

Принудительное лазерное наноструктурирование поверхности алюмооксидной керамики

С. В. Смирнов, С. М. Шандаров, В. В. Каранский

Показана возможность создания квазипериодических наноструктур на поверхности изделий из керамических материалов на основе $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ при воздействии луча лазера, перемещаемого с помощью двухкоординатного линейного шагового двигателя (ЛШД). Показано, что причиной возникающей неравномерности тепловыделения и конвективной неустойчивости расплавленного слоя являются электромагнитные поверхностные волны на границе раздела «проводник–изолятор», при этом «проводником» является слой расплава. Обусловленная ЛШД дискретность перемещения луча лазера позволяет создать на поверхности расплава регулярный волнообразный рельеф, выполняющий роль входной дифракционной структуры для генерации поверхностной волны ТМ-поляризации.

Ключевые слова: алюмооксидная керамика, лазерное наноструктурирование, квазипериодическая наноструктура, электромагнитные поверхностные волны.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-3-224-234

Введение

Лазерная обработка керамических материалов и изделий открывает широкие возможности управления структурой, фазовым и элементным составом приповерхностной области [1–4]. Изменяя мощность,

длину волны, время воздействия и регулируя скорости нагрева и охлаждения поверхности материала возможно получение монокристаллических, поликристаллических и аморфных слоев различной толщины. Но наибольший интерес для современной нано- и оптоэлектроники представляет создание на поверхности материала лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (*laser-induced periodic surface structure – LIPSS*) для отражения и рассеяния оптического излучения в видимой и инфракрасной области спектра [1]. Существует большое количество методов лазерного наноструктурирования, согласно общепринятой классификации, их делят по размерам образующихся наноструктур: с размером элементов больше длины волны излучения лазера и с размером меньше длины волны [2, 3]. Методы создания наноструктур могут быть пря-

Смирнов Серафим Всеволодович, профессор,
д.т.н.

E-mail: serafim.smirnov@mail.ru

Шандаров Станислав Михайлович, профессор,
д.ф.-м.н.

E-mail: stanislav.m.shandarov@tusur.ru

Каранский Виталий Владиславович, аспирант.

E-mail: karanskii_vitali@mail.ru

Томский государственный университет систем
управления и радиоэлектроники.

Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 40.

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2021 г.

© Смирнов С. В., Шандаров С. М.,
Каранский В. В., 2021

мыми и косвенными, но большинство методов все же связано с нагревом поверхности материала лазерным излучением до образования расплава с последующим скоростным охлаждением.

Особый интерес представляют процессы формирования при затвердевании материала периодических и квазипериодических структур ячеистого типа. Образование ячеистой структуры при оплавлении поверхности твердых веществ лазерным излучением возможно объяснить, используя основные положения теории конвективных возмущений Рэлея-Бернара [5, 6]. Согласно теории, конвективная неустойчивость в расплаве может возникнуть, когда число Рэлея R_a превышает некоторое критическое значение, при этом обязательным условием является наличие отрицательного градиента температур в жидкости при нагреве слоя расплава снизу и сильной зависимости его вязкости от температуры.

Одним из способов получения подобных структур является обработка поверхности материала лазерным лучом с пространственно-периодическим распределением интенсивности излучения по объёму и поверхности образца [7]. Но наиболее перспективным методом создания в расплаве условий для конвекции Рэлея-Бернара [5], является возбуждение на границе раздела «расплав–твёрдое тело» поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) [8, 9].

Целью данной работы является рассмотрение процесса возбуждения ПЭВ при лазерной обработке поверхности подложек из алюмооксидной керамики.

Поверхностные электромагнитные волны на границе расплав оксида алюминия – твёрдая керамическая подложка из оксида алюминия

Высокоглиноземистая алюмооксидная керамика, обладая высокой прочностью и отличными оптическими и электрофизиче-

скими характеристиками, является одним из основных конструкционных материалов современной радио- и оптоэлектроники. В оптическом диапазоне частот с учетом потерь диэлектрическую проницаемость ε оксида алюминия можно выразить через комплексный показатель преломления n в виде соотношения:

$$\varepsilon = n^2 - K^2 \quad (1)$$

где K – показатель поглощения.

В СВЧ и ближнем ИК-диапазоне при комнатной температуре в случае малых потерь и с учетом ионной поляризации для двухатомных ионных кристаллов диэлектрическая проницаемость определяется выражениями [10]:

$$\varepsilon_1 = \tilde{n}^2 + \frac{\alpha N}{\varepsilon_0},$$

$$\text{или} \quad \varepsilon_1 = \tilde{n}^2 + \frac{q^2}{\varepsilon_0^2 \omega_{ph}} \frac{N_0 \rho}{M_1 M_2} \quad (2)$$

где α – молекулярная поляризуемость; N – объёмная концентрация молекул; N_0 – число Авогадро; ρ – плотность материала; ω_{ph} – частота оптических фононов; ε_0 – электрическая постоянная; M_1 и M_2 – приведенная масса атомов алюминия и кислорода.

Но в процессе лазерной обработки происходит разогрев материала вплоть до его плавления и испарения, причем экспериментально установлено, что при плавлении оксида алюминия его удельное сопротивление уменьшается от 10^{14} Ом см до 0,001 Ом см и менее [11]. Изменение комплексной диэлектрической проницаемости материала ε^* при увеличении его электропроводности происходит в соответствии с формулой Друде [12]:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_1 - \frac{i\sigma}{\varepsilon_0 \omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (3)$$

где σ – электропроводность оксида алюминия; ω_p – частота плазменного резонанса; γ – частота столкновений электронов с атомами.

При этом мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости (показатель поглощения), по модулю может значительно превышать действительную часть, и диэлектрическая проницаемость может принимать и отрицательные значения. Представляет интерес случай, когда частота плазменного резонанса равна частоте лазерного излучения [12], т. е. когда выполняется равенство:

$$\omega_p = \omega = e \sqrt{\frac{N}{m_n^* \epsilon_0}} \quad (4)$$

где N – концентрация свободных электронов; m_n^* – эффективная масса электронов в расплаве оксида алюминия.

Расчет показывает, что условие (4) может выполняться для длины волны излучения 1,06 мкм при концентрации свободных электронов в оксиде порядка $4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Оксид алюминия – отличный изолятор, и при комнатных температурах концентрация свободных электронов в нем очень мала, но с увеличением температуры она значительно увеличивается. Ширина запрещенной зоны ΔE_g оксида алюминия составляет 6,2 эВ, а эффективная масса электронов m_n и дырок m_p при высоких температурах соответственно равны $0,4m_0$ и $0,6m_0$ [13]. Поэтому концентрация носителей заряда в зоне проводимости при температурах, близких к температуре плавления $T_{пл} \approx 2320 \text{ К}$, может быть определена из уравнения [10]:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right). \quad (5)$$

Но при температуре 2320 К эта концентрация имеет величину порядка $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что явно недостаточно для вы-

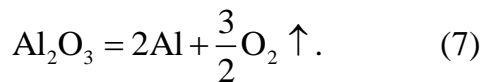
полнения условия резонанса (4). Однако большое количество экспериментальных данных доказывает, что в расплаве оксида алюминия происходит множество других процессов, приводящих к росту концентрации свободных носителей [15]. Так, в работах [16, 17] показано, что коэффициент поглощения расплава оксида алюминия в диапазоне температур от 2500 К до 3000 К может достигать значений 10000 см^{-1} и более. В этом случае расплав ведет себя подобно металлу, в котором лазерное излучение может проникать лишь на глубину скин-слоя. Когда в расплавленном материале начинает преобладать поглощение на свободных носителях заряда, то при длине волны лазерного излучения от 1,06 мкм до 10,6 мкм коэффициент поглощения может быть рассчитан по формуле работы [12]:

$$\alpha = \left(\frac{2\sigma\omega}{\epsilon_0 c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; c – скорость света.

Таким образом, коэффициент поглощения расплава однозначно связан с его электропроводностью и, соответственно, с концентрацией «свободных» носителей заряда. Одним из возможных механизмов увеличения концентрации носителей заряда и электропроводности в расплаве является процесс диссоциации оксида алюминия с образованием металлического алюминия. Согласно расчетным и экспериментальным данным [18–20], в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ анионы кислорода связаны с решеткой слабее, чем катионы Al^{3+} . Также известно, что энергия образования вакансии в анионной решетке оксида алюминия не превышает 2,3 эВ, в то время как энергия удаления катиона превышает 7 эВ. Поэтому нагрев поверхности приводит к нарушению стехиометрии состава в приповерхностном слое в сторону недостатка кислорода. Масс-

спектрометрические исследования показывают, что, в зависимости от температуры разогрева и энергии фотонов, процесс удаления кислорода из корунда происходит в две стадии: сначала идет десорбция кислорода с поверхности, а затем начинается выделение кислорода из кристаллической решетки. Таким образом, процесс диссоциации расплава может происходить в соответствии с уравнением реакции [11, 14]:



Так, по данным работы [14, 15], при температуре 2473 К концентрация свободных атомов алюминия в 100%-оксиде алюминия достигает 0,3 %, а при 2620 К – 2,5 %. В технической керамике, например, типа ВК-94, содержащей многочисленные дефекты и примеси, эта величина может быть значительно выше. Как показали эксперименты, в расплаве оксида алюминия атомы металлического алюминия объединяются в кластеры размером порядка 10–50 нм и плотностью порядка 10^6 см^{-3} [21]. Используя гипотезу о «равномерном распределении» кластеров металлического алюминия в расплаве, можно определить среднее значение его электропроводности при заданных температурах по соотношению:

$$\sigma = \sigma_1 V_1 + \sigma_2 V_2 \quad (8)$$

где σ_1 – электропроводность «идеального» расплава, обусловленная собственной концентрацией носителей заряда (5); V_1 – объемная доля «идеального» расплава; σ_2 – электропроводность металлического алюминия в расплаве; V_2 – объемная доля кластеров металлического алюминия в расплаве.

Исходя из сделанных предположений, концентрация электронов в зоне проводимости при температурах, близких к темпе-

ратуре плавления, может достигать значений от $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ до $1,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, которой достаточно для выполнения условия (4). Таким образом, на поверхности подложки из изолирующего материала формируется слой расплава с повышенной проводимостью и отрицательной диэлектрической проницаемостью толщиной 20–50 мкм. Тем самым создаются условия для возбуждения лазерным излучением поверхностного плазмонного резонанса [22, 23]. При этом еще одним обязательным условием резонанса является то, что для расплава $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Это условие выполняется при величине электропроводности расплава не менее $0,001 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. При наличии поверхностного плазмонного резонанса при определенных условиях в структуре «проводник-изолятор» может возникнуть поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ).

Постоянная распространения ПЭВ k_s может быть определена через диэлектрические проницаемости оксида алюминия в твердом и расплавленном состояниях или через частоту плазменного резонанса [23]:

$$k_s = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_{12}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_{12}}} = k_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{2\omega_p^2} \right) \quad (9)$$

где ε_1 – действительная часть диэлектрической проницаемости твердой фазы; ε_{12} – действительная часть диэлектрической проницаемости расплава.

При этом глубина проникновения ПЭВ в твердую керамическую подложку определится выражением $h_1 = \frac{1}{k_1}$, где $k_1 = k_s \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{12}}}$,

а в расплав выражением $h_2 = \frac{1}{k_2}$, где

$$k_2 = k_s \sqrt{\frac{\varepsilon_{12}}{\varepsilon_1}}. \text{ По предварительным расче-}$$

там, глубина проникновения ПЭВ в расплав составляет 250 нм, а в твердую под-

ложку – порядка 50 мкм. Поскольку глубина проникновения связана с локализацией поверхностного плазмона, то чем меньше глубина проникновения, тем выше его локализация. Таким образом, в случае возбуждения ПЭВ распределение энергии в структуре будет являться квазипериодическим, причем с периодом, примерно равным глубине проникновения ПЭВ в материал [23]. Но для того, чтобы возбудить ПЭВ в структуре «расплав–твердая подложка», необходимо создать специальные условия [22]. В данном эксперименте для возбуждения ПЭВ была использована дифракционная решетка, сформированная на поверхности расплава в процессе лазерной обработки.

Возбуждение ПЭВ с помощью дифракционной решетки

Для экспериментов использовались полированные плоские образцы алюмооксидной керамики ВК-94-1 (с содержанием фазы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ не менее 94 %) в виде подложек толщиной 1 мм и размером 24×30 мм. Обработка поверхности образцов проводилась с помощью неполяризованного излучения ИАГ-лазера с длиной волны 1,06 мкм и средней мощностью в непрерывном режиме не менее 16 Вт. Лазерное излучение с помощью объектива фокусировалось на поверхность образца в пятно диаметром 10–20 мкм, что позволяло получить плотность мощности до 5×10^6 Вт/см².

Перемещение образца под лучом лазера осуществлялось с помощью линейного шагового двигателя (ЛШД) производства фирмы «Планар» (Беларусь) на аэростатическом подшипнике. Образец закреплялся на подвижном индукторе ЛШД в фокусе объектива с помощью вакуумной присоски. Стол обеспечивал перемещение образца со скоростями от 0,1 до 80 см/с с дискретностью шага порядка 0,5–1 мкм. Так как частота дискретного перемещения об-

разца на индукторе ЛШД составляла порядка 3 кГц, то время нахождения луча лазера в конкретной точке образца равнялось 0,3 мс. При этих параметрах и установленной плотности мощности лазерного излучения в приповерхностном слое керамического образца возникает зона расплава шириной 50–80 мкм и глубиной до 50 мкм. Уравнение квазистационарного процесса распределения температуры от точечного источника постоянной интенсивности I_0 , движущегося с постоянной скоростью v по поверхности образца, имеет вид [24]:

$$T(r, x) = I_0 \exp\left[-\frac{vx}{2a} - \frac{vr}{2a}\right] \frac{1}{2\pi\lambda r}, \quad (10)$$

где r – пространственный радиус-вектор в подвижной системе координат; x – абсцисса точки в подвижной системе координат; a – коэффициент температуропроводности оксида алюминия; λ – коэффициент теплопроводности.

Фокальное пятно перемещается по поверхности со скоростью порядка 10 см/с и с шагом 1 мкм, что значительно меньше скорости тепловой релаксации. Рассчитанная и измеренная температура поверхности расплава близка к температуре кипения оксида алюминия, что подтверждается образованием факела эрозионной плазмы. В то же время на границе «расплав–твердое тело» температура равна температуре плавления оксида алюминия (2333 К). Импульсно-периодическое движение зоны плавления приводит к движению расплава и созданию на его поверхности квазипериодического волнового рельефа [25].

При этом высота выступов определяется выражением:

$$\Delta h = \frac{\Delta T}{6\rho gh} \frac{\partial \sigma_r}{\partial T}, \quad (11)$$

где Δh – высота выступов расплава; ΔT – градиент температур между центром лазерного луча и границей «расплав–твердое

тело»; g – ускорение свободного падения; σ_r – коэффициент поверхностного натяжения расплава; ρ – плотность расплава; h – толщина расплавленного слоя.

Период капиллярных волн и высота выступов зависит от скорости перемещения индуктора ЛШД. В первом приближении, полученный на поверхности ванны расплава рельеф является дифракционной решеткой. На рис. 1 представлена зависимость периода дифракционной решетки от скорости перемещения образца. На рис. 2, а представлена фотография полученной дифракционной решетки, а на вставке её профиль, полученный с помощью атомно-силового микроскопа. Как следует из рисунков, в процессе обработки на поверхности ванны формируется волнообразный микрорельеф в виде вогнутой дифракционной решетки с величиной периода от 0,5 до 2,5 мкм, высотой выступов 50–80 нм и с радиусом кривизны порядка 500 мкм.

На рис. 2, а представлен внешний вид дифракционной решетки с периодом порядка 1 мкм. Фотография получена после

обработки и охлаждения материала, но, очевидно, что решетка существует и на поверхности расплава. Созданная таким образом дифракционная решетка может обеспечить возбуждение ПЭВ вдоль границы раздела «расплав–твердая подложка».

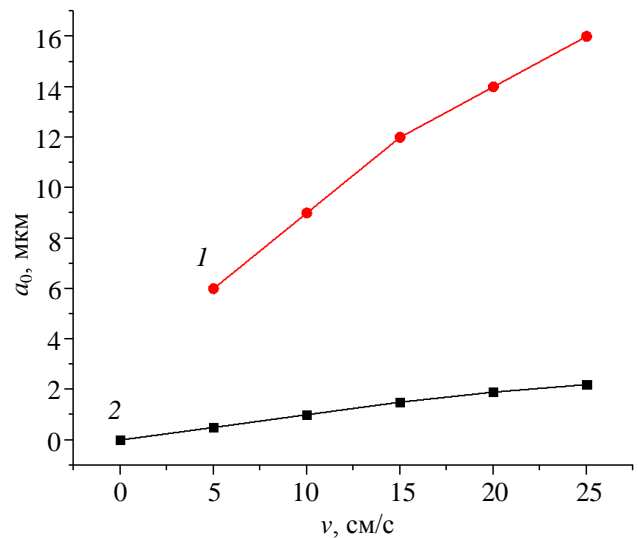


Рис. 1. Зависимость периода дифракционной решетки от скорости перемещения образца: 1 – перемещение с помощью ЛШД на аэростатическом подшипнике; 2 – перемещение с помощью шагового двигателя с механическим приводом.

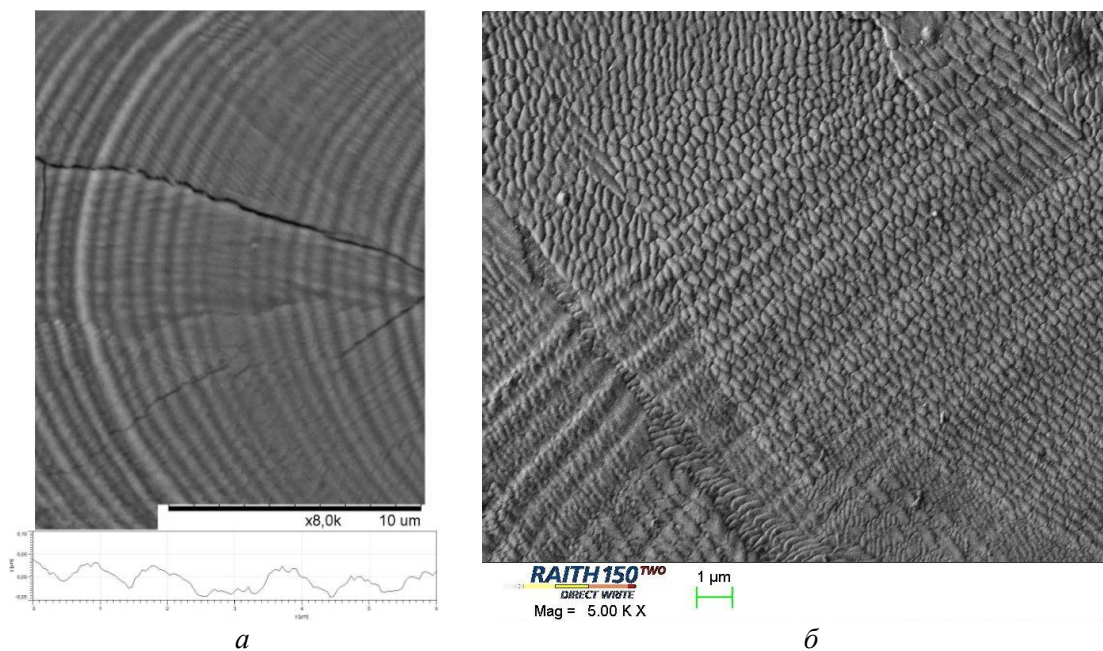


Рис. 2. Фотографии дифракционной решетки: а) – внешний вид сформированной выпукло-вогнутой дифракционной решетки излучением лазера длиной волны 1,06 мкм; на вставке – полученные квазипериодические наноструктуры на поверхности керамики; б) – фотография, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа Raith 150^{TWO}.

На рис. 3 показана схема формирования расплавленной зоны, ввода лазерного излучения в структуру и направление распространения ПЭВ (обозначено стрелкой). При высокой скорости движения луча лазера по поверхности материала охлаждение расплава происходит за счет отвода тепла в подложку. Поэтому тонкий слой расплава толщиной, соизмеримой с длиной волны капиллярных волн порядка 2–5 мкм, располагается непосредственно на поверхности структуры. В случае, когда ПЭВ возбуждается и распространяется поперек штрихов решетки и вдоль слоя расплава, её период d должен соответствовать условию [22]:

$$d = \frac{\lambda}{\frac{k_s}{k_0} \pm \sin \theta} \quad (12)$$

где θ – угол падения луча лазера на решетку.

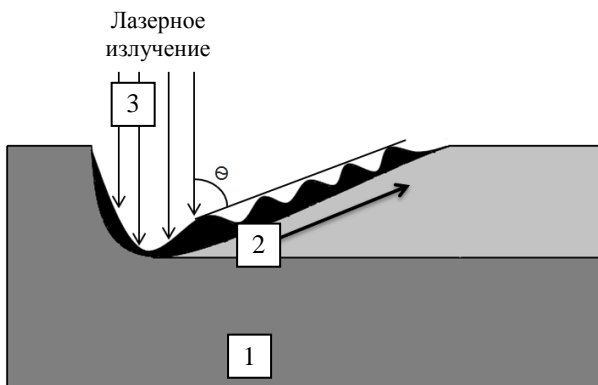


Рис. 3. Схема образования и движения зоны расплава при лазерной обработке: 1 – подложка; 2 – закристаллизованный расплав; 3 – расплав. (Стрелка – направление распространения ПЭВ).

Поскольку полученная дифракционная решетка имеет выпукло-вогнутую конфигурацию, повторяющую профиль ванны плавления поверхности керамики, то условие (12) выполняется не по всей площади решетки, а лишь на отдельных её участках, что демонстрируются рис. 2, а и 2, б. Более ярко это проявляется на участках наибольшей кривизны решетки, расположенных на краях ванны расплава.

Конвективные возбуждения тип Релея-Бернара

Поскольку ПЭВ распространяется вдоль границы раздела «расплав–твердое тело» и представляет собой дополнительный источник тепловыделения, то это при затвердевании расплава приводит к возникновению в структуре отрицательного градиента температур. Использование моделей расчета параметров капиллярных волн и конфигурации теплового поля позволяет прогнозировать свойства создаваемой наноструктуры.

Устойчивость подобных волновых образований характеризуется числом Рэлея, определяемым формулой [5, 6]:

$$R_a = g \alpha_T h^3 \frac{\Delta T}{a \nu} \quad (13)$$

где α_T – коэффициент термического расширения; a – коэффициент температуропроводности расплава; ν – динамическая вязкость расплава.

Если R_a значительно превышает некоторое критическое значение R_c

$$R_a > R_c = \frac{\pi^4}{K^2} (1 + K^2)^3 \quad (14)$$

где $K = 2\pi \frac{h}{l}$ – безразмерное волновое число возмущений; l – длина капиллярной волны, то процессы образования капиллярных волн неустойчивы [5, 6].

В этом случае скорость распространения тепловой волны опережает скорость затвердевания и кристаллизации расплава, что приводит к тепловой неустойчивости системы и созданию необходимых условий для формирования конвективных ячеек преимущественно гексагональной структуры, определенным образом ориентированных относительно направления движения поверхностных электромагнитных (ПЭВ) и капиллярных волн [26]. На рис. 2, б приведена фотография, полученная с помощью сканирующего электронного микро-

скопа Raith 150^{TWO} (Германия), текстуры поверхности ванны расплава $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ в твердом состоянии. Из рис. 2 следует, что одновременно с образованием волнообразного рельефа происходит образование квазирегулярной ячеистой структуры с размерами 200–500 нм, причем наблюдается ориентация ячеек по нормали к направлению движения лазера.

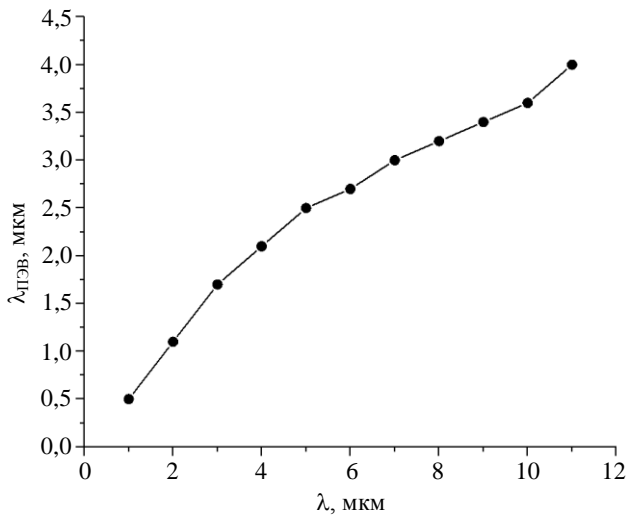


Рис. 4. Зависимость длины волны поверхностной электромагнитной волны от длины волны лазерного излучения.

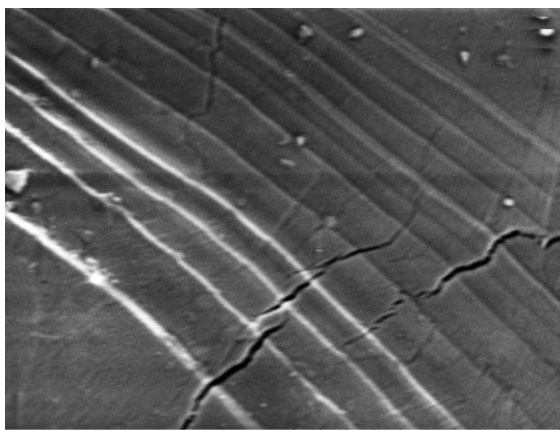
Точки 1 и 2 соответствуют среднему размеру сформированных структур для длины волны лазера 1,06 мкм и 10,6 мкм соответственно. Как следует из рис. 4, наблюдается хорошая корреляция между длиной поверхностной волны и размером

элементов квазипериодической структуры (рис. 2 и 5).

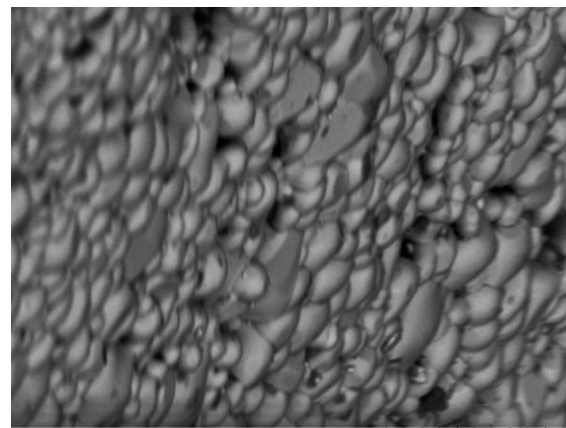
Обработка керамики излучением CO_2 -лазера

Аналогичный эксперимент был проведен и с использованием лазера на CO_2 с длиной волны излучения 10,6 мкм и размером фокального пятна 50–70 мкм. В работе был использован лазерный гравировальный станок типа 4060. Станок снабжен CO_2 -лазером мощностью 50 Вт и шаговым двигателем с разрешением 10 мкм. В отличие от ЛШД на воздушной подушке, в данном устройстве использована ременная передача, которая является демпфирующей. В результате чего создаваемый лазером на поверхности рельеф обла

льшим разбросом шагом дифракционной решетки. Тем не менее, и в этом случае создается поверхностная микроструктура в виде вытянутых по направлению движения луча лазера и перпендикулярных валам капиллярных волн образований размером 2,5–3,5 мкм (см. рис. 5). Это, в принципе, соответствует приведенным выше предположениям о возбуждении в системе «расплав-твердая подложка» из алюмооксидной керамики поверхностных электромагнитных волн и лазерным излучением длиной волны 10,6 мкм.



а



б

Рис. 5. Эксперимент с CO_2 -лазером: а) – внешний вид сформированной выпукло-вогнутой дифракционной решетки излучением лазера длиной волны 10,6 мкм; б) – полученные квазипериодические наноструктуры на поверхности керамики.

Заключение

Рассмотренный метод наноструктурирования поверхности алюмооксидной керамики, в отличие от прямых методов, является «принудительным», так как условия возникновения конвективной неустойчивости в системе «расплав-твердая керамическая подложка» создаются искусственно. Наиболее вероятной причиной возникновения квазипериодических конвективных наноструктур в поликристаллическом $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, является возбуждение на границе раздела расплава с твердой кристаллизующейся фазой поверхностных электромагнитных волн, обуславливающих создание отрицательного градиента температур в слое расплава. Ориентация и форма конвективных ячеек на поверхности связана как с направлением движения капиллярных волн, так и с направлением распространения и длиной волны поверхностной электромагнитной волны.

Работа выполнена коллективом научной лаборатории интегральной оптики и радиофотоники при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения №075-03-2020-237/1 от 05 марта 2020 г. (внутренний номер проекта FEWM-2020-0040). Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования ЦПК «Импульс» (регистрационный номер 200568).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bonse J., Hohm S., Kirner S. V., Rosenfeld A., Kruger J. // IEEE Journal of selected topics in Quantum electronics. 2017. Vol. 23. Iss. 3. P. 9000615.
2. Хомич В. Ю., Шмаков В. А. // Успехи физических наук. 2015. Т. 185. Вып. 5. С. 489.
3. van Driel H. M., Sipe J. E., Young J. F. // Physical Review Letters. 1982. Vol. 49. Iss. 26. P. 1955.
4. Завестовская И. Н. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 11. С. 942.
5. Эбеллинг В. Образование структур при необратимых процессах. – М.: Мир, 1979.
6. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика. – М.: Эдиториал, 1999.
7. Акопян М. Р., Алавердян Р. Б., Чилингарян Ю. С., Акопян Р. С. // Известия НАН Армении, Физика. 2014. Т. 49. № 4. С. 230.
8. Либенсон М. Н. // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92.
9. Климов В. В. Наноплазмоника. – М.: Физматлит, 2009.
10. Smith R. A. Semiconductors. – Cambridge university press, 1978.
11. Стрелов К. К. Структура и свойства огнеупоров. – М.: Металлургия, 1982.
12. Гроссе П. Свободные электроны в твердых телах. – М.: Мир, 1982.
13. Коношенко М. А., Филатова Е. О., Конашук А. С., Нелюбов А. В., Широков А. С. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 19. С. 8.
14. Ansell S., Krishnan S., Weber J. K. R., Felten J. J., Nordine P. C., Beno M. A., Price D. L., Saboungi M. // Physical Review Letters. 1997. Vol. 78. Iss. 3. P. 464.
15. Битюков В. К., Петров В. А. // Прикладная физика. 2007. № 4. С. 18.
16. Воробьев А. Ю., Петров В. А., Тутов В. Е., Чернышев А. П. // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 45. № 1. С. 19.
17. Krishnan S., Weber J. K. R., Schiffman R. A., Nordine P. C., Reed R. A. // Journal American Ceramic Society. 1991. Vol. 74. Iss. 4. P. 881.
18. Коротин М. А., Курмаев Э. В. // Физика металлов и материаловедение. 2018. Т. 119. № 8. С. 1.
19. Саврук Е. В., Смирнов С. В. // Доклады ТУСУР. 2010. № 1–2. С. 123.
20. Саврук Е. В., Смирнов С. В., Швайцер А. Н. // Известия Вузов. Физика. 2008. Т. 51. № 11–2. С. 114.
21. Смирнов С. В., Верецагин В. И., Дворецкая Л. В. // Стекло и керамика. 2005. № 11. С. 14.
22. Шварцбург А. Б. // Фотоника. 2018. Т. 12. № 5(73). С. 522.
23. Князев Б. А., Кузьмин А. В. // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
24. Avanesov V. S., Zuev M. A., Steklov O. I. // Welding Intern. 1996. Vol. 10. № 3. P. 240.
25. Григорянц А. Г., Сафонов А. Н. Методы поверхностной лазерной обработки. – М.: Высшая школа, 1987.
26. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988.

Forced laser nanostructuring of the surface of alumina-oxide ceramics

S. V. Smirnov, S. M. Shandarov, and V. V. Karanskiy

Tomsk State University of Control System and Radioelectronics
40 Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: serafim.smirnov@mail.ru

Received February 17, 2021

The possibility of creating quasiperiodic nanostructures on the surface of articles made of ceramic materials based on $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ under the action of a laser beam moved by a two-coordinate linear stepping motor (LSM) is shown. It is shown that the cause of the arising non-uniformity of heat release and convective instability of the molten layer are electromagnetic surface waves at the "conductor-insulator" interface, while the "conductor" is the melt layer. The discreteness of the laser beam movement due to LSD makes it possible to create a regular wave-like relief on the melt surface, which plays the role of an input diffraction structure for generating a surface wave of TM polarization.

Keywords: luminescent ceramics, laser nanostructuring, quasi-periodic nanostructure, electromagnetic surface waves.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-3-224-234

REFERENCES

1. J. Bonse, S. Hohm, S. V. Kirner, A. Rosenfeld, and J. Kruger, IEEE Journal of selected topics in Quantum electronics **23** (3), 9000615 (2017).
2. V. Y. Khomich and V. A. Shmakov, Physics-Uspekhii **58** (5), 455 (2015).
3. H. M. van Driel, J. E. Sipe, and J. F. Young, Physical Review Letters **49** (26), 1955 (1982).
4. I. N. Zavestovskaya, Kvantovaya Elektronika, № 11, 942 (2010).
5. W. Ebeling, *Strukturbiildung bie irreversible prozessen* (BG Teubner Verlag, Leipzig, 1976; Mir, Moscow, 1979).
6. A. V. Getling, *Rayleigh-Benard convection. Structures and dynamics* (Editorial, Moscow, 1999) [in Russian].
7. M. R. Akopyan, R. B. Alaverdyan, Y. S. Chilingatyan, and R. S. Akopyan, Izvestiya NAN Armenii, Fizika, **49** (4), 230 (2014).
8. M. N. Libenson, International Soros Science Education Program, No. 10, 92 (1996).
9. V. V. Klimov, *Nanoplasmonics* (Fizmatlit, Moscow, 2009) [in Russian].
10. R. A. Smith, *Semiconductors* (Cambridge university press, Cambridge, 1978).
11. K. K. Strelov, *Structure and properties of refractories* (Metallurgiya, Moscow, 1982) [in Russian].
12. P. Grosse, *Freie elektronen in festkorpern* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979; Mir, Moscow, 1982).
13. M. A. Konoshenko, E. O. Filatova, A. S. Konashuk, A. V. Nelyubov, A. S. Shirokov, Technical Physics Letters, **41** (19), 8 (2015).
14. S. Ansell, S. Krishnan, J. K. R. Weber, J. J. Felten, P. C. Nordine, M. A. Beno, D. L. Price, M. Saboungi, Physical Review Letters **78** (3), 464 (1997).

15. V. K. Bitukov and V. A. Petrov, *Applied Physics*, No. 4, 18 (2007) [in Russian].
16. A. Y. Vorobiev, V. A. Petrov, V. E. Titov, and A. P. Chernyshev, *High Temperature*, **45** (1), 13 (2007).
17. S. Krishnan, J. K. R. Weber, R. A. Schiffman, P. C. Nordine, and R. A. Reed, *Journal American Ceramic Society* **74** (4), 881 (1991).
18. M. A. Korotin and E. V. Kurmaev, *Physics of Metals and Metallography* **119** (8), 706 (2018).
19. E. V. Savruk and S. V. Smirnov, *Doklady TUSUR*, No. 1–2, 123 (2010).
20. E. V. Savruk, S. V. Smirnov, and A. N. Schweitzer, *Izvestiya vuzov. Fizika*, No. 11-2, 114 (2008).
21. S. V. Smirnov, V. I. Vereshchagin, and L. V. Dvoretzkaya, *Glass and Ceramics*, No. 11, 350 (2005).
22. A. B. Schwarzburg, *Photonics Russia*, No. 5, 522 (2018).
23. B. A. Knyazev and A. V. Kuzmin, *Siberian journal of Physics* **2** (1), 108 (2007).
24. V. S. Avanesov, M. A. Zuev, and O. I. Steklov, *Welding Intern*, No. 3, 240 (1996).
25. A. G. Grigoryants and A. N. Safonov, *Surface laser processing methods* (Vysshaya shkola, Moscow, 1987).
26. G. M. Zaslavsky and R. Z. Sagdeev, *Introduction to nonlinear physics* (Nauka, Moscow, 1988).