начиналось формирование ЛИППС (рис. 3a), что, вероятно, является результатом отсутствия влияния в модели сформированной предыдущими импульсами шероховатости поверхности. Рассеяние на шероховатостях приводит к росту поглощения в приповерхностной области образца от импульса к импульсу, что, в свою очередь, улучшает генерацию свободных носителей в пленке. Найденные для обеих фаз GeTe пороги металлизации ниже экспериментально определенного порога одноимпульсной абляции, равного 26 мДж/см^2 [38], что свидетельствует о возможности формирования ЛИППС даже в отсутствие абляции с поверхности [16,17]. Отметим, что в нашем случае на поверхности GeTe уже при минимальной плотности энергии лазерных импульсов, необходимой для генерации ЛИППС, наблюдалось возникновение периодической решетки из светлых штрихов (рис. 3a). Это указывает на формирование кристаллической фазы GeTe (с более высоким коэффициентом отражения по сравнению с аморфным GeTe) в пучностях интерференции падающего излучения и возбужденной ПЭВ, где плотность энергии превышает порог кристаллизации ($\sim$ 15 мДж/см^2) [35]. Тем не менее, абляционный режим формирования ЛИППС исключить также нельзя, поскольку в многоимпульсном режиме облучения возможно уменьшение порога абляции облучаемого материала с ростом числа импульсов [39].

Расчеты свидетельствуют, что в случае Sb_2Te_3 металлизация достигается при 36 мДж/см^2 для аморфной и 49 мДж/см^2 для кристаллической фазы. Оба значения плотности энергии выше, чем для соответствующих фаз GeTe, вследствие меньшего поглощения в Sb_2Te_3 в режиме насыщения (рис. 1). Полученные значения заметно выше порога одноимпульсной абляции для тонкой ($\sim$ 120 нм) пленки Sb_2Te_3, составляющего 30 мДж/см^2 согласно [18]. Хотя абляционный режим и не исключает возможность возникновения ЛИППС, при рассматриваемых условиях многоимпульсного облучения ($\sim$ 50000 импульсов) заметное превышение порога абляции приводит к полному разрушению тонкой пленки до формирования периодической структуры [40]. Полученный расчетный результат согласуется с проведенным экспериментом, где на поверхности Sb_2Te_3 периодической модуляции рельефа не наблюдалось из-за интенсивной абляции вещества с поверхности (рис. 3b).

Расчет фактора эффективности $\eta(k_x, k_y)$ генерации ЛИППС в рамках модели Сайпа–Друде–Бонзе был выполнен для плотности энергии 25 мДж/см^2, при которой, согласно модели Друде, в случае GeTe возникают условия для эффективного возбуждения ПЭВ, а в случае Sb_2Te_3 модификация электронной подсистемы отсутствует. Соответствующие значения минимума диэлектрической проницаемости, полученные для указанного значения плотности энергии, согласно соотношениям (6)–(9), составили: для a-GeTe $\min(\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{exc}}) = -4.42 + 1.19\mathrm{i}$ и для a-Sb_2Te_3 $\min(\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{exc}}) = 9.35 + 2.59\mathrm{i}$.

Распределение $\eta(k_x, k_y)$ для a-GeTe характеризуется очень высоким контрастом значений, до 500 раз (рис. 4a), при этом максимум фактора эффективности наблюдается вдоль направления OX, параллельного направлению поляризации лазерного излучения, при $k_x = 1.108$, что соответствует периоду ЛИППС $\Lambda_x = 930$ нм и ориентации штрихов решетки перпендикулярно поляризации. Полученный результат согласуется с данными оптической микроскопии (рис. 3a), согласно которым $\Lambda_x = 980 \pm 50$ нм.

Для a-Sb_2Te_3 контраст фактора эффективности намного меньше и составляет до 2 раз для $k_x \geq 1$ (рис. 4b), что обуславливает гораздо меньшую вероятность возникновения ЛИППС при генерации соответствующей ПЭВ в рассматриваемых условиях.

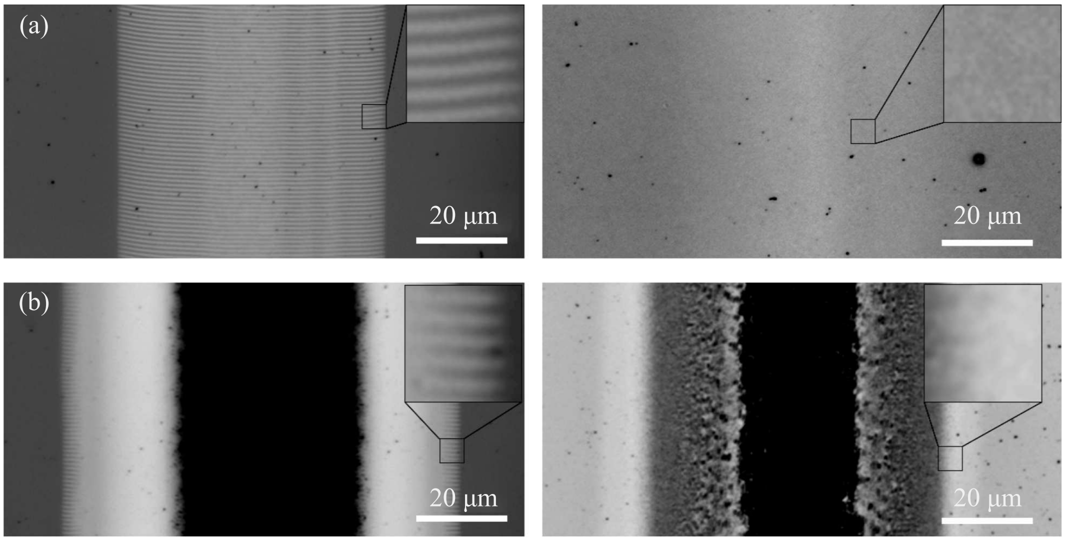

Рис. 3. Изображения поверхности пленок GeTe (слева) и Sb_2Te_3 (справа), облученной фемтосекундными лазерными импульсами при плотностях энергии: (a) – 9 мДж/см2 и (b) – 30 мДж/см^2. Поляризация лазерного излучения направлена вертикально. Выделенные области показаны увеличенными в 5 раз

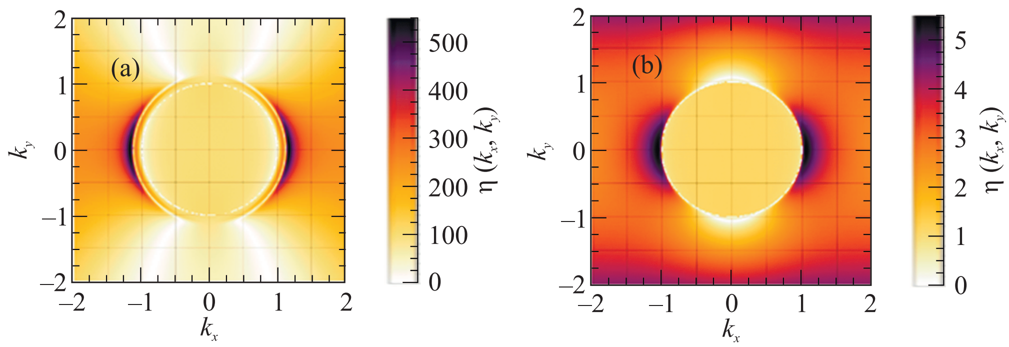

Рис. 4. (Цветной онлайн) Карты распределения фактора эффективности $\eta(k_x, k_y)$ формирования ПЭВ в плоскости пленок: (a) – a-GeTe и (b) – a-Sb_2Te_3 в результате возбуждения электронной подсистемы поверхности лазерным импульсом с плотностью энергии 25 мДж/см^2

Таким образом, расчеты, выполненные для тонких пленок ФПМ GeTe и Sb_2Te_3 в рамках моделей Друде и Сайпа–Друде–Бонзе, показывают возможность формирования ЛИППС, в том числе фазопеременных, на поверхности GeTe фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 1030 нм и отсутствие периодического структурирования в случае Sb_2Te_3. Полученный результат обусловлен различиями порогов возбуждения ПЭВ в данных материалах. В случае GeTe указанные пороги составляют ~ 20 мДж/см^2, как для аморфной, так и для кристаллической фазы, что ниже порогов абляции. Период экспериментально наблюдаемых ЛИППС на поверхности пленки GeTe составил 980 ± 50 нм, что согласуется с результатами моделирования. В то же время, порог генерации ПЭВ как для аморфного (36 мДж/см^2), так и для кристаллического Sb_2Te_3 (49 мДж/см^2) заметно превышает порог абляции, что в условиях облучения ~ 50000 импульсами приводит к полной абляции тонкой пленки Sb_2Te_3 до того, как могут сформироваться ЛИППС. Проведенные исследования продемонстрировали большее технологическое преимущество использования тонких пленок GeTe в качестве материала для лазерного микроструктурирования поверхности путем создания ЛИППС по сравнению с Sb_2Te_3.

Согласие результатов численного моделирования с экспериментальными данными доказывает применимость разработанной и использованной расчетной модели для тонких пленок GeTe и Sb_2Te_3. Тем не менее, на наш взгляд, примененный подход может в перспективе быть использован также для определения и подтверждения критериев формирования ЛИППС и в других халькогенидных материалах, например GST225, если при используемых плотностях энергии лазерного излучения тонкие пленки будут демонстрировать заметное насыщение поглощения.

Финансирование работы. Расчеты выполнены за счет гранта Российского научного фонда # 22-19-00035-П. Изготовление образцов выполнялось в лаборатории "Материалы и устройства активной фотоники" Национального исследовательского университета "МИЭТ" (FSMR-2025-0002).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. M. Birnbaum, "Semiconductor surface damage produced by ruby lasers", J. Appl. Phys. **36**, 3688 (1965).
2. J. Bonse, J. Kruger, S. Hohm, and A. Rosenfeld, "Femtosecond laser-induced periodic surface structures", J. Laser Appl. **24**, 4 (2012).
3. J. Bonse, "Quo vadis LIPSS? – recent and future trends on laser-induced periodic surface structures", Nanomaterials **10**, 1950 (2020).
4. J. Bonse and S. Graf, "Maxwell meets Marangoni – a review of theories on laser-induced periodic surface structures", Laser Photonics Rev. **14**, 2000215 (2020).
5. С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев, В. Н. Семиногов, "Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика", Успехи физических наук **147**, 675 (1985) [S. A. Akhmanov, V. I. Emel'yanov, N. I. Koroteev, and V. N. Seminogov, "Interaction of powerful laser radiation with the surfaces of semiconductors and metals: nonlinear optical effects and nonlinear optical diagnostics", Sov. Phys.-Uspekhi **28**, 1084 (1985)].
6. E. Kuzmin, S. Zabotnov, D. Shuleiko, D. Pepelyaev, V. Barbashov, V. Efanov, and P. Kashkarov, "Laser-induced structuring of arsenic selenide vitreous films and their optical properties", Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **88**, S370 (2024).
7. A. V. Kiselev, A. A. Nevzorov, A. A. Burtsev, V. A. Mikhalevsky, N. N. Eliseev, V. V. Ionin, and A. A. Lotin, "Optically controlled fine-tuning phase shift cell based on thin-film $Ge_2Sb_2Te_5$ for light beam phase modulation", JETP Lett. **120**, 457 (2024).
8. T. Kato and K. Tanaka, "Electronic properties of amorphous and crystalline $Ge_2Sb_2Te_5$ films", Jpn. J. Appl. Phys. **44**, 7340 (2005).
9. H. Wu, W. Han, and X. Zhang, "Ultrafast dynamics of different phase states $Ge_2Sb_2Te_5$ film induced by a femtosecond laser pulse irradiation", Materials **15**, 6760 (2022).
10. А. В. Колчин, С. В. Заботнов, Д. В. Шулейко, П. И. Лазаренко, В. Б. Глухенькая, С. А. Козюхин, П. К. Кашкаров, "Кинетика обратимых фазовых переходов в тонких пленках $Ge_2Sb_2Te_5$ при фемтосекундном лазерном облучении", Оптика и спектроскопия **131**, 145 (2023) [A. V. Kolchin, S. V. Zabotnov, D. V. Shuleiko, P. I. Lazarenko, V. B. Glukhenkaya, S. A. Kozyukhin, and P. K. Kashkarov, "Kinetics of reversible phase transitions in $Ge_2Sb_2Te_5$ thin films at femtosecond laser irradiation", Opt. Spectrosc. **131**, 145 (2023)].
11. T. Martins, Y. Cui, B. Gholipour, J.-Y. Ou, O. Frazao, and K. F. MacDonald, "Fiber-integrated phase change metasurfaces with switchable group delay dispersion", Adv. Opt. Mater. **9**, 2100803 (2021).
12. С. А. Козюхин, П. И. Лазаренко, А. И. Попов, И. Л. Еременко, "Материалы фазовой памяти и их применение", Успехи химии **91**, RCR5033 (2022) [S. A. Kozyukhin, P. I. Lazarenko, A. I. Popov, and I. L. Eremenko, "Phase change memory materials and their applications", Russ. Chem. Rev. **91**, RCR5033 (2022)].
13. P. Prabhathan, K. V. Sreekanth, J. Teng et al. (Collaboration), "Roadmap for phase change materials in photonics and beyond", iScience **26**, 107946 (2023).
14. T. Kunkel, Y. Vorobyov, M. Smayev, P. Lazarenko, A. Romashkin, and S. Kozyukhin, "Crystallization of GST225 thin film induced by a single femtosecond laser pulse: Experimental and theoretical study", Mat. Sci. Semicond. Proc. **139**, 106350 (2022).
15. P. Lazarenko, V. Kovalyuk, P. An, S. Kozyukhin, V. Takats, A. Golikov, V. Glukhenkaya, Y. Vorobyov, T. Kulevoy, A. Prokhodtsov, A. Sherchenkov, and G. Goltsman, "Low power reconfigurable multilevel nanophotonic devices based on Sn-doped $Ge_2Sb_2Te_5$ thin films", Acta Mater. **234**, 117994 (2022).
16. M. P. Smayev, P. I. Lazarenko, I. A. Budagovsky, A. O. Yakubov, V. N. Borisov, Yu. V. Vorobyov, T. S. Kunkel, and S. A. Kozyukhin, "Direct single-pass writing of two-phase binary diffraction gratings in a $Ge_2Sb_2Te_5$ thin film by femtosecond laser pulses", Opt. Laser Technol. **153**, 108212 (2022).
17. E. Menshikov, P. Lazarenko, V. Kovalyuk, S. Dubkov, N. Maslova, A. Prokhodtsov, A. Vorobyov, S. Kozyukhin, G. Goltsman, and I. S. Sinev, "Reversible laser imprinting of phase change photonic structures in integrated waveguides", ACS Appl. Mater. Interfaces **16**, 38345 (2024).
18. П. А. Смирнов, Я. С. Лебедева, К. Г. Никитин, Д. О. Кузовков, М. Е. Федянина, С. А. Козюхин,

И. А. Будаговский, М. П. Смаев, “Микроструктурирование аморфных теллуридных пленок фемтосекундными лазерными импульсами”, Неорганические материалы **61**, 101 (2025) [P. A. Smirnov, Ya. S. Lebedeva, K. G. Nikitin, D. O. Kuzovkov, M. E. Fedyanina, S. A. Kozyukhin, I. A. Budagovsky, and M. P. Smayev, “Mikrostrukturirovanie amorfnykh telluridnykh plenok femtosekundnymi lazernymi impul'sami”, Neorganicheskie materialy **61**, 101 (2025)].

19. A. Bake, Q. Zhang, C. S. Ho et al. (Collaboration), “Top-down patterning of topological surface and edge states using a focused ion beam”, Nat. Commun. **14**, 1 (2023).
20. J. E. Sipe, J. F. Young, J. S. Preston, and H. M. van Driel, “Laser-induced periodic surface structure. I. Theory”, Phys. Rev. B **27**, 1141 (1983).
21. J. Bonse, M. Munz, and H. Sturm, “Structure formation on the surface of indium phosphide irradiated by femtosecond laser pulses”, J. Appl. Phys. **97**, 13538 (2005).
22. S. Zabotnov, A. Kolchin, D. Shuleiko, D. Presnov, T. Kaminskaya, P. Lazarenko, V. Glukhenkaya, T. Kunkel, S. Kozyukhin, and P. Kashkarov, “Periodic relief fabrication and reversible phase transitions in amorphous $Ge_2Sb_2Te_5$ thin films upon multi-pulse femtosecond irradiation”, Micro **2**, 88 (2022).
23. D. Shuleiko, S. Zabotnov, O. Sokolovskaya, M. Poliakov, L. Volkova, T. Kunkel, E. Kuzmin, P. Danilov, S. Kudryashov, D. Pepelayev, S. Kozyukhin, L. Golovan, and P. Kashkarov, “Hierarchical surface structures and large-area nanoscale gratings in As_2S_3 and As_2Se_3 films irradiated with femtosecond laser pulses”, Materials **16**, 4524 (2023).
24. L. Cheng, Y. Yuan, C. Liu, X. Cao, J. Su, X. Zhang, H. Zhang, H. Zhao, M. Xu, and J. Li, “Linear and nonlinear optical properties modulation of Sb_2Te_3/GeTe bilayer film as a promising saturable absorber”, Results Phys. **13**, 102282 (2019).
25. R. Gu, T. Perrault, V. Juve, G. Vaudel, M. Weis, A. Bulou, N. Chigarev, A. Levchuk, S. Raetz, V. E. Gusev, Z. Cheng, H. Bhaskaran, and P. Ruello, “Nonthermal transport of energy driven by photoexcited carriers in switchable solid states of GeTe”, Phys. Rev. Appl. **16**, 014055 (2021).
26. J.-W. Park, S. H. Baek, T. D. Kang, H .Lee, Y.-S. Kang, T.-Y. Lee, D.-S. Suh, K. J. Kim, C. K. Kim, Y. H. Khang, J. L. F. Da Silva, and S.-H. Wei, “Optical properties of (GeTe, Sb_2Te_3) pseudobinary thin films studied with spectroscopic ellipsometry”, Appl. Phys. Lett. **93**, 2 (2008).
27. G. Wang, W. Zhang, K. Han, F. Xing, H. Zhang, and S. Fu, “Q-switched dissipative soliton resonance operation in GeTe based fiber laser”, Infrared Phys. Technol. **116**, 103806 (2021).
28. X. Wang, J. Xu, Y. Sun, Z. Zhu, Z. You, and C. Tu, “Near infrared passively Q-switched solid state laser based on Sb_2Te_3 topological insulator saturable absorber”, J. Lumin. **192**, 1 (2017).
29. A. Giri and P. E. Hopkins, “A review of experimental and computational advances in thermal boundary conductance and nanoscale thermal transport across solid interfaces”, Adv. Funct. Mater. **30**, 1 (2020).
30. М. Н. Либенсон, *Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние* (Наука, М., 2007) [M. N. Libenson, *Lazerno-indutsirovannye opticheskie i termicheskie protsessy v kondensirovannykh sredakh i ikh vzaimnoe vliyanie* (Nauka, M., 2007)] [in Russian].
31. Р. В. Дюкин, Г. А. Марциновский, Г. Д. Шандыбина, Е. Б. Яковлев, “Электрофизические явления при фемтосекундных воздействиях лазерного излучения на полупроводники”, Оптический журнал **78**, 8 (2011) [R. V. Dyukin, G. A. Martsinovskii, G. D. Shandybina, and E. B. Yakovlev, “Electrophysical phenomena accompanying femtosecond impacts of laser radiation on semiconductors”, J. Opt. Technol. **78**, 88 (2011)].
32. Д. С. Поляков, А. А. Шамова, Г. Д. Шандыбина, *Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Часть 1. Поглощение излучения в твердых телах и теплофизика лазерного нагрева: учебное пособие* (Университет ИТМО, СПб., 2023) [D. S. Polyakov, A. A. Shamova, and G. D. Shandybina, *Vzaimodeistvie lazernogo izlucheniya s veshchestvom. Chast' 1. Pogloshchenie izlucheniya v tverdykh telakh i teplofizika lazernogo nagreva: uchebnoe posobie* (Universitet ITMO, SPb., 2023)] [in Russian].
33. Г. А. Марциновский, Г. Д. Шандыбина, Ю. С. Дементьева, Р. В. Дюкин, С. В. Заботнов, Л. А. Головань, П. К. Кашкаров, “Возбуждение поверхностных электромагнитных волн в полупроводниках при фемтосекундном лазерном воздействии”, Физика и техника полупроводников **43**, 1339 (2009). [G. A. Martsinovsky, G. D. Shandybina, Yu. S. Dement'eva, R. V. Dyukin, S. V. Zabotnov, L. A. Golovan', and P. K. Kashkarov, “Generation of surface electromagnetic waves in semiconductors under the action of femtosecond laser pulses”, Semiconductors **43**, 1298 (2009)].
34. Y. H. Wang, F. R. Liu, W. Q. Li, T. Fan, J. F. Yang, Z. M. Wang, F. Liu, and N. X. Sun, “Study of non-equilibrium thermal transport in $Ge_2Sb_2Te_5$ thin films under ultrafast laser excitation using a photo-excited carrier integrated semiconductor model”, J. Appl. Phys. **122**, 043104 (2017).

35. А. А. Самарский, А. В. Гулин, *Численные методы* (Наука, М., 1989) [A. A. Samarskii and A. V. Gulin, Chislennye metody (Nauka, Moscow, 1989)] [in Russian].
36. S. K. Bahl and K. L. Chopra, "Amorphous versus crystalline GeTe films. II. Optical properties", J. Appl. Phys. **40**, 4940 (1969).
37. B. Y. Yavorsky, N. F. Hinsche, I. Mertig, and P. Zahn, "Electronic structure and transport anisotropy of Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3", Phys. Rev. B **84**, 1 (2011).
38. E. Huber and E. E. Marinero, "Laser-induced crystallization of amorphous GeTe: A time-resolved study", Phys. Rev. B **36**, 1595 (1987).
39. J. Liang, W. Liu, Y. Li, Z. Luo, and D. Pang, "A model to predict the ablation width and calculate the ablation threshold of femtosecond laser", Appl. Surf. Sci. **456**, 482 (2018).
40. С. В. Заботнов, Л. А. Головань, И. А. Остапенко, Ю. В. Рябчиков, А. В. Червяков, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, В. В. Яковлев, "Фемтосекундное наноструктурирование кремниевых поверхностей", Письма в ЖЭТФ **83**, 76 (2006) [S. V. Zabotnov, L. A. Golovan', I. A. Ostapenko, Yu. V. Ryabchikov, A. V. Chervyakov, V. Yu. Timoshenko, P. K. Kashkarov, and V. V. Yakovlev, "Femtosecond nanostructuring of silicon surfaces", JETP Lett. **83**, 69 (2006)].