

УДК 535.016:535.8

НАНООПТИКА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ

© 2020 г. С. Н. Багаев¹, С. М. Аракелян², *, А. О. Кучерик²,
Д. Н. Бухаров², О. Я. Бутковский²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых,
Владимир, Россия

*E-mail: arak@vlsu.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Рассмотрены лазерно-управляемые модификации структуры и топологии поверхностных слоев твердого тела, используемые для реализации заданных характеристик у объектов различного предназначения. Проанализированы структурные фазовые переходы в твердом теле, зависящие от размера наночастиц (нанокластеров), которые индуцируются лазерным излучением. Выполнено моделирование процессов распространения поверхностных состояний в рамках диффузионной модели и клеточных автоматов.

10.31857/S0367676520120066

ВВЕДЕНИЕ

Лазерные технологии обработки материалов широко распространены в настоящее время и их преимущества общепризнаны [1, 2]. Например, процессы лазерного термоупрочнения (поверхностная закалка) происходят за очень малые времена $\sim 10^{-5}$ с и в несколько раз повышают износостойкость обработанных деталей, что особенно важно для соприкасающихся поверхностей — в условиях пары трения [3, 4]. При этом принципиальное значение имеет возможность в определенной лазерной схеме проводить мониторинг обрабатываемой поверхности в реальном масштабе времени даже при воздействии мощного лазерного излучения, когда непосредственно над поверхностью изделий возникает сильный плазменный факел, блокирующий из-за паразитной засветки возможность прямого наблюдения за динамическим состоянием поверхности. Эти методы регистрации были предположены уже давно [5], но и в настоящее время продолжают развиваться в аспекте достижения высокого пространственно-временного разрешения.

Уникальность лазерных технологий в междисциплинарных приложениях, прежде всего, определяется именно возможностью синтеза микро-

и наноструктурированных поверхностных слоев разного элементного состава с определенной топологией и с варьируемыми размерными параметрами при разных длительностях воздействия лазерных импульсов (от непрерывных до фемтосекундных) при изменении общего времени облучения поверхности. Эти возможности играют принципиальную роль при решении различных прикладных задач. Речь идет, по сути, о 4D-технологиях. Во-первых, — с пространственным компонентом, в зависимости от управляемо возникающей лазерно-индуцированной поверхностной пространственной структуры. Во-вторых, — с временным компонентом, т.е. с изменяемым временем лазерного облучения для реализации конкретных механизмов динамического лазерного воздействия на материалы путем их включения или выключения. Это позволяет управлять функциональными и конструкционными характеристиками обрабатываемых лазерным излучением образцов, и можно говорить о формировании нового направления лазерной физики — топологической фотоники и оптоэлектроники. Такие 4D-технологии не имеют на сегодняшнее время конкурентных аналогов. Здесь возникает, на первый взгляд, парадоксальный результат, когда мо-

нолитные изделия обладают эксплуатационными характеристиками хуже, чем те же изделия с лазерно-индуцированными пространственно-неоднородными наноструктурами на их поверхности, синтезированными управляемым способом и в заданном направлении [6].

Область применения лазерных технологий охватывает намного более широкую сферу – разработку на новых физических принципах практических элементов и систем современной квантовой электроники и фотоники, включающей в себя микро- и наноэлектронику, квантовые технологии и синтез композиционных материалов с требуемыми свойствами, создаваемых на принципах управляемого развития процессов нелинейной динамики [7]. Такая междисциплинарная направленность современных лазерных технологий и востребована в настоящее время как в фундаментальном аспекте [8, 9], так и для разработки уникальных технологий [10–16]. Особый интерес для приложений представляют углеродосодержащие композиты и алмазные поверхностные структуры [17–20].

В настоящем обзоре мы рассмотрим некоторые из этих перспективных направлений развития и продемонстрируем достижения, которые могут составить основу новых подходов к технологиям с учетом лазерно-управляемой модификации структуры и топологии поверхностных слоев твердого тела и (или) нанесенных на него тонких многослойных покрытий разного состава. Кроме того, рассматривается реализация процессов легирования, с целью получения необходимых характеристик у объектов различного назначения. Подробности приводятся в оригинальных публикациях, цитируемых по в тексте статьи, с которыми читатель может ознакомиться отдельно. Акцент будет сделан на обсуждении оптических и электрофизических свойств, определяемых управляемыми топологическими особенностями образцов. Это имеет принципиальное значение для возможных приложений при разработке на новых физических принципах элементов и систем наноэлектроники и фотоники. Целью написания данного обзора является привлечение внимания специалистов к проблематике междисциплинарных исследований с использованием лазерно-индуцированных управляемых топологических структур на твердой поверхности.

1. ДИНАМИКА ЛАЗЕРНО-РАСПЛАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ В ПРИСУТСТВИИ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ОСТРОВКОВЫХ ОСАЖДЕННЫХ СТРУКТУР

Гидродинамическая модель движения расплавленных потоков по неоднородной или шероховатой

той поверхности (со впадинами) позволяет определять основные геометрические параметры, получающихся в этом случае поверхностных структур на образце при лазерном плавлении вещества (см. например, [6]).

Для анализа возможностей используемого алгоритма была проведена серия модельных расчетов (с характерными параметрами для легкоплавких металлов и сплавов типа олово/свинец) для различных значений чисел Рейнольдса (Re) и определенных размеров расчетной области с ансамблем нескольких впадин одного типа (прямоугольные, треугольные), а также с их разной конфигурацией в плоском канале. Эти расчеты показали [9, 21], что для малых $Re \sim 10-100$ основное течение захватывает впадину, а при умеренных $Re \sim 1000$ помимо основного течения в канале образуется вихрь во впадине; при этом в области соприкосновения этих течений расплава они направлены одинаково. Влияние геометрии канала хорошо заметно в случае наличия глубокой впадины – под основным вихрем формируется еще один вихрь. Направление движения в этом вихре противоположно направлению движения первого вихря.

С использованием модели конвекции [22], была проведена оценка поля температур и поля скоростей в рассматриваемой системе при различных начальных условиях. Анализируя полученные графики поля температур и поля скоростей на поверхности обрабатываемого лазерным излучением материала со впадинами, можно предположить, что осаждение и образование островков в тонкой пленке наиболее вероятно во впадинах подложки, что физически понятно.

Приведем также результаты моделирования возникающих островков в данных неоднородных областях в приближении диффузно ограниченной агрегации на примере прямоугольной впадины [21]. Этот случай соответствует схеме лазерной абляции в жидкости для мишени с неоднородностями.

Моделирование профиля островка пленки проводили на прямоугольной дискретной расчетной области размером 100 отн. ед.; количество частиц задавали как $N = \eta S$, где параметр η определяет вязкость расплава, а S – это площадь расчетной области.

Влияние величины вероятности прилипания (sc) и вязкости (η) в потоке на профиль возникающей островковой пленки можно оценить из рис. 1 с центрами агрегации. При таком осаждении частиц образовавшаяся структура напоминает “вязкие пальцы” – наблюдается рост кластеров от поверхности подложки в объем коллоидной системы. Искажение структуры связано с тем, что

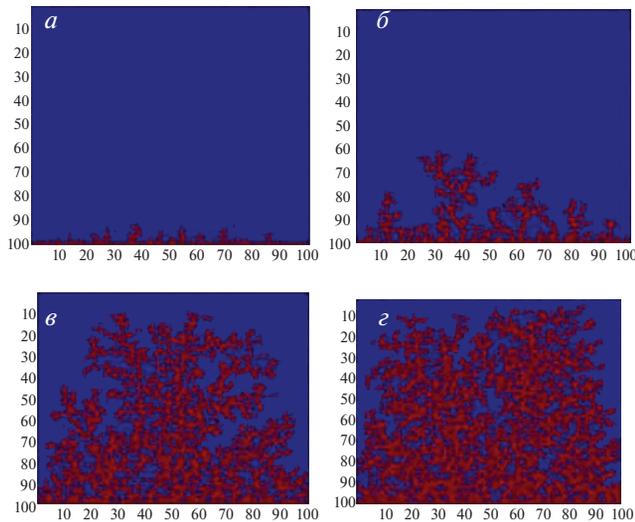


Рис. 1. Центр агрегации – линия на нижней границе расчетной области: (а) $\eta = 0.01$, $sc = 0.1$; (б) $\eta = 0.1$, $sc = 0.5$; (в) $\eta = 0.5$, $sc = 1$; (г) $\eta = 0.8$, $sc = 1$. Шкалы задают относительные координаты по горизонтали и вертикали. Участки синего цвета – участки незанятой частицами расчетной области, красного цвета – занятые агрегатами участки расчетной области.

на высоте, отвечающей области вбрасывания частиц, образуются “лакуны”.

С увеличением вероятности прилипания профиль островковой пленки становится более гладким и растягивается в горизонтальном направлении, а расчетная область – более заполненной в вертикальном направлении, что говорит об интенсификации процесса образования осажденного вещества в островок. При низких значениях вероятности прилипания профиль островка является более неоднородным, расчетная область слабо заполнена, что подтверждается значениями фрактальной размерности [6, 21–24].

2. ФРАКТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СТАЛИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим условия, при которых на поверхности стали при воздействии лазерного излучения могут образовываться сложные фрактальные образования (классические дендриты). При этом распределением дендритов по поверхности зоны лазерного облучения можно управлять, изменяя профиль сечения лазерного пучка. С помощью электронной микроскопии были оценены также как распределение дендритов по размерам, так и плотность их распределения по поверхности.

Эксперименты проводили на установке CLV-50 с импульсным Nd:YAG-лазером, предна-

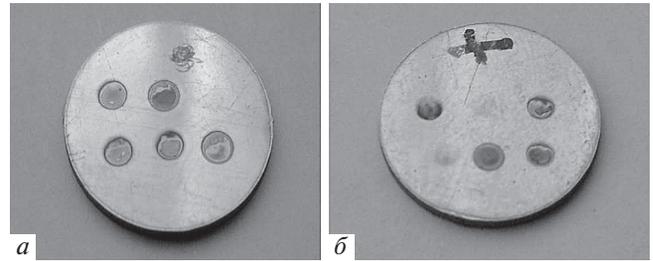


Рис. 2. Примеры образцов с зонами воздействия лазерного излучения на поверхность нержавеющей стали с диаметром пятна 2 (а) и 1.6 мм (б).

значенным для точечной сварки различных металлов и сплавов толщиной до 2 мм в ручном и автоматическом режимах [25, 26]. Работы в режиме ручной сварки проводили с помощью оптико-механической системы формирования пятна лазерного излучения переменного диаметра в зоне воздействия и контроля состояния поверхности с помощью микроскопа. Параметры лазерного излучения: длина волны – 1.06 мкм; максимальная энергия излучения в импульсе длительностью 2 мс – не менее 20 Дж; абсолютная максимальная энергия излучения в импульсе – 50 Дж при длительности 20 мс; импульсная мощность излучения (при длительности 2 мс) – 10 кВт; частота повторения импульсов – от одиночных до 20 Гц; длительность импульса – от 0.5 до 40 мс; возможность генерации последовательности лазерных импульсов с регулируемой скважностью и диаметром лазерного пятна в фокусе – от 0.6 до 2.0 мм. При этом для моделирования процессов осуществляли построение определенной формы лазерного пучка по нескольким точкам в поперечном сечении для реализации разных режимов воздействия.

Максимальное количество точек, которое использовали в процедуре такого построения формы и профиля пучка, было равно 6. Первоначально была выбрана стандартная форма пучка – типа гауссовой, построенной по 4 точкам. В первых экспериментах мы ограничивались всего лишь одним импульсом, изменяя его длительность в пределах от 2 до 20 мс и энергию излучения от 4 до 20 Дж при диаметре лазерного пятна на мишени, равном 2.0 и 1.6 мм. В качестве образца была выбрана нержавеющая сталь AISI304 толщиной 1.0 мм. На данных образцах стали обрабатывали фрагменты поверхности с разной энергией излучения при диаметре лазерного пятна 2 мм (рис. 2а, 2б), которые затем исследовали с помощью электронной микроскопии (см. рис. 3).

Результаты экспериментов позволили сделать следующие выводы: при небольших энергиях излучения от 5 до 9.5 Дж на образцах наблюдается

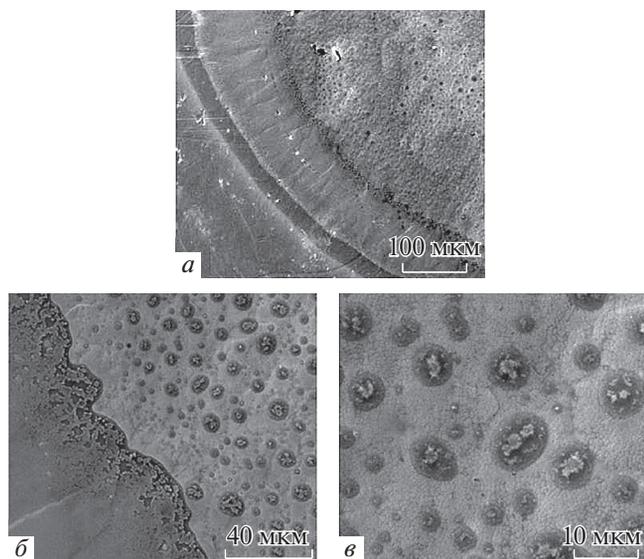


Рис. 3. РЭМ-изображения области воздействия: *a* – увеличение 100, *б* – 40, *в* – 10 мкм. Масштаб отмечен непосредственно на изображениях.

появление цвета в области лазерного воздействия, связанное с образованием тонких оксидных пленок на поверхности стали; оно определяется эффектом побежалости при нагреве поверхности до определенной температуры. Подобный эффект наблюдается, как правило, при воздействии лазерного излучения наносекундной длительности.

Области лазерного воздействия на образцах исследовали на электронном микроскопе Quanta 200 3D. На полученных изображениях (рис. 3) видно, что в области (вторая слева в верхнем ряду на рис. 2*a*), где было воздействие наибольшим (по сравнению с другими областями) с энергией лазерного излучения – 10 Дж, происходит модификация поверхности в облучаемой области. На рис. 3 представлены снимки с различным разрешением. Как видно, в результате воздействия лазерного излучения наблюдается возникновение наростов (средний размер, которых – 2.4 мкм). Темные области вокруг этих наростов, скорее всего, являются небольшими углублениями на поверхности стали, а в самой области лазерного воздействия наблюдается зернистая структура, находящаяся в кольцевой зоне на краю зоны облучения.

Для увеличения плотности энергии лазерного излучения, воздействующего на образец, диаметр пятна был уменьшен с 2 до 1.6 мм. Примеры полученных структур при различных параметрах лазера (длительности импульса и энергии излучения в импульсе) с размером пятна на образце 1.6 мм, представлены на рис. 3*б*. Наибольший интерес вы-

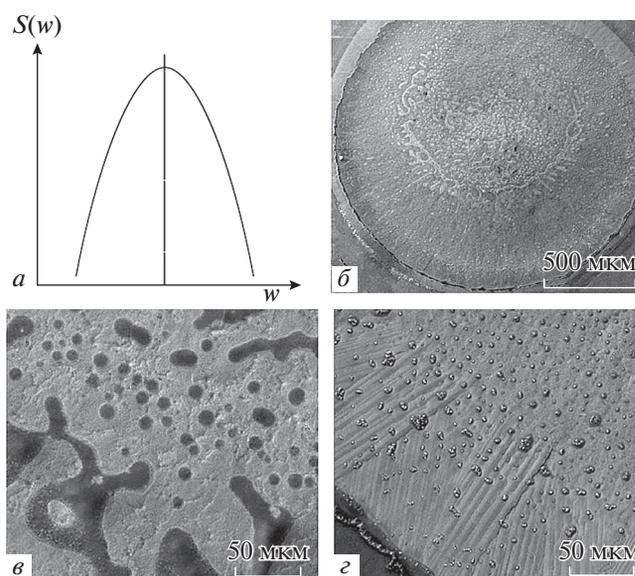


Рис. 4. Форма пучка лазерного излучения (*a*) и соответствующие РЭМ-изображения области лазерного воздействия: (*б*) – увеличение 500 мкм; (*в*) – 50 мкм, центральная область; (*г*) – 50 мкм, отмечена краевая область. Масштабы указаны непосредственно на изображениях. Параметр размера (профиля) пучка отмечен как w .

зывают области с выпуклой наплавленной поверхностью (вторая слева в нижнем ряду на рис. 3*б*). Характер поверхности, образующейся при воздействии лазерного пучка гауссовой формы, для этих областей показан на рис. 4*б*, 4*г*; где представлены изображения, полученные на электронном микроскопе.

Наряду с наростами на поверхности образца появляются образования в виде капель и сложных геометрических фигур, которые расположены в области кольцевой зоны по краю образца. При дальнейшем небольшом увеличении энергии лазерного излучения в области воздействия наблюдается появление дендритов – сложнокристаллических фрактальных образований, имеющих древовидную ветвящуюся структуру [21, 26].

На полученных образцах происходило также испарение поверхностного слоя материала в центре области лазерного воздействия, а в периферийной части – образование фрактальных кристаллов (дендритов). Это обусловлено пространственным распределением энергии лазерного пучка (гауссов профиль, параметр (профиль размера) – w ; рис. 4*a*) и соответствующим распределением температуры по поперечному сечению образца. На рис. 5 приведены изображения различных кристаллов, образовавшихся на поверхности нержавеющей стали вблизи центра зоны лазерного облучения (рис. 5*a*, 5*б*) и в периферии

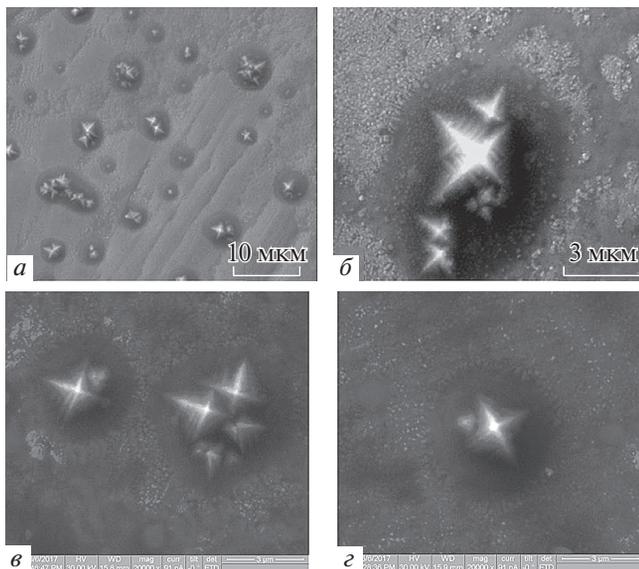


Рис. 5. Дендриты на поверхности образцов стали в разных областях зоны лазерного облучения. Вблизи центра: *a* – увеличение 10, *б* – 3 мкм. Дендритные кристаллы в периферии области лазерного воздействия при параметрах импульса (энергия/длительность) 8 Дж/8 мс (*а*) и 10 Дж/10 мс (*з*). Указан масштаб приведенных РЭМ-изображений – 3 мкм.

области воздействия, для стали AISI 304 (рис. 5*б*) и AISI 201 (рис. 5*з*) в двух экспериментах: в первом случае параметры импульса (энергия/длительность) были равны 8 Дж/8 мс, во втором – 10 Дж/10 мс; при этом получают практически одинаковые виды кристаллов.

Показанные на рис. 5 дендриты образуются не по всей области воздействия лазерного пучка, а занимают только порядка 1/2 части его площади на поверхности образца. При этом наибольшая плотность распределения дендритов на поверхности наблюдается ближе к краям области воздействия; по направлению к центру распределение дендритов становится редким. В самом центре области воздействия они и вовсе пропадают.

Такая ситуация при модификации поверхности стали может иметь лишь ограниченное практическое применение. Более интересным является модифицирование поверхностей для получения новых свойств при равномерном распределении дендритов по поверхности.

Для реализации этого учитывалось, что дендриты в случае гауссового типа распределения энергии по сечению пучка лазерного излучения образуются в кольцевом слое с увеличением их плотности к краю пучка, т.е. в области наибольших градиентов плотности энергии в пучке. В работах по исследованию самоорганизации в слож-

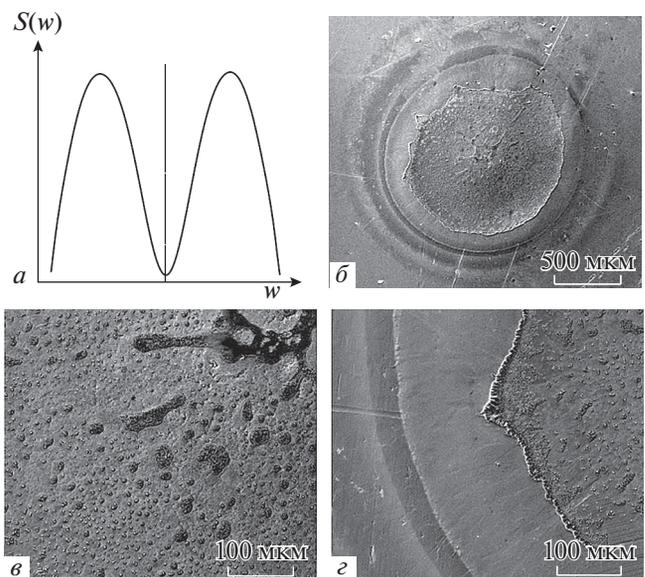


Рис. 6. Форма М-образного пучка лазерного излучения (*a*) и соответствующие РЭМ-изображения области воздействия: (*б*) – увеличение 500 мкм, (*в*) и (*з*) – 100 мкм. Параметр размера (профиля) пучка отмечен как *w*.

ных открытых системах [27] подчеркивается роль таких градиентов, которые названы движущей силой кооперативного поведения и самоорганизации. С учетом указанных особенностей нами были проведены эксперименты с увеличением числа градиентов энергии по сечению лазерного пучка путем изменения (модуляции) его формы в пространстве. Для этого были введены два дополнительных градиента в центре лазерного пятна, т.е. реализована М-образная форма пучка (параметр размера (профиля) – *w*, см. рис. 6*а*). В ходе этих экспериментов общий диаметр пучка оставался неизменным и составлял 1.6 мм; энергия излучения была равна 10 Дж; длительность импульса составляла 15 мс. Изображения образца, полученные методом электронной микроскопии, представлены на рис. 6*б–г*.

Результаты эксперимента показали, что, действительно, с использованием М-образного лазерного профиля при облучении образца наблюдаются ярко выраженные фрактальные кристаллы, практически равномерно распределенные по облучаемой поверхности, т.е. и в центральной части обрабатываемой лазером области образца также можно было наблюдать скопление дендритов. С использованием полученных изображений были оценены плотность пространственного распределения дендритов в разных областях зоны воздействия и их средние размеры.

В дальнейшем необходимо подробно исследовать роль параметров лазерного излучения на формирование отдельного дендритного кристалла. Следует также рассмотреть влияние распределения энергии по поверхности материала на фрактальную геометрию получаемых структур [26] и изменение механических свойств модифицированной таким образом поверхности металла с помощью соответствующего измерительного оборудования (определение твердости, параметров трения в паре, упругости, сопротивления на разрыв и других характеристик).

3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ (ПРИЗНАКОВ) ПРИ ДИФФУЗИИ В УСЛОВИЯХ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ЭФФЕКТОВ ПЛАВЛЕНИЯ

Процесс распространения (диффузии) какого-либо признака или состояния поверхности определяется связью различных пространственных локализованных структур во времени. В нашем случае это могут быть различные процессы лазерной модификации поверхности объекта и (или) лазерное плавление. Они постепенно сменяются противоположной тенденцией, которая обусловлена снижением объема оставшегося свободного пространства для распространения признака на поверхности, т.е. начинаются процессы насыщения – релаксация и (или) остывание.

Для исследования подобных процессов мы остановимся на подходах так называемой эпидемиологической модели [28, 29]. Данная модель SIR (Susceptible infected removed) описывает взаимодействие различных фрагментов или кластеров частиц (агентов), находящихся в различных состояниях. При описании данного процесса модель учитывает 3 возможных режима: “уязвим” – $S(t)$ (susceptible), готовый принять признак; “невосприимчив” – $R(t)$ (removed), не будет воспринимать признак; “заражен” – $I(t)$ (infected), фрагмент уже успешно изменил свое состояние и готов его распространять. В рамках данного подхода используются два параметра, характеризующие модельный процесс распространения – скорость распространения признака (β) и скорость “иммунизации” (γ), которую можно интерпретировать как скорость блокирования признака.

Рассматриваемая модель SIR (без учета появления новых признаков и их исчезновения) в случае фиксированного числа источника признака N , такого, что $S(t) + I(t) + R(t) = \text{const} = N$, пред-

ставляется задачей Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dS(t)}{dt} &= -\beta S(t)I(t), & \frac{dI(t)}{dt} &= \beta S(t)I(t) - \gamma I(t), \\ & & \frac{dR(t)}{dt} &= \gamma I(t), \end{aligned}$$

с начальными условиями $S(0) = S_0 > 0$, $I(0) = I_0 > 0$, $R(0) = R_0 > 0$.

Аналитическое исследование данной системы показывает, что динамика роста, близкая к экспоненциальной, которая описывает взрывной характер распространения признака/состояния, происходит тогда, когда величина $k = \beta N / \gamma > 1$.

Параметры β и γ были вычислены в рамках диффузионной модели распространения состояния Басса [30], в которой система рассматривается не в виде множества отдельных групп – кластеров частиц с разной способностью к восприятию признака, а как две области с ярко выраженными способностями (вероятностями) к восприятию (p) или невосприятию (q) данного состояния. Для расчета этих долей вероятности используется формула модели Басса:

$$F_t = F_{t-1} + p(\bar{F} - F_{t-1}) + q \frac{F_{t-1}}{\bar{F}} (\bar{F} - F_{t-1}),$$

где F_t – число кластеров частиц, принявших признак в текущем периоде по времени t , F_{t-1} – их число в прошлом периоде, \bar{F} – максимальное потенциальное количество таких кластеров частиц.

Для определенности и наглядной демонстрации результатов примем параметры модели, например, равными в относительных единицах $\beta = 0.029$, $\gamma = 0.01$, а начальные условия: $S(0) = 100$, $I(0) = 1$, $R(0) = 0$. Для каждой конкретной задачи эти числовые значения должны выбираться из анализа исследуемого процесса, распространение которого требуется оценить. Выполнение этого условия является непростой задачей, но подход понятен для конкретных экспериментальных схем.

Динамика распространения признака в приведенной выше задаче Коши рассчитывается по методу Рунге–Кутты 4-ого порядка в среде MATLAB с использованием функции ode45 [31, 32]. При этом считается, что в общем случае $y_i = (S_i, I_i, R_i)$, с функциями $f = -\beta S(t)I(t)$, $(\beta S(t)I(t) - \gamma I(t), \gamma I(t))$; значения $i = 0, 1, \dots, T$, где T – количество шагов расчета в относительных единицах по времени. Таким образом, y_i – вектор, содержащий левые части приведенной выше системы уравнений SIR, f – вектор, состоящий из правых частей системы уравнений SIR, и он задает разбиение на

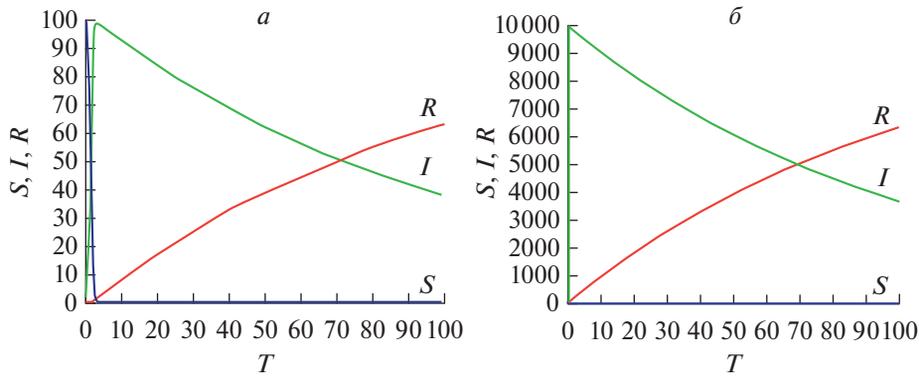


Рис. 7. Решение в рамках модели распространения признака (состояния) объекта методом Рунге–Кутты для $N = 100$ (а), и для $N = 10000$ (б). Пояснения даны в тексте.

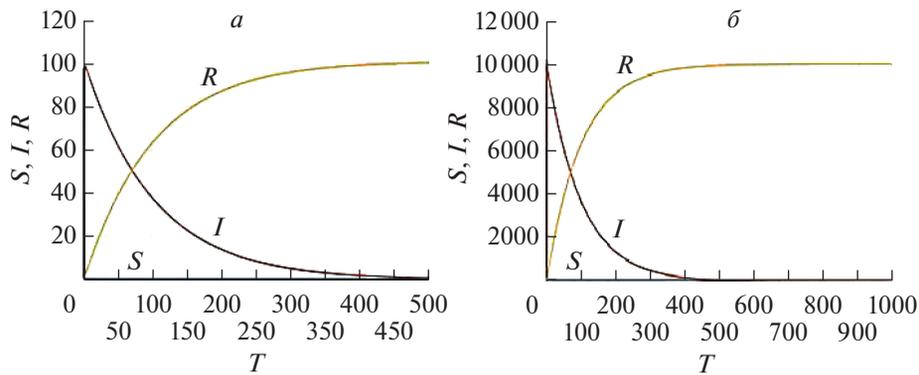


Рис. 8. Оценка времени насыщения признака (R) для $N = 100$ (а) и $N = 10000$ (б). Пояснения даны в тексте.

равномерной расчетной сетке с шагом h . Тогда для величины y_{i+1} имеем:

$$y_{i+1} = y_i + \frac{h(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4)}{6}, \quad i = 0, 1, \dots$$

$$K_1 = f\left(x_i, y_i\right), \quad K_2 = f\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{hK_1}{2}\right),$$

$$K_3 = f\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{hK_2}{2}\right),$$

$$K_4 = f\left(x_i + h, y_i + hK_3\right).$$

Не останавливаясь на деталях, приведем графические конечные результаты для ряда значений параметров (рис. 7 и 8). При этом под решением понимается состояние системы, определяемое соотношением трех перечисленных классов: S, I, R . Отличия между случаями рис. 7а и 7б связано с различным начальным состоянием системы, т.е. начальными условиями: $S(0) = 100, I(0) = 100$ (а), $S(0) = 10000, I(0) = 1$ (б). На рис. 7 и 8

кривые S, I, R построены разным цветом, поскольку эти зависимости получены в разных версиях среды MATLAB (поэтому графики, построенные зеленым и красным цветом, – идентичны). В том же формате построены и зависимости на рис. 8. Начальные условия: $S(0) = 100, I(0) = 100$ (а); $S(0) = 10000, I(0) = 1000$ (б) с разными порогами насыщения для признака по величине R : 100 (а) и 1000 (б).

Из рис. 8 можно оценить время T_n , после которого наступает насыщение признака (состояния) в системе. Для $N = 100$ имеем $T_n = 500$; для $N = 10000 - T_n = 800$. Таким образом, можно оценить относительное время, за которое система стабилизируется. Для $T > T_n$ имеем $R(t) = N, I(t) = 0$, что показывает время, за которое данное состояние охватит в нашем случае всю исследуемую поверхностную область образца.

Одним из удобных способов получения наглядных решений используемой нами системы

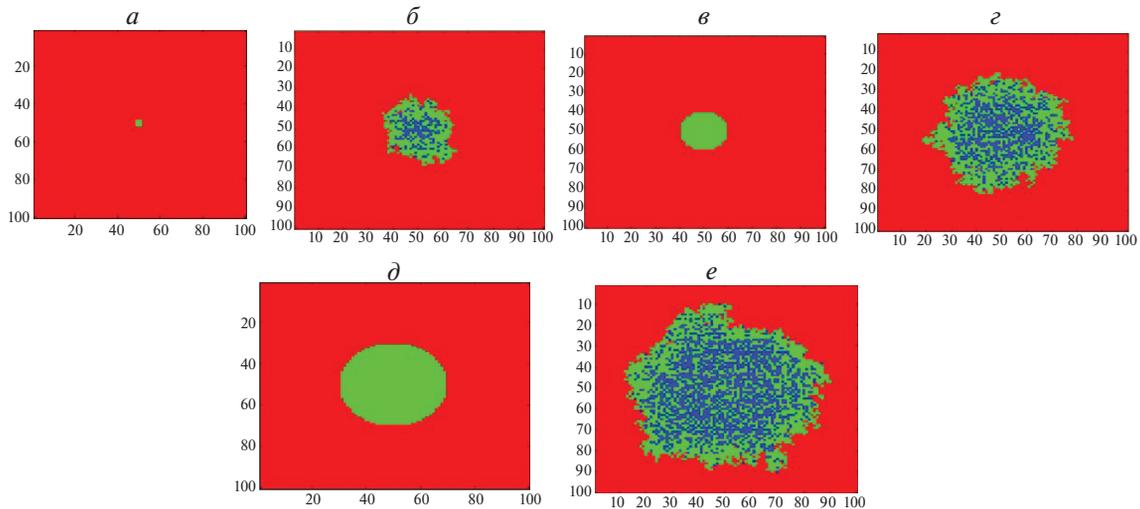


Рис. 9. Начальные условия и решение – изображение для области распространения изучаемого состояния: (а) начальные условия $r = 2, T = 4$ (отн. ед.); (б) соответствующее решение для $T = 100$; (в) начальные условия $r = 10, T = 4$; (г) соответствующее решение, для $T = 100$; (д) начальные условия $r = 20; T = 4$; (е) соответствующее решение, для $T = 100$. Красным цветом отмечены ячейки в состоянии 0, зеленым – в состоянии 1, синим – в состоянии 2. Пояснения даны в тексте.

уравнений SIR является применение клеточного автомата. Клеточный автомат представляется как динамическая система, состоящая из однородных клеток, образующих расчетную сеть [30]. Состояние каждой клетки определяется клетками, находящимися вокруг нее, которые образуют окрестность конечного автомата. В данном случае мы используем окрестность Мура порядка 1 из ближайших 8 соседей [32].

Состояние клеточного автомата (клетки) j в момент времени $t + 1$ определяется следующим образом:

$$y_{j,t+1} = F(y_{j,t}, O(j)),$$

где F – правило, задающее состояние клетки, $O(j)$ – окрестность j, t – шаг по времени.

Функция преобразования модели отвечает следующим правилам:

1) Агент (кластер) частиц, обладающий исследуемым признаком, соответствует одной клетке, которая может принимать три состояния: 0 – готов принять признак, 1 – признак принят, 2 – признак не принят.

2) Автомат принимает решение о принятии признака, ориентируясь на состояние соседей. При этом будем обозначать это решение как 1, если текущая ячейка находится в состоянии “готов принять признак”, а ближайшая ячейка находится в состоянии, когда признак уже принят; тогда генерируется вероятность принятия признака p . Если $p < \beta$, где β – фиксированное пороговое значение (скорость распространения признака), то

ячейка переходит в состояние 1, а агент принимает данное состояние. Обозначим другое состояние как значение 2 для ячейки, когда в состоянии 1 генерируется вероятность не принимать данное состояние – вероятность q . Если $q < \gamma$, где γ – скорость “иммунизации” (признак не принимается), то ячейка переходит в состояние 2.

3) Процесс завершается, если достигнуто расчетное время и (или) признак уже не может распространяться по определенным причинам.

Предложенная модель позволяет задавать следующие параметры: площадь расчетной области, которая составляет количество агентов (N), величины β и γ – вероятности принятия или непринятия признака, соответственно. Возможно также задание различных начальных состояний модели, которое реализуется через определение начальной точки, – источника и (или) границ – для распространения признака по поверхности объекта. В качестве примера приведем изображение распространения признака (состояния), по реализованному методу анализа с помощью клеточного автомата, с учетом влияния только начальных условий (рис. 9). Здесь эти начальные условия представляют собой область радиуса r , т.е. исходное количество взаимодействующих фрагментов (локальных неоднородностей) на поверхности образца, принявшим рассматриваемый признак под воздействием лазерного излучения. Такой подход, с учетом числа начальных фрагментов на поверхности образца с данным признаком, позволяет оценить время T его распространения, т.е.

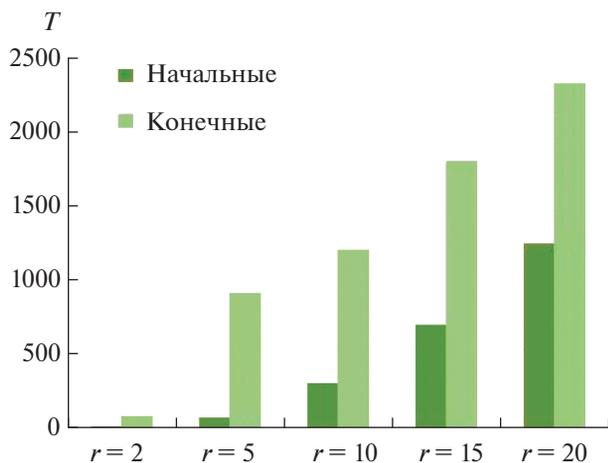


Рис. 10. Гистограммы роста состояния (признака) по поверхности облучаемого образца в зависимости от значения пространственного параметра r — зоны лазерного воздействия по времени через T шагов (в отн. ед.).

определить число шагов. Таким образом, благодаря выбранным начальным условиям (условиям эксперимента), результирующее распределение признака может иметь более сильно изрезанные границы, что требует анализа с учетом величины фрактальной размерности [22].

Сравнивая площади фигур, задающих начальные условия и соответствующие результаты расчета, становится возможным провести оценку развития признака или определенного состояния. Гистограмма такого процесса представлена на рис. 10.

Из проведенного нами анализа видна зависимость изменения характера картины диффузии для развития признака (состояния) от размера начальных областей, находящихся под лазерным воздействием — распространение признака для фиксированного (в отн. ед.) времени T . При этом наибольшая скорость распространения состояния наблюдается при внесении признака в систему извне с большой интенсивностью, например, через границы соседних областей. Предложенный подход позволяет в первом приближении качественно оценить и проиллюстрировать характер диффузии, например, при поверхностных модификациях структур или процессах плавления для воздействия лазерного излучения в разных геометриях и схемах эксперимента. Основываясь на предложенных моделях, можно оценить относительные темпы роста, например, различных гидродинамических процессов или эффектов плавления на поверхности образца.

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет прогнозировать развитие новых физиче-

ских состояний на поверхности изделий, находящихся под воздействием лазерного излучения, при соответствующем выборе ключевых управляющих параметров для рассматриваемых процессов. Проблема состоит в переходе от относительных единиц для этих параметров к конкретным их численным значениям в реально используемой схеме и выбранных условий лазерного эксперимента. Это и есть центральный пункт данного подхода в конкретных приложениях по управляемой лазерной поверхностной обработке материалов и разработке соответствующих практических элементов на их основе на новых физических принципах.

Дальнейшее развитие исследований должно связать лазерно-индуцированные топологические структуры с реальными функциональными (физико-химическими) и конструктивными (трибологическими и прочностными) характеристиками обрабатываемых лазерным излучением объектов, в том числе со сложным профилем лазерного пучка и в схемах с многопучковым лазерным излучением. Выбор типов используемых лазеров: газовые, твердотельные, включая полупроводниковые, волоконно-оптические, и режимов обработки (различные временные и пространственные характеристики лазерных пучков) позволяет управлять развитием таких лазерных физико-технологических процессов в заданном направлении.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ НАНОКЛАСТЕРНОЙ (ОСТРОВКОВОЙ) ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА В ПЕРКОЛЯЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Для получения полупроводниковых гранулированных нанопленок теллурида свинца (PbTe) исходные эпитаксиальные структуры PbTe на твердой поверхности подвергали воздействию непрерывного излучения YAG:Nd³⁺-лазера (длина волны — 1.06 мкм; мощность — 5–10 Вт) путем сканирования лазерного пучка по поверхности образца со скоростью 80 мкм/с [33]. Полученные наноструктуры исследовали с использованием расторового электронного микроскопа Quanta 200 3D и зондовой нанолaborатории Интегра-Аура. Детали изображения этих образцов демонстрировали фрактальную структуру. В целом же поверхность таких пленок имела гранулированный вид с бимодальной функцией распределения по латеральным размерам наблюдаемых гранул размером 1–3 мкм и перепадом высот поверхностного рельефа 30–40 нм.

Электропроводимость образцов определяли по вольтамперным характеристикам (ВАХ) с ис-

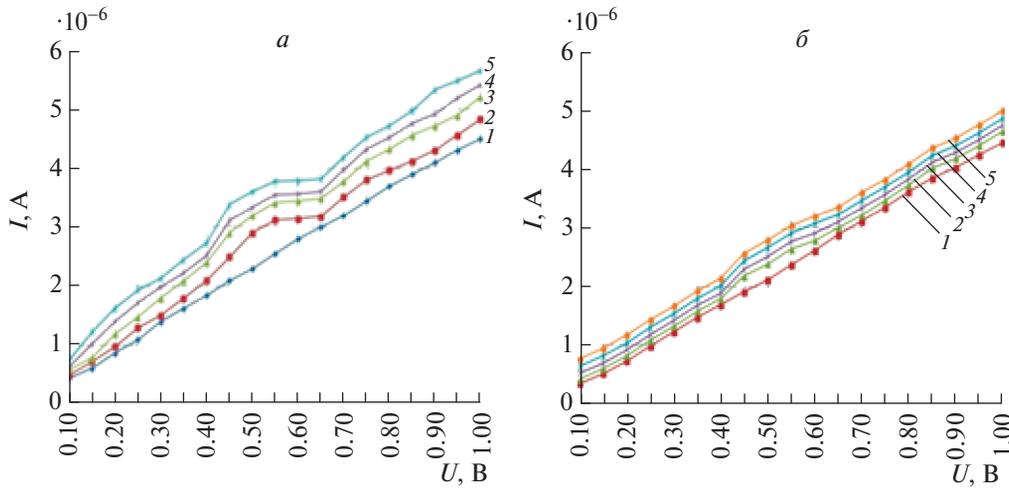


Рис. 11. ВАХ исходной (1) и модифицированных (2–5) островковых/кластерных поверхностных пленок РbTe для различных величин неоднородностей/гранул: 2 – $5.17 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, 3 – $5.25 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, 4 – $5.38 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, 5 – $5.46 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, при измерении параметров в продольном (а) и в поперечном направлениях по поверхности образца (б).

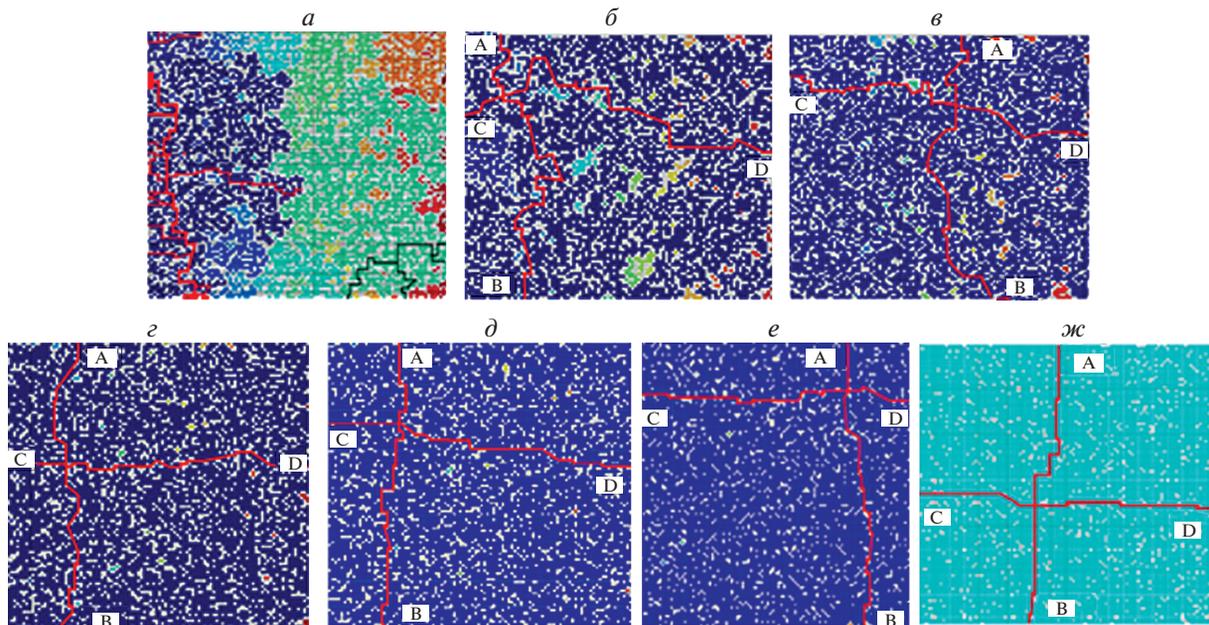


Рис. 12. Перколяционные кластеры и возможные транспортные пути электропроводимости для различных значений проницаемости P : (а) 0.6; (б) 0.65; (в) 0.7; (г) 0.75; (д) 0.8; (е) 0.85; (ж) 0.9.

пользованием четырехзондовой схемы с линейным расположением контактов (см., например, [34]): два крайних контакта обеспечивали подвод постоянного тока с использованием стабилизированного источника питания, располагаясь на одинаковом расстоянии друг от друга, равном 6 мм. Внутренние зонды представляли собой проводящие иглы атомно-силового микроскопа с радиусом закругления 100 нм.

ВАХ исходной и модифицированных пленок РbTe показаны на рис. 11. Напряжение варьировали от 0.1 до 1 В. Значение электросопротивления в исследуемом диапазоне были порядка 10^7 Ом ; величина тока – 10^{-6} А . ВАХ демонстрирует прямо пропорциональную зависимость от размеров неоднородностей (гранул) и в среднем является линейной в интервалах 0.1–0.4 и 0.65–1 В. Для средних значений напряжения в диапазоне 0.4–0.65 В

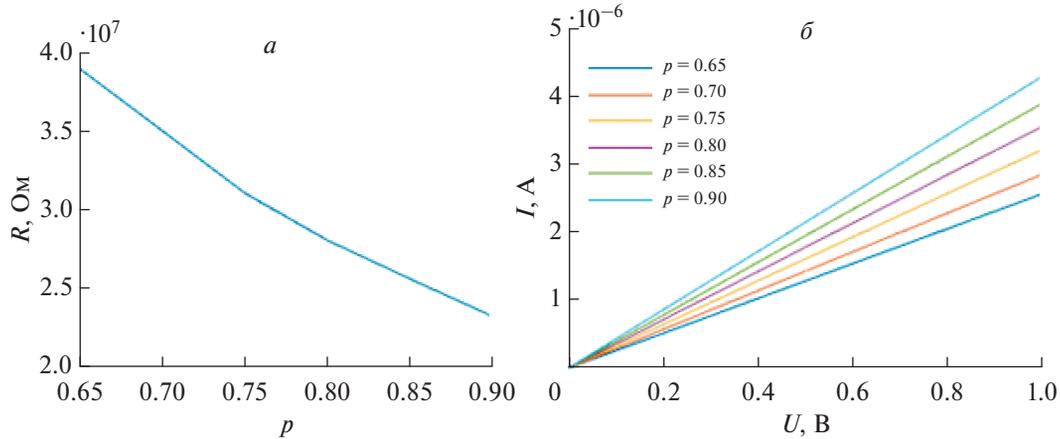


Рис. 13. Сопротивление R (Ом) (а) и ВАХ ($I(A)/U(B)$) (б), в зависимости от величины проницаемости (P).

наблюдается локальный максимум. Его можно рассматривать как результат вклада в поверхностную электропроводимость слабо и сильно связанных электронов, находящихся изначально на уровнях размерного квантования в наноклстерах [33].

Анализ полученных экспериментальных данных проводили в рамках перколяционной модели, когда образец представляется в виде перколяционного кластера или системы таких кластеров, пространственно распределенных по поверхности образца. В этом случае отдельные кластеры или части общего кластера определяют поверхностную электропроводимость в модели системы соответствующих проводников. Для оценки электропроводимости определяли длину непрерывного кратчайшего пути транспорта электропроводящих частиц в данной кластерной структуре (рис. 12).

Для построения перколяционной схемы электропроводимости использовали модель ячеечной перколяции [34], реализованной методом Монте-Карло, когда на пространственно-квадратную расчетную область накладывается равномерная сетка, для ячеек которой задается значение вероятности p ее занятия одним объектом. Далее строится конкретная реализации расчетной области: для каждой ячейки решетки генерируется случайное равномерно распределенное число a из интервала $[0; 1]$: если $a \leq p$, то решетка маркируется значением 1 как занятая, иначе – значением 0 как не занятая. Если построенный общий кластер соединяет две противоположные стороны системы, то он является перколяционным, и в нем выделяют дорожки электропроводимости. Для этого использовали алгоритм Хошена–Копельмана, который позволяет оценивать распределение кластеров общей перколяционной структуры по размерам [35].

Для оценки ВАХ использовали классический закон Ома: $I = U/R$, при $R = \rho L/S$, где U – напря-

жение, R – сопротивление, ρ – удельное электрическое сопротивление материала, L – длина проводящей дорожки, S – площадь ее сечения [33].

По приведенному выше алгоритму, были проведены расчеты перколяционной поверхности и электропроводимости. Расчетную область выбрали размером 100×100 отн. ед. Расчетная сетка состояла из 10000 ячеек.

При моделировании основным параметром являлась степень проницаемости P , которая варьировалась от 0.6 до 0.9. На рис. 12 изображены структуры перколяционных поверхностей. Вероятность перколяции рассматривалась как вероятность нахождения непрерывных горизонтальных путей. Расчет показал, что для проницаемости $P = 0.6$ (рис. 12а) имеются горизонтальные пути, не пересекающие расчетную область полностью, что говорит об отсутствии перколяции. Для такого случая более применима модель прыжковой проводимости [36, 37], для которой с проведением кластеризации становится возможным выявление кластеров, содержащих максимальное число частиц. Именно они и вносят максимальный вклад в общую электропроводимость тонкопленочной поверхностной структуры. Например, кластер с числом частиц равным 1877 является максимальным по электропроводимости. Его проницаемость $P = 0.571$. Можно также выделить кластер с числом частиц равным 1800, обладающий $P = 0.125$. Кроме того, для кластеров с числом частиц 420 имеем $P = 0.125$, а с числом частиц 380 – $P = 0.039$.

Экспериментальное исследование показало, что перколяционная проводимость наблюдается при значении вероятности проницаемости, начиная с $P = 0.65$ –0.9 (рис. 12б–12ж). Например, на рис. 12а изображена структура перколяционной поверхности при $P = 0.65$. Из всего набора класте-

ров выделяется единый максимальный кластер, содержащий 5936 частиц, который и обеспечивает электропроводимость.

Выделение дорожек электропроводимости и оценка их длины позволили провести расчет электросопротивления R (рис. 13а) и электропроводимости σ (как $\sigma = 1/R$), т.е. промоделировать ВАХ (рис. 13б) нанопленки (2), изображенной на рис. 11б, в зависимости от проницаемости. Расчетные ВАХ являются прямо пропорциональными графикам для проницаемости.

Сравнение расчетных показателей с экспериментальными данными для пленки показало относительную погрешность моделирования порядка 12%, что можно считать приемлемым для используемой модели электропроводящих свойств поверхностных нанокластерных структур.

Таким образом, на примере теллурида свинца для гранулированных кластерных наноструктур на твердой поверхности в рамках предложенного подхода продемонстрирована возможность моделирования электропроводимости по механизму перколяционного транспорта электропроводящих частиц. Это дает возможность управлять электрофизическими свойствами подобных структур, в том числе и в аспекте поиска наиболее оптимальных значений их параметров в зависимости от топологических особенностей и выбранного элементного состава. Речь здесь может идти, например, и о существенном уменьшении электросопротивления. Действительно, в работах [9, 21] нами было зафиксировано уменьшение сопротивления на несколько порядков при изменении поверхностной топологии образцов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели ряд возможностей по получению сложных кристаллических структур из расплавов материалов под действием лазерного излучения и обсудили, что при различных экспериментальных условиях, таких как мощность, длительность лазерного импульса и время облучения, возникают разные типы поверхностной топологии, а именно: разные типы кристаллов — стохастических дендритов, сферолитов и другие структуры. При анализе результатов математического моделирования с использованием соответствующих управляющих параметров можно добиться приемлемого качественного совпадения результатов предсказательных моделей с экспериментальными данными, в частности, по распределению устойчивых центров кристаллизации. При этом для рассмотрения вопросов о росте кристаллов под действием индуцированной лазерным излучением термодиффузии, необхо-

димо использовать метод анализа по механизму диффузионного осаждения с использованием модели классического клеточного автомата.

Отмеченные особенности проявления в лазерном эксперименте фундаментальных эффектов, связанных с формированием наноструктурированных тонкопленочных твердотельных систем, а также разработка на их основе различных приложений, позволяют говорить о формировании нового научного направления — топологической квантовой электроники, фотоники и оптоэлектроники, имеющих несомненную прикладную перспективу, в частности, по направлению фемтосекундной наноэлектроники [6, 9, 38, 39]. Принципиальная проблема, возникающая при решении подобных задач, это сопоставление лазерно-индуцированных топологических параметров подобных структур с их функциональными физическими свойствами [39]. Для материаловедения и металлообработки можно говорить о топологических подходах к созданию новых материалов и изделий с требуемыми конструкционными характеристиками. В полном объеме эта задача вряд ли разрешима на сегодняшний день, но даже нахождение доминирующих тенденций и трендов представляет значительный интерес. В частности, для такой фундаментальной проблемы как высокотемпературная сверхпроводимость здесь речь идет о новых механизмах образования связанных электронов (Куперовских пар), но не за счет стандартного фононного механизма (см., например, [9, 21, 40–42]), а из-за топологических особенностей используемых структур по аналогии с топологическими изоляторами. Развитие подобных подходов должно стать предметом дальнейших исследований. Принципиальным при этом является анализ возможности достижения сверхпроводящих топологических состояний благодаря оптимальному выбору соответствующего комплексного элементного состава для таких структур [42], в том числе и многослойных [43].

Можно надеяться, что все эти и другие задачи, безусловно, будут исследованы в самое ближайшее будущее и будут в перспективе востребованы в различных приложениях. Среди возможных перспектив можно отметить разработку тонкопленочных элементов и систем нанофотоники и наноэлектроники на новых физических принципах, для использования в высокотехнологичных производственных секторах промышленности. В последнем случае, необходимо отметить возможности разработанных лазерных технологических интеллектуальных комплексов нового поколения с регистрацией динамических процессов в реальном масштабе времени, и использующих лазер-

но-гибридные технологии и фундаментальные достижения современной фемтонофотоники [3, 44, 45].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2019-1838 (проект № 05.607.21.0317, уникальный идентификатор RFMEFI60719X0317).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьянц А.Г. Технологические процессы лазерной обработки: Уч. пособ. для вузов. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 684 с.
2. Панченко В.Я., Голубев В.С., Васильцов В.В. и др. Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок. М: Физматлит, 2009. 669 с.
3. Евстигунин Г.А., Журавель В.М., Буханова И.Ф. // Ритм машиностр. 2017. № 5. С. 38.
4. Ковш И.Б. // Фотоника. 2008. № 3. С. 7.
5. Казарян М.А. Оптические системы с усилителями яркости. Труды Физического института им. П.Н. Лебедева. М.: Наука, 1991. 150 с.
6. Аракелян С.М., Кучерик А.О., Прокошев В.Г. и др. Введение в фемтонофотонику. Фундаментальные основы и лазерные методы управляемого получения и диагностики наноструктурированных материалов. М.: Логос, 2015. 744 с.
7. Ковш И.Б. // Лазер-информ. 2020. № 11–12(674–675). С. 1.
8. Кульчин Ю.Н., Вознесенский С.С., Гамаюнов Е.Л. и др. // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 5. С. 475; Kulchin Yu.N., Voznesensky S.S., Gamaunov E.L. et al. // Quant. Electron. 2020. V. 50. № 5. P. 475.
9. Аракелян С.М., Худайбергенов Т.А., Истратов А.В. и др. // Опт. и спектроск. 2019. Т. 127. № 7. С. 125; Arakelian S.M., Khudaberganov T.A., Istratov A.V. et al. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. № 7. P. 121.
10. Достовалов А.В., Корольков В.П., Терентьев В.С. и др. // Квант. электрон. 2017. Т. 47. № 7. С. 631; Dostovalov A.V., Korolkov V.P., Terentyev V.S. et al. // Quant. Electron. 2017. V. 47. № 7. P. 631.
11. Guk I., Shandybina G., Yakovlev E. // Opt. Quant. Electron. 2016. V. 48. № 2. P. 1.
12. Остапенко И.А., Заботнов С.В., Шандыбина Г.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 9. С. 1315; Ostapenko I.A., Zobotnov S.V., Golovan L.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. № 9. P. 1503.
13. Вейко В.П., Волков С.А., Заколдаев Р.А. и др. // Квант. электрон. 2017. Т. 47. № 9. С. 842; Veiko V.P., Volkov S.A., Zakoldaev R.A. et al. // Quant. Electron. 2017. V. 47. № 9. P. 842.
14. Козадаев К.В. // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 1. С. 16; Kozadaev K.V. // Quant. Electron. 2016. V. 46. № 1. P. 16.
15. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. // УФН. 2002. Т. 172. № 3. С. 301; Anisimov S.I., Luk'yanchuk B.S. // Phys. Usp. 2002. V. 45. № 3. P. 293.
16. Yang G. Laser ablation in liquids: principles and applications in the preparation of nanomaterials. CRC Press, 2012. 1192 p.
17. Гололобов В.М., Кононенко В.В., Конов В.И. // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 12. С. 1154; Gololobov V.M., Kononenko V.V., Konov V.I. // Quant. Electron. 2016. V. 46. № 12. P. 1154.
18. Кононенко Т.В., Пивоваров П.А., Хомич А.А. и др. // Квант. электрон. 2018. Т. 48. № 3. С. 244; Kononenko T.V., Pivovarov P.A., Khomich A.A. et al. // Quant. Electron. 2018. V. 48. № 3. P. 244.
19. Khorkov K., Kochuev D., Chkalov R. et al. // Proc. 1st Int. Nonlin. Dynamics Conf. (NODYCON 2019). V. III. Springer Nature Switzerland, 2020. P. 131.
20. Kutrovskaya S., Arakelian S.M., Kucherik A.O. et al. // Laser Phys. 2019. V. 29. № 8. Art. № 085901.
21. Arakelian S.M., Chestnov I.Yu., Istratov A.V. et al. // Proc. 1st Int. Nonlin. Dynamics Conf. (NODYCON 2019). V. III. Springer Nature Switzerland, 2020. P. 121.
22. Скотт Э. Нелинейная наука: рождение и развитие когерентных структур. М: Физматлит, 2007. 560 с.
23. Багаев С.Н., Прокошев В.Г., Кучерик А.О. и др. // Докл. Академии наук. 2004. Т. 395. № 2. С. 183; Bagaev S.N., Prokoshev V.G., Kucherik A.O. et al. // Dokl. Phys. 2004. V. 49. № 3. P. 146.
24. Abramov D.V., Arakelian S.M., Kucherik A.O. et al. // Proc. SPIE. 2007. V. 6732. Art. № 67320A.
25. Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // В сб. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. № 10. Тверь: Твер. гос. ун-т, 2018. С. 187.
26. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. Тез. докл. VIII Всеросс. конф. молод. учен. Наноэлектроника, нанопотоника и нелинейная физика. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2013. С. 21.
27. Horsthemke W., Lefever R. Noise-induced transitions. Theory and application in physics, chemistry and biology. Springer Series in Synergetics, 1984. 332 p.
28. Gardner M. // Sci. Amer. 1970. V. 223. № 4. P. 120.
29. Alström P., Leão J. // Phys. Rev. E. 1994. V.49. № 4. P. R2507.
30. Шабунин А.В. // Прикл. нелинейн. динам. 2019. Т. 27. № 2. С. 5.
31. Нижегородцев Р.М., Секерин В.Д., Лисафьев С.В. // Вопр. нов. эконом. 2012. Т. 3. № 23. С. 39.
32. Бухаров Д.Н., Аракелян С.М. // Вопр. иннов. эконом. 2020. Т. 10. № 3. <https://doi.org/10.18334/vinec.10.3.110455>
33. Антипов А.А., Аракелян С.М., Кутровская С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 7. С. 896; Antipov A.A., Arakelian S.M., Kutrovskaya S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. № 7. P. 818.
34. Васильев И. // Вект. выс. технол. 2020. Т. 47. № 2. С. 7.

35. *Москалев П.В.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 6. С. 1; *Moskalev P.V.* // Techn. Phys. The Russ. J. Appl. Phys. 2009. V. 54. № 6. P. 763.
36. *Kucherik A., Kutrovskaia S., Osipov A. et al.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 3438.
37. *Kavokin A., Kutrovskaia S., Kucherik A. et al.* // Superlatt. Microstruct. 2017. № 111. P. 335.
38. *Антипов А.А., Аракелян С.М., Бухаров Д.Н. и др.* // Хим. физ. и мезоскопия. 2012. Т. 14. № 3. С. 401.
39. *Аракелян С.М., Кучерик А.О., Худайбергенов Т.А., Бухаров Д.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 3. С. 322; *Arakelian S.M., Kucherik A.O., Khudaibergenov T.A., Bukharov D.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. № 3. P. 245.
40. *Заботнов С.В., Куракина Д.А., Кашаев Ф.В. и др.* // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 1. С. 69; *Zabotnov S.V., Kurakina D.A., Kashaev F.V. et al.* // Quant. Electron. 2020. V. 50. № 1. P. 69.
41. *Lévy-Bertrand F., Klein T., Grenet T. et al.* // Phys. Rev. B. 2019. № 99. Art. № 094506.
42. *Кресин В.З., Овчинников Ю.Н.* // УФН. 2008. Т. 178. № 5. С. 449; *Kresin V.Z., Ovchinnikov Yu.N.* // Phys. Usp. 2008. V. 51. № 5. P. 427.
43. *Li Y., Terzic J., Baity P.G. et al.* // Sci. Adv. 2019. V. 5. № 6. Art. № eaav7686.
44. *Аракелян С.М., Евстигнеев В.Л., Казарян М.А. и др.* // Альтерн. энергет. и экол. (ISJAEE). 2018. Т. 31. № 36. С. 71.
45. *Arakelian S.M., Evstyunin G.A., Kucherik A.O. et al.* // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Engin. 2020. V. 896. Art. № 012133.