

УДК 536.421

## Динамика лазерно-индукционного формирования микроконусов на германии в окислительной атмосфере и вакууме

© 2020 г. Ю. И. Пестов

Научно-исследовательский институт оптико-электронного приборостроения,  
г. Сосновый Бор Ленинградской обл.

E-mail: ypestov@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.11.2019

DOI:10.17586/1023-5086-2020-87-03-28-36

Методом скоростной видеосъемки исследована динамика лазерно-индукционного формирования микроконусов на поверхности (111) моноцирсталического германия в вакууме и в окислительной атмосфере при энергии облучения ниже порога выноса расплава из области облучения под действием давления пара. В результате однократного облучения импульсом лазера (длина волны 1,06 мкм, полуширина импульса 1 мс) при диаметре пятна облучения 1 мм получены микроконусы с максимальной высотой 235 мкм в вакууме и 590 и 840 мкм в воздухе и кислороде при атмосферном давлении соответственно. Измерен динамический угол смачивания расплавом своей твердой фазы, равный  $(13 \pm 3)^\circ$  в вакууме и  $(35 \pm 3)^\circ$  в воздухе. Увеличение динамического угла смачивания в окислительной атмосфере связано с реакцией окисления Ge на поверхности расплава и граничащей с ним твердой фазы с образованием летучего при температуре плавления Ge оксида GeO. Предложена модель формирования микроконуса, в рамках которой увеличение высоты микроконуса является следствием увеличения динамического угла смачивания.

**Ключевые слова:** лазерное излучение, плавление, кристаллизация, смачивание, окисление, микроконус, микрорельеф.

**Коды OCIS:** 350.5340, 350.3390

Механизмы формирования остаточных микро- иnanoструктур рельефа на поверхности материалов в результате воздействия лазерного излучения представляют фундаментальный интерес. В ряде работ было отмечено сильное влияние состава газовой атмосферы на формирование структур рельефа, однако не было дано удовлетворительного объяснения данному явлению [1, 2]. В работе [3] было высказано предположение о важной роли степени смачивания расплавом собственной твердой фазы в механизме лазерно-индукционного формирования конусообразных выступов рельефа (микроконусов) на поверхности

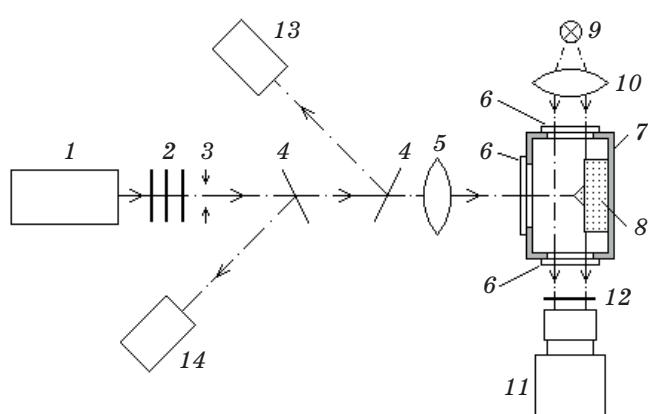
сверхтугоплавких металлов и других твердофазных материалов и о зависимости степени смачивания от химической активности газовой атмосферы.

В данной работе исследовано формирование микроконусов на поверхности (111) моноцирсталического германия в вакууме и в окислительной атмосфере (воздухе и кислороде при атмосферном давлении) в результате локального облучения импульсом излучения лазера на неодимовом стекле при энергии облучения ниже порога выноса расплава из ванны реактивным давлением пара. Методом скоростной видеосъемки исследованы фазы

формирования микроконуса в атмосфере воздуха и в вакууме и измерен динамический угол смачивания (угол мениска)  $\theta_l$  — угол между плоскостями, касательными к мениску жидкой фазы и границе твердое тело — газ в точке на линии соприкосновения трех фаз. Отметим, что угол мениска  $\theta_l$  в общем случае отличается от краевого угла смачивания  $\theta_c$ , определенного для равновесия жидкости на локально плоской поверхности твердого тела [4], так как поверхность твердого тела на линии соприкосновения трех фаз в равновесии с собственным расплавом и газом (паром) испытывает излом [4, 5]. Экспериментальные результаты согласуются с предложенной в работе моделью формирования микроконуса, учитывающей изменение плотности материала при фазовом переходе и действие сил поверхностного натяжения в условиях частичного смачивания расплавом собственной твердой фазы.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

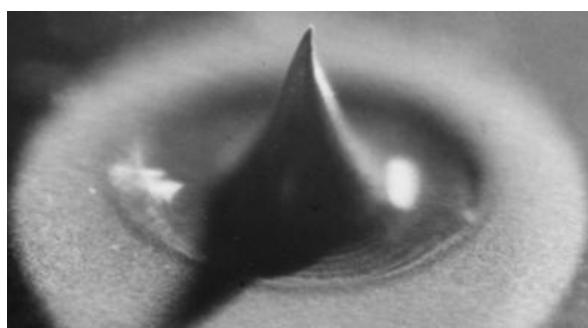
Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Импульс излучения свободной генерации лазера на неодимовом стекле (длина волны излучения  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ,



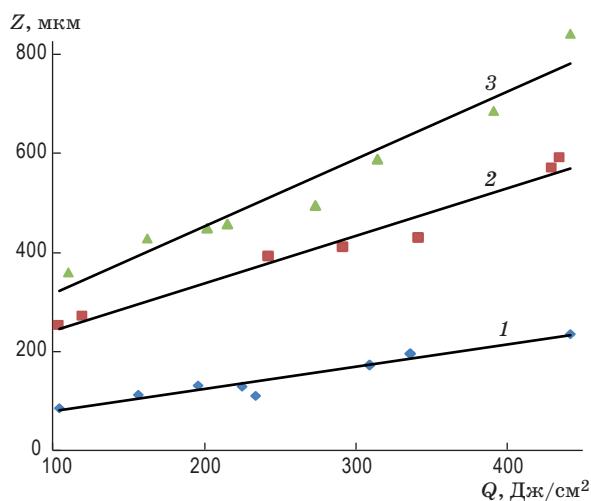
**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. Лазер на неодимовом стекле — 1, ослабляющие фильтры — 2, круглая диафрагма — 3, светоделительные пластины — 4, объектив ОБ-386 с фокусным расстоянием 60 мм — 5, окна — 6 вакуумной камеры — 7, облучаемый образец — 8, лампа накаливания — 9, линза — 10, видеокамера типа *Fastvideo-200* с объективом И-51 — 11, фильтр из стекла СЗС22 — 12, калориметр ИМО-2Н — 13, фотоэлемент — 14.

полуширина импульса — 1 мс) проходит через ослабляющие фильтры, круглую диафрагму, выделяющую наиболее однородную часть пучка излучения, светоделительные пластины, объектив типа ОБ-386 с фокусным расстоянием 60 мм, окно вакуумной камеры и фокусируется на поверхности облучаемого образца в пятно диаметром  $d$ , являющееся изображением диафрагмы. Однократному импульсному облучению подвергался свежий участок полированной поверхности (111) монокристаллической пластины Ge толщиной 2,2 мм. Энергия импульса лазера контролировалась калориметром типа ИМО-2Н, а его форма — фотоэлементом. Опыты проводились при  $d = 1 \text{ мм}$ , что позволило проводить макровидеосъемку эволюции рельефа поверхности образца в процессе лазерного облучения и до полной кристаллизации расплава. Скоростная видеосъемка и освещение образца для нее осуществлялись через окна вакуумной камеры с помощью видеокамеры типа *Fastvideo-200* с объективом И-51 и лампы накаливания соответственно. Свет от лампы с помощью линзы направлялся под скользящим углом падения на поверхность образца. Наблюдение пятна облучения с помощью видеокамеры проводилось под углом  $\alpha = (2-4)^\circ$  к поверхности образца. Для ослабления рассеянного лазерного излучения использовался фильтр из стекла СЗС22. При проведении экспериментов в вакууме остаточное давление воздуха не превышало 0,1 мм рт. ст. При использовании окислительной атмосферы вакуумная камера заполнялась воздухом или кислородом при атмосферном давлении. Облучаемая поверхность образца располагалась вертикально. Отметим, что при  $d \leq 1 \text{ мм}$  число Бонда для герmania  $Bo \ll 1$  ( $Bo \leq 0,09$ ). То есть действием силы тяжести по сравнению с действием сил поверхностного натяжения можно пренебречь и, следовательно, физический механизм формирования рельефа не зависит от ориентации поверхности образца в поле тяжести. Исследование остаточного рельефа проводилось с помощью оптического микроскопа МБИ-6.

При плотности энергии облучения  $Q \geq Q_1$ , где  $Q_1 \approx 100 \text{ Дж/см}^2$  — порог формирования одиночного микроконуса, в центре пятна облучения наблюдалось формирование микроконуса (рис. 2) с высотой  $Z$  относительно уровня исходной поверхности. Значение  $Z$  почти



**Рис. 2.** Микроконус на поверхности (111) германия, полученный в атмосфере воздуха ( $Q = 435 \text{ Дж/см}^2$ ,  $d = 1 \text{ мм}$ ,  $Z = 590 \text{ мкм}$ ).



**Рис. 3.** Зависимости высоты конуса от плотности энергии облучения в вакууме (1), на воздухе (2) и в атмосфере кислорода (3).

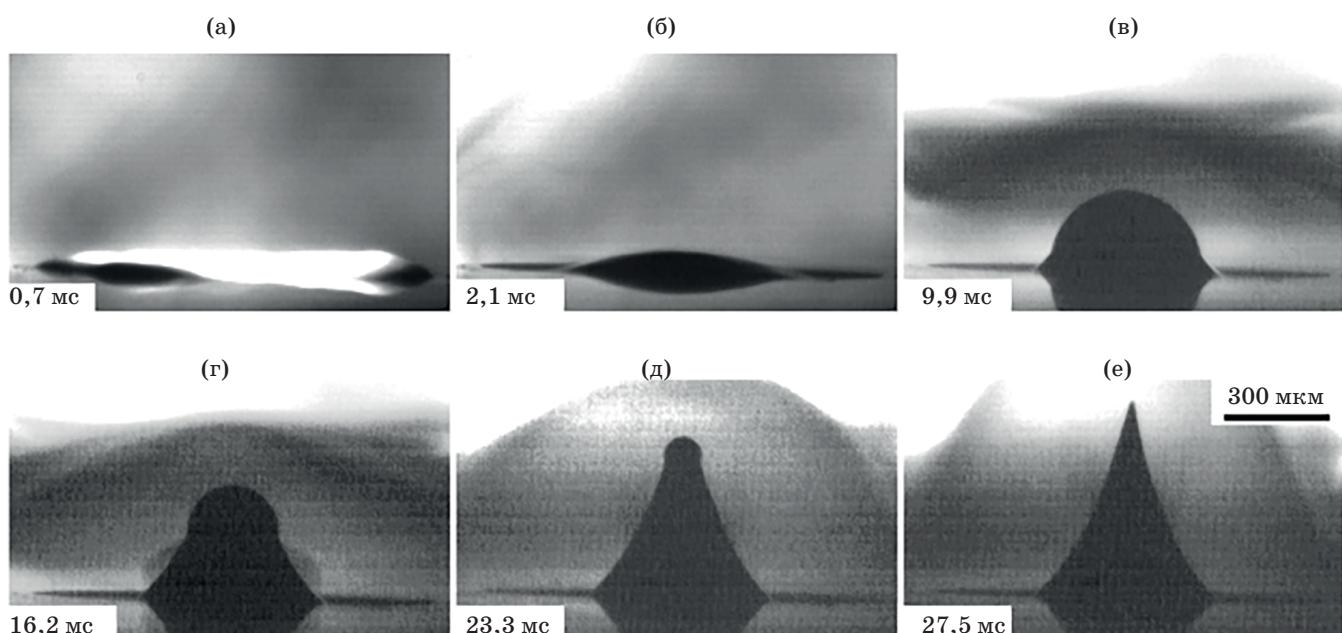
линейно растет с увеличением  $Q$  (рис. 3) при  $Q_1 < Q < Q_2$ , где  $Q_2 \approx 500 \text{ Дж/см}^2$  — порог выноса части расплава из зоны облучения реактивным давлением паров Ge. В экспериментах получены микроконусы с максимальной высотой 230 мкм в вакууме, 590 мкм в воздухе и 840 мкм в кислороде. Обращает на себя внимание многократное увеличение высоты микроконуса в воздухе и кислороде по сравнению с вакуумом. Диаметр вершины микроконуса в вакууме и в окислительной атмосфере по данным измерений с помощью оптического микроскопа не превосходит 1 мкм. В окислительной атмосфере зона плавления и ее окрестность покрыты налетом оксида GeO, что свидетельствует об интенсивной термохимической реакции окисления в процессе формирования микроконуса (см. рис. 2).

Оксид GeO возгоняется с поверхности расплава и граничащей с ним твердой фазы, так как температура его сублимации ( $700^\circ\text{C}$  [6]) ниже температуры плавления Ge ( $937^\circ\text{C}$  [6]), не образуя твердофазной оксидной пленки на границах раздела расплав–газ и твердое тело – газ в процессе кристаллизации. Следовательно, граница расплав–газ в условиях протекания химической реакции остается свободной.

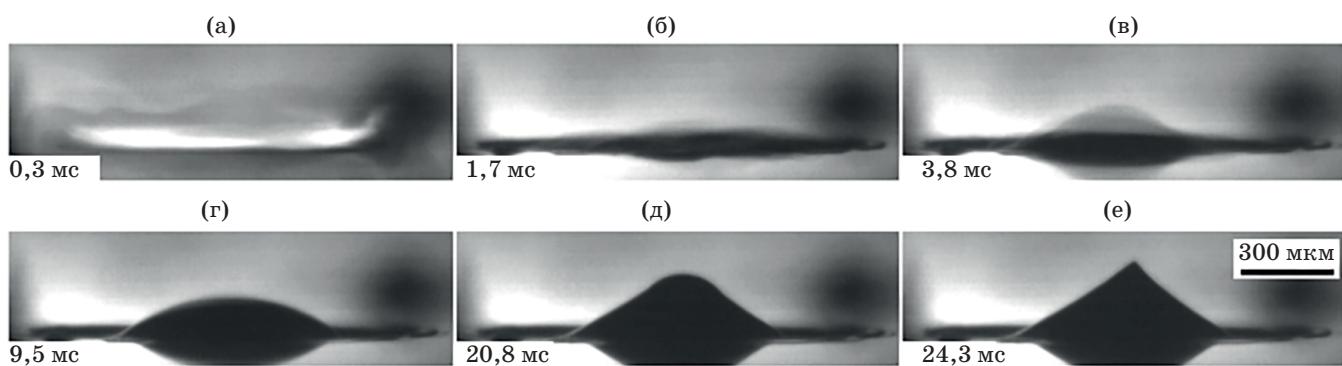
Отдельные кадры скоростной видеозаписи роста микроконуса в атмосфере воздуха (частота кадров  $v_f = 1417 \text{ Гц}$ , время экспозиции кадра  $t_e = 168 \text{ мкс}$ ) при угле наблюдения  $\alpha = 2^\circ$  относительно поверхности образца представлены на рис. 4. Время съемки, отсчитываемое от момента начала облучения, указано в кадре. При  $Q = 435 \text{ Дж/см}^2$  микроконус высотой 570 мкм формируется за 27,5 мс (см. рис. 4e) при средней скорости роста 20 мм/с. Во время действия импульса излучения расплав под действием давления паров частично вытесняется из центра на край пятна облучения (см. рис. 4a) аналогично тому, как это происходит при явлении глубокого (кинжалного) проплавления под действием квазинепрерывного лазерного излучения [7]. После окончания импульса лазера расплав вследствие неполного смачивания твердой фазы быстро сворачивается в каплю (см. рис. 4b), вершина которой возвышается над исходной поверхностью облучаемого образца. На рис. 4в–д видно облако пара оксида GeO, частично поглощающего излучение лампы (см. рис. 1). На рис. 4г наблюдается повышенная плотность пара GeO вблизи только что сформированной твердой поверхности микроконуса, что может быть связано с меньшей средней кинетической энергией молекул GeO, образованных при окислении твердой фазы по сравнению с такой же энергией молекул GeO, образованных на поверхности жидкой фазы. На конечных этапах кристаллизации расплав почти подобен себе в различные последовательные моменты времени и представляет собой близкую к полусфере каплю на вершине растущего из нее микроконуса, как это видно из рис. 4в–д. Из указанных рисунков также видно, что расплав частично смачивает твердую фазу, так как мениск расплава образует хорошо видимый угол смачивания  $\theta_l$  с направлением роста границы раздела твердое тело – газ.

Формирование конусообразного выступа рельефа является следствием самоподобия расплава до момента окончания кристаллизации [8]. Напротив, нарушение самоподобия на самых последних этапах кристаллизации приводит к формированию конечного радиуса кривизны вершины микроконуса и его причины требуют дополнительного исследования. Одной из причин может быть увеличение вязкости переохлажденного расплава. Отметим, что при лазерном облучении монокристаллического кремния ранее были получены микроконусы с радиусом кривизны вершины 50 [8] и 35 нм [9].

Кадры видеозаписи роста микроконуса в вакууме (частота кадров 1416 Гц, время экспозиции кадра 500 мкс) при угле наблюдения  $3^\circ$  представлены на рис. 5. При  $Q = 440 \text{ Дж/см}^2$  микроконус высотой 235 мкм формируется за 24,3 мс (см. рис. 5e) при средней скорости роста 9,7 мм/с. На конечных этапах кристаллизации расплав также подобен себе в различные последовательные моменты времени и представляет собой каплю на вершине растущего из нее микроконуса, как это видно из рис. 5d. Из рис. 5d видно, что расплав частично смачивает твердую фазу, так как мениск расплава образует видимый угол смачивания  $\theta_1$



**Рис. 4.** Кадры видеозаписи динамики изменения рельефа поверхности Ge в воздухе ( $v_f = 1417 \text{ Гц}$ ,  $t_e = 168 \text{ мкс}$ ,  $Q = 435 \text{ Дж/см}^2$ ,  $Z = 570 \text{ мкм}$ ). В нижних левых углах указано время съемки, отсчитываемое от начала импульса.



**Рис. 5.** Кадры видеозаписи динамики изменения рельефа поверхности Ge в вакууме ( $v_f = 1416 \text{ Гц}$ ,  $t_e = 500 \text{ мкс}$ ,  $Q = 440 \text{ Дж/см}^2$ ,  $Z = 235 \text{ мкм}$ ).

с направлением роста границы раздела твердое тело – газ. На рис. 5б–в изображение поверхности жидкой фазы смазано вследствие быстрых капиллярных колебаний в ванне расплава. Капиллярные колебания поверхности расплава в ванне [10, 11] приводят к модуляции динамического угла смачивания в процессе кристаллизации. Вследствие этого формируется структура рельефа в виде концентрических колец, период которых уменьшается по мере приближения к вершине микроконуса и которые особенно четко проявляются при облучении в вакууме, где, как это видно из сравнения рис. 4 и 5, капиллярные колебания затухают медленнее, чем в воздухе. Отметим, что при наблюдении в оптический микроскоп поверхности микроконуса, сформированного в вакууме, концентрические кольцевые структуры наблюдаются плотно до его вершины. Кристаллическая структура микроконуса не исследовалась, однако, поскольку скорость роста микроконуса относительно невелика и на поверхности (111) имеется много точек роста, она, наиболее вероятно, является продолжением кристаллической структуры облучаемого образца.

Путем обработки видеоизображений растворящего микроконуса измерены размеры угла  $\theta_l$  в воздухе —  $\theta_l = (35 \pm 3)^\circ$  и в вакууме —  $\theta_l = (13 \pm 3)^\circ$ . Также были измерены полученные в эксперименте минимальные углы при вершине микроконуса в воздухе —  $29^\circ$  и в вакууме —  $90^\circ$ . Полученное значение  $\theta_l$  в вакууме согласуется с данными работы [12], в которой измерен угол  $\theta_l = (10 \pm 5)^\circ$  в вакууме при значении угла  $\Theta$  в диапазоне  $(0\text{--}35)^\circ$ , где  $\Theta$  — угол между плоскостью (111) и направлением роста границы раздела кристалл–газ, и с данными работы [13], где измерен краевой угол смачивания собственным расплавом поверхности германия (111) в вакууме  $\theta_c = 15^\circ$ . Увеличение  $\theta_l$  в воздухе по сравнению с вакуумом в 2,7 раза коррелирует с увеличением высоты микроконуса в атмосфере воздуха по сравнению с вакуумом приблизительно в 2,5 раза (см. рис. 3), что подтверждает предположения об определяющей роли степени смачивания расплавом собственной твердой фазы в механизме лазерно-индукционного формирования конусообразных выступов рельефа и зависимости угла смачивания от химической активности атмосферы [3].

## МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОКОНУСА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ВАННЫ РАСПЛАВА

Задача отыскания формы рельефа после кристаллизации ванны расплава, сформированной на первоначально плоской поверхности материала, рассматривалась для твердых тел, плотности которых в твердой фазе  $\rho_s$  и жидкой фазе  $\rho_l$  удовлетворяют неравенствам  $\rho_l > \rho_s$  [14–17] и  $\rho_l < \rho_s$  [3]. В данной работе представлена уточненная модель, обобщающая результаты работ [3, 17] и учитывающая отличие угла смачивания  $\theta_l$  от краевого угла смачивания  $\theta_c$ .

Ввиду сложности задачи Стефана определения движения фронта кристаллизации и связанной с ней задачи о движении расплава в модели принятые следующие упрощающие предположения: а) кристаллизация происходит слоями равной толщины, б) граница расплав–газ успевает принимать равновесную форму под действием капиллярных сил, капиллярные колебания отсутствуют, в) потери материала на испарение в процессе кристаллизации и при формировании ванны пре-небрежимо малы, г) действием силы тяжести по сравнению с действием капиллярных сил можно пренебречь. Сечение ванны расплава материала при  $\rho_l > \rho_s$  (справедливо для Ge и Si) в момент начала кристаллизации и после кристаллизации слоя толщиной  $dl$  изображено на рис. 6, который предполагает, что выполняется условие зацепления расплава за край ванны [18]. Ось симметрии ванны  $z$  перпендикулярна исходной поверхности материала, а дно ванны представляет собой поверхность прямого кругового конуса с вершиной  $d_0$  и образующей  $a_0d_0$ .

Высота конуса (глубина ванны)  $h_0$ , радиус его основания (радиус ванны)  $r_0$ . Граница расплав–газ образует вогнутый мениск  $a_0b_0c_0$  с центром кривизны в точке  $A_0$ , так как объем материала при плавлении уменьшается. После кристаллизации слоя толщиной  $dl$  граница расплав–газ образует новый мениск  $abc$ , являющийся сегментом сферы с центром в точке  $A$  и углом  $\varphi$  между осью  $z$  и направлением  $Ac$  на новый край ванны с радиусом  $r$ . При этом вновь образованный участок  $c_0c$  границы раздела твердое тело – газ образует с мениском  $abc$  в точке  $c$  угол  $\theta_l$ . Отметим, что в общем случае  $\theta_l$  зависит от  $r$ . Сделав аналогично работе [3]

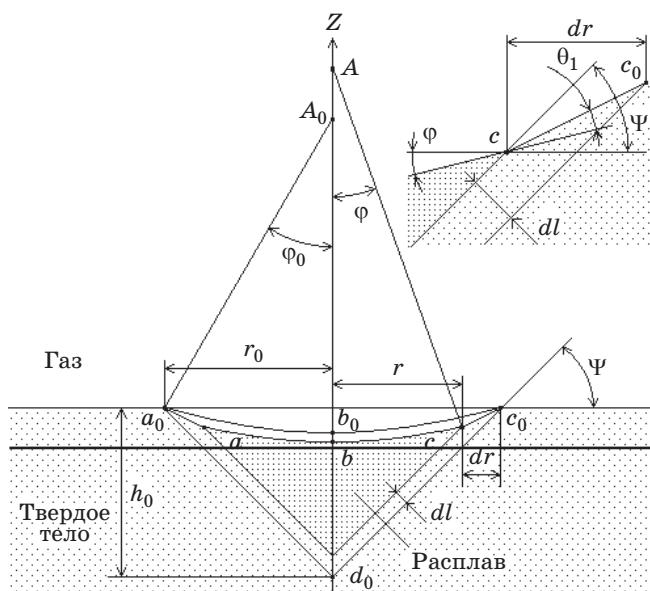


Рис. 6. Геометрия модельной ванны расплава.

выкладки, основанные на исполнении закона сохранения массы и учете неполного смачивания расплавом собственной твердой фазы, проявляющегося в отличии от нуля угла  $\theta_l = \theta_l(r)$ , можно получить уравнения и начальные условия для  $\varphi(r)$  и функции  $z(r)$ , описывающей высоту рельефа после кристаллизации —

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{[(1+C)\operatorname{tg}(\varphi-\delta)+KC](1+\cos\varphi)^2 - (2+\cos\varphi)\sin\varphi}{r}, \quad (1)$$

$$\frac{dz}{dr} = -\operatorname{tg}(\varphi-\delta), \quad (2)$$

$$\delta(r) = \begin{cases} \varphi + \psi & \theta_c > \varphi + \psi \\ \theta_l & \theta_c \leq \varphi + \psi \end{cases}, \quad (3)$$

$$\varphi(r_0) = \varphi_0, z(r_0) = 0, \quad (4)$$

где  $C = (\rho_s - \rho_l)/\rho_l$ ,  $K = h_0/r_0$ ,  $\psi = \operatorname{arctg} K$ ,  $\varphi_0$  — корень уравнения  $B(\varphi) = KC$ , где  $B(\varphi) = \sin(\varphi)(2 + \cos\varphi)/(1 + \cos\varphi)^2$ , причем  $-\varphi_0 \leq \psi$  при  $C < 0$  и  $\varphi_0 \leq \theta_{c+}$  при  $C > 0$ , где  $\theta_{c+}$  — динамический краевой угол натекания. Величина  $C$ , численно равная относительному изменению удельного объема при плавлении ( $C = (V_1 - V_s)/V_s$ , где  $V_1$  — удельный объем расплава и  $V_s$  — удельный объем твердого тела),

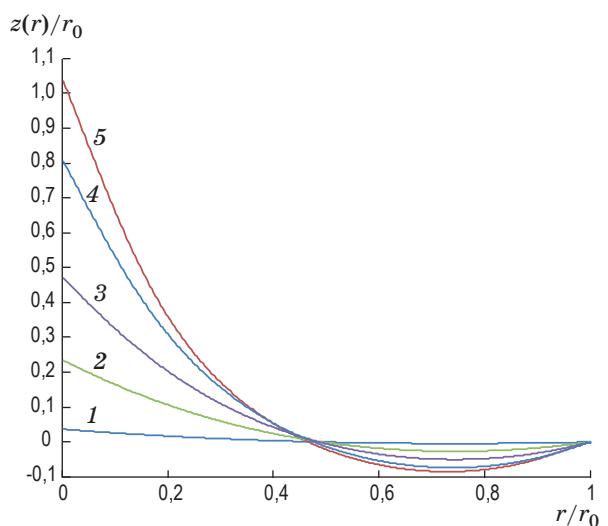
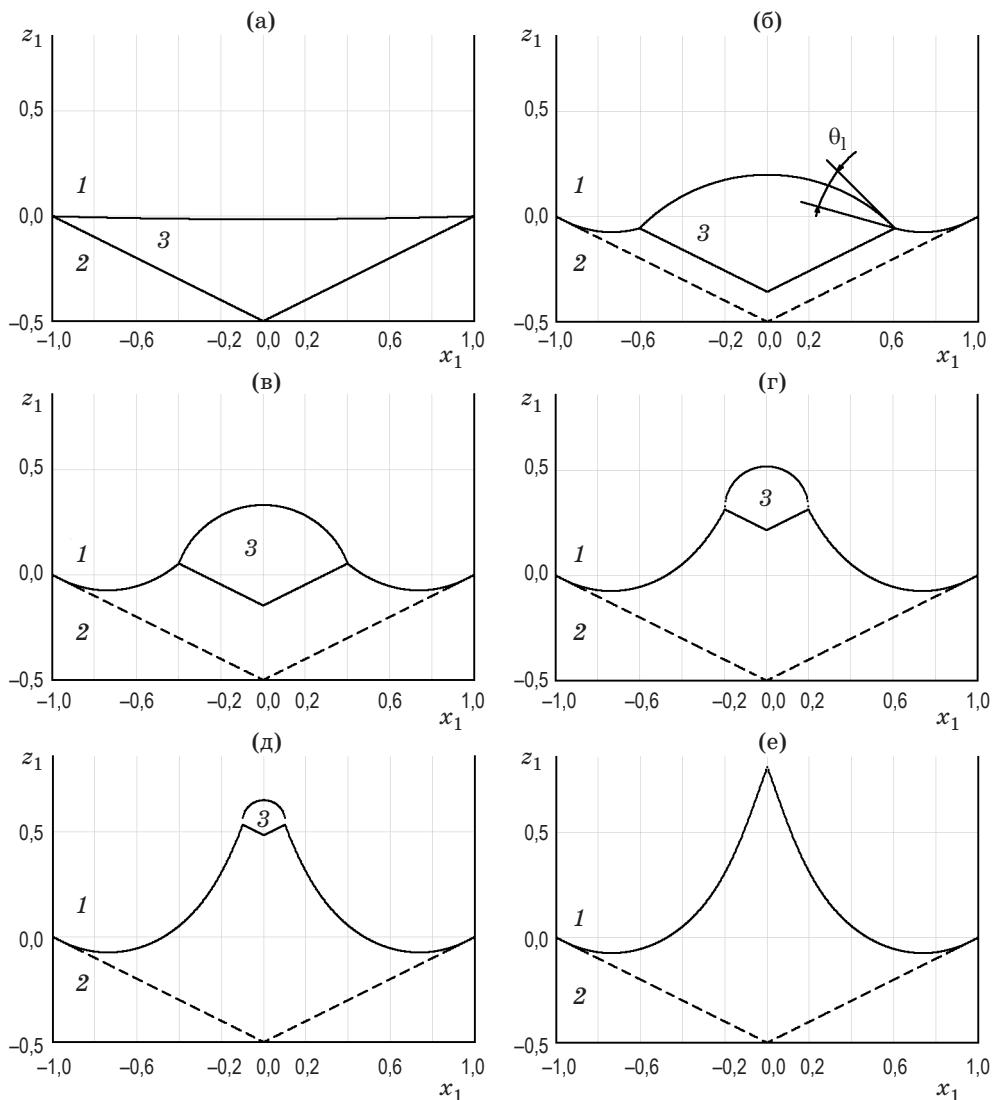


Рис. 7. Расчетные зависимости относительной высоты рельефа  $z(r)/r_0$  от  $r/r_0$  при различных  $\theta = \theta_1 = \theta_c (1 - \theta = 0^\circ, 2 - \theta = 10^\circ, 3 - \theta = 20^\circ, 4 - \theta = 30^\circ, 5 - \theta = 35^\circ)$ .  $C = -0,05$ ,  $K = 0,5$  ( $\psi = 26,57^\circ$ ,  $\varphi_0 = -1,91^\circ$ ).

хорошо известна для многих материалов [19, 20]. Неравенства  $\theta_c \leq \varphi_0 + \psi$  и  $\varphi_0 \leq \theta_{c+}$  представляют собой условия зацепления [18] расплава за край ванны в начальный момент кристаллизации. В случае невыполнения условия зацепления  $\theta_c \leq \varphi_0 + \psi$  уравнения (1–4) моделируют сворачивание расплава в ванне до начала кристаллизации в каплю до формирования краевого угла  $\theta_c$  и последующую кристаллизацию с углом мениска  $\theta_l$ . Отметим, что уравнения модели справедливы как для материалов, у которых  $\rho_l > \rho_s$  (среди элементов справедливо для Ge, Si, Ga, Bi и Ru [19]), так и для материалов, у которых  $\rho_l < \rho_s$  (справедливо для большинства твердых тел).

Данные расчетов остаточного рельефа для германия ( $C = -0,05$  [19]) при различных  $\theta = \theta_1 = \theta_c$  (для  $\theta_1 \approx \theta_c$ ) и относительной глубине ванны  $K = h_0/r_0 = 0,5$  на основе численного решения системы уравнений (1–3) при краевом (начальном) условии (4) представлены на рис. 7. Как видно из рис. 7, функция высоты рельефа  $z(r)$  по мере уменьшения  $r$  от значения  $r_0$  сначала уменьшается, затем при  $r/r_0 \approx 0,5$  сравнивается с уровнем исходной поверхности и продолжает монотонно расти до максимума при  $r = 0$ . Данные расчета рельефа при  $\theta = 35^\circ$  (кривая 5) согласуются с формой рельефа микроконуса, полученной в эксперименте (см. рис. 4e). При этом оценка макси-



**Рис. 8.** Расчетные сечения рельефа твердого тела (2) и расплава (3), граничащих с газом (1) на различных стадиях кристаллизации конической ванны расплава Ge ( $C = -0,05$ ), характеризуемых относительными радиусами расплава  $r/r_0$  (а —  $r/r_0 = 1$ , б —  $r/r_0 = 0,6$ , в —  $r/r_0 = 0,4$ , г —  $r/r_0 = 0,2$ , д —  $r/r_0 = 0,1$ , е —  $r/r_0 = 0$ ).  $K = h_0/r_0 = 0,5$ ,  $\theta = \theta_1 = \theta_c = 30^\circ$  ( $\psi \approx 26,57^\circ$ ,  $\varphi_0 \approx -1,91^\circ$ ),  $x_1 = x/r_0$ ,  $z_1 = z/r_0$ .

мальной глубины ванны, полученной в эксперименте, согласуется со средней глубиной модельной ванны, равной 167 мкм при  $h_0/r_0 = 0,5$  и  $r_0 = 1$  мм. Из данных рис. 7 следует, что согласно модели явление частичного смачивания может многократно увеличить высоту микроконуса по сравнению со случаем полного смачивания (кривая 1), когда формирование микроконуса происходит в основном за счет изменения плотности материала при фазовом переходе.

Модель позволяет предсказать форму расплава и твердой фазы на различных стадиях кристаллизации. На рис. 8 представлены

расчетные сечения твердой и жидкой фаз в координатах  $x_1 = x/r_0$  и  $z_1 = z/r_0$ , где  $x$  — координата на оси, проходящей через нуль оси  $z$  вдоль исходной поверхности материала. На рис. 8б обозначен угол смачивания  $\theta_1$ .

В целом модель качественно и частично количественно согласуется с данными эксперимента. Аналогично может быть построена модель кристаллизации бесконечной цилиндрической ванны, сечение которой имеет такой же вид, как на рис. 6. Такая модель может быть использована для объяснения рельефа лазерно-индуктированных пространственных периодических структур.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом скоростной видеосъемки исследована динамика лазерно-индукционного формирования микроконусов на поверхности (111) Ge в вакууме и в окислительной атмосфере при энергии облучения ниже порога выноса расплава из области облучения под действием реактивного давления пара. При полуширине импульса лазера 1 мс (длина волны 1,06 мкм) и диаметре пятна облучения 1 мм получены микроконусы с максимальной высотой 235 мкм в вакууме и 590 и 840 мкм в воздухе и кислороде при атмосферном давлении соответственно. Измерен динамический угол смачивания расплавом своей твердой фазы, равный  $(13 \pm 3)^\circ$  в вакууме и  $(35 \pm 3)^\circ$  в воздухе. Увеличение высоты конуса и угла смачивания расплавом своей твердой фазы в окислительной атмосфере связано с реакцией окисления Ge на поверхности расплава и граничащей с ним твердой фазы с образованием летучего при температуре плавления Ge ок-

сида GeO. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют об ограниченности подходов, объясняющих лазерно-индукционное формирование микроконусов и выступов рельефа на Ge и Si без учета явления неполного смачивания расплавом собственной твердой фазы [14–16]. Предложена модель роста микроконуса, учитывающая изменение плотности материала при плавлении и кристаллизации и действие сил поверхностного напряжения в условиях частичного смачивания расплавом собственной твердой фазы. В рамках модели увеличение высоты микроконуса в окислительной атмосфере происходит вследствие увеличения угла смачивания расплавом собственной твердой фазы. Модель согласуется с экспериментом и применима при выполнении как условия  $\rho_l > \rho_s$ , так и условия  $\rho_l < \rho_s$ .

Результаты работы могут быть использованы в лазерной микро- и нанотехнологии для управления формой и высотой формируемого в результате облучения рельефа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pedraza A.J., Fowlkes J.D., Lowndes D.H. Self-organized silicon microcolumn arrays generated by pulsed laser irradiation // Appl. Phys. A. 1999. V. 69. P. S731–S734.
2. Nayak B.K., Gupta M.C., Kolasinski K.W. Spontaneous formation of nanospiked microstructures in germanium by femtosecond laser irradiation // Nanotechnology. 2007. V. 18. P. 195302.
3. Пестов Ю.И., Макин В.С. Лазерно-индукционное формирование конусообразных выступов на поверхности сверхтугоплавких металлов // Оптический журнал. 2008. Т. 75. № 6. С. 34–42.
4. Зимон А.Д. Адгезия жидкости и смачивание. М.: Химия, 1974. 416 с.
5. Bardsley W., Frank F.C., Green G.W., Hurle D.T.J. The meniscus in Czochralski growth // J. Crystal Growth. 1974. V. 23. P. 341–344.
6. Дриц М.Е., Будберг П.Б., Бурханов Г.С. и др. Свойства элементов. М.: Металлургия, 1985. 672 с.
7. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // УФН. 1980. Т. 2. Вып. 2. С. 193–239.
8. Макин В.С., Пестов Ю.И. Способ формирования выступа типа остряя // Патент России № 2139373. 1998.
9. Moening J.P., Georgiev D.G. Formation of conical silicon tips with nanoscale sharpness by localized laser irradiation // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 014307.
10. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975. 296 с.
11. Трибельский М.И. О форме поверхности жидкой фазы при плавлении сильно поглощающих сред лазерным излучением // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 4. С. 804–812.
12. Surek T. The meniscus angle in germanium crystal growth from melt // Scripta Metallurgica. 1976. V. 10. P. 425–431.
13. Найдич Ю.В., Перевертайло В.М., Лебович Э.М., Обущак Л.П. Межфазные и капиллярные явления в однокомпонентной системе кристалл–расплав // Адгезия расплавов / Киев: Наукова думка, 1974. С. 3–7.
14. Emmony D.C., Phillips N.J., Toyger J.H., Willis L.J. The topography of laser-irradiated germanium // J. Phys. D: Appl. Phys. 1975. V. 8. P. 1472–1479.

15. *Wysocki G., Denk R., Piglmayer K., Arnold N., Bäuerle D.* Single-step fabrication of silicon-cone arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. № 5. P. 692–693.
16. *Eizenkop J., Avrutsky I., Auner G., Georgiev D.G., Chaudhary V.* Single pulse excimer laser nanostructuring of thin silicon films: Nanosharp cones formation and a heat transfer problem // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. P. 094301.
17. *Пестов Ю.И., Макин В.С.* Изучение динамики лазерно-индущированного формирования острыйного выступа рельефа на поверхности кремния // Тр. междунар. конф. «Прикладная оптика-2006». 16–20 октября 2006, СПб. 2006. Т. 2. С. 157–161.
18. *Хайнз Дж.М.* Капиллярность и смачивание // Космическое материаловедение / Под ред. Фойербахера Б., Хамахера Г., Наумана Р. М.: Мир, 1989. С. 123–142.
19. *Вилсон Д.Р.* Структура жидких металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1972. 247 с.
20. *Дохов М.П.* Об относительных значениях поверхностных энергий металлов в тройной точке // Металлы. 1994. № 2. С. 16–21.