



УДК 538.945

Статья

Нестационарные структурные изменения в ВТСП композитах при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов высокой интенсивности

И. В. Мартиросян^{1,*}, С. В. Покровский¹, О. Б. Маврицкий¹, А. Н. Егоров¹

Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», 115409 Москва, Россия

* e-mail: mephizic@gmail.com

Поступила в редакцию 26.12.2024, после переработки 27.12.2024, принята к публикации 28.12.2024.

В статье представлены результаты экспериментального изучения и численного анализа процессов формирования дефектов в сверхпроводящих плёнках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на подложках из хастеллора под воздействием ультракороткого лазерного излучения. Целью работы является разработка методики численного анализа и калибровка режимов воздействия фемтосекундных лазерных импульсов высокой интенсивности для создания систем контролируемых дефектов в ВТСП композитах. Рассматривались процессы формирования дефектов при воздействии от 1 (однократный режим) до 20 (многократный режим) лазерных импульсов на одну точку с частотой 10 Гц и длительностью 2 пс. Радиусы фокусировки лазерного пучка составляли 1.5 и 3 мкм. Изучены зависимости диаметра и глубины дефектов от энергии лазерного излучения в широком диапазоне и показаны особенности формирования дефектов в многократном режиме. Демонстрируются физические процессы, происходящие при воздействии лазерного излучения в различных режимах фокусировки. Предложенная методика в перспективе может быть расширена для применения в экспериментах pump-probe спектроскопии, что позволит изучать изменения в состоянии электрон-фононной подсистемы сверхпроводников вплоть до фазовых переходов, связанных с плавлением кристаллической решётки.

Ключевые слова: Высокотемпературные сверхпроводники; REBCO; ультракороткие лазерные импульсы; лазерная абляция.

DOI: 10.62539/2949-5644-2024-0-4-58-77

1. Введение

В настоящее время важнейшим этапом получения высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) материалов с высокими значениями критической плотности тока J_c является создание в структуре ВТСП эффективных центров пиннинга магнитного потока [1, 2]. Хорошо известно, что магнитный поток проникает в сверхпроводники второго рода в виде так называемых вихрей Абрикосова (кванты магнитного потока) и закрепляется на различного рода дефектах кристаллической решётки, которые называются центрами пиннинга. Если пиннинг оказывается слабым, магнитные вихри будут двигаться по сверхпроводнику, что приведет к потерям энергии вследствие джоулева нагрева [3]. Для ВТСП композитов эта проблема становится особенно актуальной из-за недостаточной эффективности пиннинга на естественных дефектах и значительного влияния тепловых флуктуаций при температурах, близких к критической. В этой связи особенно важны задачи определения условий для повышения критического тока таких материалов (типы дефектов, их концентрация и распределение), а также поиска методов контролируемого создания дополнительных искусственных дефектов.

Широкий спектр методов модификации ВТСП материалов включает добавки нанометрового масштаба [4], механическое воздействие [5, 6], создание массивов антиточек [7, 8], модификацию подложек [9-11], нанесение магнитных частиц [12], облучение высокоэнергетическими частицами (протонами [13], нейтронами [14], электронами [15]) и другие подходы. В настоящей работе в качестве метода формирования дефектной структуры сверхпроводящих

композитов на основе соединения REBCO ($\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, где RE - редкоземельный элемент) рассматривается импульсное лазерное воздействие. При этом предполагается, что в зависимости от энергии и режима облучения возможно контролируемое формирование двух типов дефектов: крупных 2-мерных и 0-мерных точечно-подобных дефектов [16–19]. Исследование влияния крупных (относительно размера вихря) дефектов на сверхпроводящие характеристики было выполнено для Nb [20], NbTi [21], Pb [16] и ВТСП пленок [16–18]. В частности, в работе [22] метод Монте-Карло использовался для изучения механизмов пиннинга на макроскопических дефектах в виде круговых отверстий, а в [19] экспериментально была показана возможность и эффективность лазерного сверления для локального улучшения магнитных и транспортных характеристик ВТСП композитов. Между тем, несмотря на определенные успехи по увеличению J_c с помощью лазерного дреллинга, остается нерешенным ряд вопросов, связанных с влиянием режимов лазерного облучения на параметры формируемых дефектов и механизмы их возникновения. Экспериментальные методы, основанные на взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с веществом, обладают дополнительным потенциалом для изучения нестационарных процессов в сверхпроводниках, не только с точки зрения исследования тепловых явлений, но и с точки зрения изучения изменений состояния электрон-фононной подсистемы в режиме pump-probe (спектроскопия накачка-зондирование).

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию и численному моделированию процессов формирования дефектной структуры в слоистых ВТСП композитах на основе соединения $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (REBCO, где RE – редкоземельный элемент) при ультракоротких лазерных воздействиях. Рассмотрены различные режимы лазерного воздействия, а также локальные тепловые процессы, сопровождающие их, приводящие к нагреву, плавлению и испарению ВТСП слоя. Полученные данные позволили верифицировать численную модель формирования дефектов в ВТСП композитах. Рассмотренные режимы облучения используются исключительно для верификации численной модели и не указывают на оптимальные режимы воздействия, ведущие к улучшению характеристик сверхпроводника. Предлагаемая методика создаёт основу для дальнейших исследований динамических процессов в ВТСП материалах, включая использование pump-probe спектроскопии для анализа изменений электрон-фононной подсистемы образцов в процессе фазового перехода при абляции ВТСП материала.

Выявление закономерностей изменения сверхпроводящих свойств ВТСП материалов оказывается принципиально невозможным без четкого представления о форме и реальном размере дефектов, а также явлений, происходящих в процессе их формирования. В настоящей работе будет показано, что тепловые процессы, происходящие при лазерном облучении, естественным образом определяют параметры (тип, форму, размер) эффективных дефектов, а, следовательно, и важнейшие фундаментальные характеристики ВТСП материалов.

2. Используемые материалы и методы

2.1. Методика проведения экспериментальных исследований

Для модификации ВТСП-лент использовалась лазерная установка FEMTO-T, [23]. Основной частью установки является лазерный источник AVAPA MPAP-2500. Фемтосекундные импульсы низкой энергии генерируются генератором Ti: Sapphire TiF-50, накачиваемым второй гармоникой встроенного лазера Nd³⁺:YAG с диодной накачкой. Длительность лазерных импульсов с длиной волны 870 нм в установке FEMTO-T может изменяться от 200 фс до 2 пс. Сгенерированные лазерные импульсы поступают в систему усиления, которая увеличивает их длительность до 200 пс. Энергия импульсов может варьироваться в диапазоне от десятков пДж до нескольких сотен мкДж. Минимальный диаметр сфокусированного лазерного пятна составляет около 1.2 мкм. Максимальная частота импульсов достигает 100 Гц. Лазерный пучок фокусируется с использованием объектива Mitutoyo, при этом радиус фокусировки в рамках настоящей работы изменялся от 1.5 до 3 мкм.

Излучение фемтосекундного лазера на его выходе разделяется на два канала. Первый канал служит для накачки параметрического генератора света (ПГС), работающего по принципу взаимодействия в нелинейных кристаллах подходящей спектральной области излучения континуума с излучением накачки, в качестве которого используется вторая гармоника исходного излучения. Конструктивно схема ПГС выполнена таким образом, что из него можно вывести как излучение второй гармоники 2ω с длиной волны 435 нм, так и холостое излучение с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 870...1200 нм, которые в описываемой установке могут быть использованы в качестве возбуждающего излучения. С помощью пары зеркал излучение с двух выходов (по выбору) направляется в телескоп, который нужен для подстройки расходимости возбуждающего излучения. С выхода телескопа с помощью другой пары зеркал возбуждающее излучение направляется в блок фокусировки.

Второй канал фемтосекундного лазера служит для вывода зондирующего излучения. Данное излучение направляется в линию задержки, выполненную на базе уголкового отражателя с шаговым приводом. Один полный шаг в выбранном шаговом приводе линии задержки соответствует перемещению уголкового отражателя на 1.25 мкм, что соответствует задержке по времени 16.7 фс (с учетом двойного прохода через линию задержки), что существенно меньше длительности лазерного импульса. Кроме того, используемый в шаговом приводе контроллер позволяет дробить полный шаг на несколько частей, что еще больше повышает разрешающую способность по времени задержки. Полный диапазон перестройки задержки составляет чуть больше 200 пс.

В результате, на вход блока фокусировки поступают два параллельных пучка, возбуждающий и зондирующий, сдвинутый один относительно другого на небольшое расстояние, с изменяемой задержкой зондирующего импульса относительно возбуждающего. Линия задержки обеспечивает возможность варьирования времени прихода зондирующего импульса относительно возбуждающего, что критически важно для дальнейшей реализации pump-probe экспериментов. Важным достоинством установки является возможность использования в качестве блока фокусировки двухканального оптического микроскопа, что позволяет существенно увеличить точность фокусировки пучков и пространственное разрешение метода. Встроенная в микроскоп камера видимого и ближнего ИК-диапазона позволяет прецизионно контролировать положение и диаметры пучков на поверхности образца, а фотоприемник, установленный в один из каналов микроскопа – измерять отраженное от поверхности образца излучение зондирующего пучка. Образец устанавливается на прецизионном трехкоординатном столике, что позволяет перемещать его с микронной точностью для выбора области воздействия. Для получения электронных изображений использовался сканирующий электронный микроскоп LYRA3 TESCAN, который позволяет проводить резку образца с помощью ионного пучка непосредственно внутри электронного микроскопа. Также для изучения поверхности образцов с дефектами с высокой пространственной разрешающей способностью применялся атомно-силовой микроскоп NtegraAura.

2.2. Архитектура ВТСП композитов

В качестве объекта экспериментального и теоретического исследования были выбраны композитные ВТСП ленты промышленного производства российской компании SuperOx. Ширина ленты составляет 12 мм, толщина сверхпроводящего слоя $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ — 1 мкм, толщина подложки сплава Hastelloy C276 — 0.1 мм. В общем случае композитная ВТСП лента представляет собой многослойную структуру, состоящую из подложки сплава Hastelloy C-276 толщины 100 мкм с последовательно нанесенными на нее наноразмерными слоями (буферными, защитными и т.д.), поверх которых с использованием технологий лазерного напыления (PLD) нанесен слой сверхпроводящего YBCO толщины 1 мкм. Коммерчески доступные длинномерные образцы ВТСП лент могут также содержать серебряное (толщины ~ 2 мкм) и двустороннее медное покрытие (~ 10 мкм). ВТСП-композиты имеют сложную слоистую архитектуру [24],

однако из-за их малой толщины буферные слои не оказывают значительного влияния на тепловые процессы, происходящие при лазерном воздействии. Поэтому в моделировании были учтены только два самых массивных слоя ленты: ВТСП-слой и слой подложки (рис. 1). Перед проведением исследований защитный серебряный слой предварительно удаляли с ВТСП лент с помощью химического травления, с использованием перекиси водорода и аммиака в соответствии с реакцией: $2\text{Ag} + 9\text{H}_2\text{O}_2 + 2\text{NH}_3 \rightarrow 2\text{AgNO}_3 + 12\text{H}_2\text{O}$. Перед лазерным воздействием во избежание влияния возможных загрязнений поверхности лент на результаты эксперимента образцы проходили чистку в спиртовом растворе.

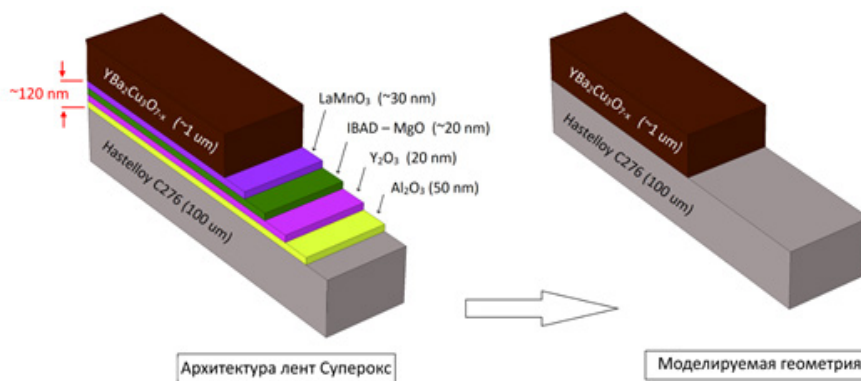


Рис. 1. Архитектура исследуемых ВТСП лент. Ширина ленты составляет 12 мм, толщина сверхпроводящего слоя $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ — 1 мкм, толщина подложки сплава Hastelloy C276 — 0.1 мм.

2.3. Численное моделирование процесса лазерного облучения ВТСП композита

Для исследования физических процессов, происходящих в ВТСП композите при ультракоротких лазерных воздействиях, с использованием пакета Comsol Multiphysics на основе метода конечных элементов (FEM) была разработана мультифизическая модель динамического описания системы на основе подхода фазового поля. Расчетная модель включает поглощение лазерного излучения (л. и.) на поверхности материала, теплопередачу за счет теплопроводности, конвективный теплообмен, излучение во внешнюю среду, а также плавление, затвердевание, испарение и конденсацию (рис. 2).

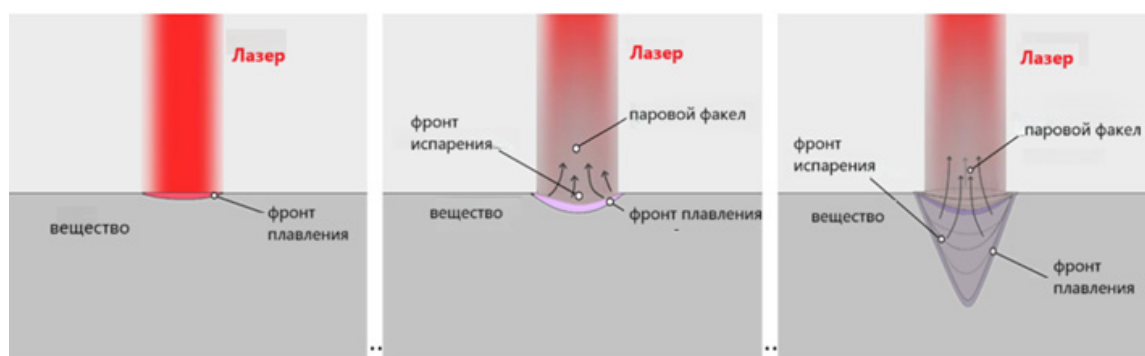


Рис. 2. Динамика взаимодействия лазерного излучения с веществом

Управляющее уравнение модели сводится к тепловому уравнению модели двухфазной зоны [25, 26]:

$$\rho \tilde{C}_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho \tilde{C}_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + \alpha q_L - Q_c, \quad (1)$$

где абсолютная температура T (K) выступает в качестве зависимой переменной, ρ (кг/м³) — плотность, \tilde{C}_p (Дж/кг) — эффективная теплоемкость, \mathbf{u} (м/с) — поле скорости температур,

k (Вт/((м·К)) — теплопроводность, q_L (Вт/мм²) — плотность потока энергии л. и., α — коэффициент поглощения излучения в локальном объеме YBCO, Q_c — характеризует радиационное (в случае облучения в вакууме) или радиационное и конвективное (в случае облучения в атмосфере воздуха) охлаждение. Коэффициент α зависит от температуры как для твердой, так и для жидкой фазы. Таким образом производится учет изменения глубины проникновения л. и. в вещество при нагреве и возможном оплавлении слоя YBCO.

Учет теплового воздействия л. и. в уравнении (1) производится объемным источником тепла F (Вт/м²), зависящим от потока тепла $q_L(t, x, y)$, который, в свою очередь, определяется потоком $q_{L0}(t, x)$ на поверхности облучаемой поверхности образца в уравнении:

$$F = \alpha \cdot q_L \quad (2)$$

$$q_L(t, x, y) = q_{L0}(t, x)|_{y=0} \exp(-\alpha y), \quad (3)$$

$q_L(t, x, y)$ — интенсивность объемного источника тепла, связанная с мощностью лазерного воздействия на различной глубине y слоя YBCO, $q_{L0}(t, x)|_{y=0}$ — периодическая по времени функция координат, которая отражает не только импульсный характер воздействия л. и., но и распределение интенсивности лазерного излучения внутри пучка:

$$q_{L0}(t, x)|_{y=0} = \frac{P_{act}}{R_b} g(x)(t), \quad (4)$$

$$g(x) = \frac{R_b}{(2\pi\sigma_b^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{(x - X_b)^2}{2\sigma_b^2}\right), \quad (5)$$

$$\xi = H(\tau_2 - t \cdot \text{mod } \tau_1), \quad (6)$$

где P_{act} — фактическая мощность облучения поверхности, $g(x)$ — гауссова функция распределения плотности потока в лазерном луче, ξ — функция П-образной модуляции л. и., R_b, V_b, X_0 и $X_b = X_0 + V_b \cdot t$ — радиус, скорость, начальное положение и текущая координата центра лазерного пучка, σ_b — стандартное отклонение, τ_1 и τ_2 — время между импульсами и продолжительность одного импульса, H — функция Хэвисайда.

Нормировка функции $g(x)$ осуществляется из условия, что 90% мощности л. и. приходится на элемент поверхности, ограниченный эффективным радиусом лазерного луча R_b .

На поверхности образца происходит радиационное, а в случае лазерной абляции в атмосфере воздуха и конвективное охлаждение.

$$\bar{n}\bar{q}|_{\partial\Gamma_{tape}} = h_{eff}(T - T_{amb}) + \epsilon \in_{SB}(T^4 - T_{amb}^4), \quad (7)$$

$\in_{SB} = 5.67 \times 10^{-8}$ (Вт·м⁻²·К⁻⁴) — постоянная Стефана-Больцмана, T_{amb} — температура окружающей среды, h_{eff} — эффективный коэффициент теплообмена, ϵ — коэффициент поверхностной эмиссии, Ω_{tape} — внешняя граница ленты.

Начальные условия

$$T|_{\Omega_{hast}, \Omega_{HTS}} = T_0 \quad (8)$$

T_0 — начальная температура, $\Omega_{hast}, \Omega_{HTS}$ — поверхности доменов подложки и ВТСП материала соответственно.

В основе описания механики многофазной жидкости заложены уравнения Навье-Стокса, Кана-Хиллиарда и уравнение неразрывности, реализованные в физическом интерфейсе ламинарного двухфазного потока.

Механика жидкостей описывается уравнением Навье-Стокса [27]:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_\sigma \quad (9)$$

где \mathbf{u} [м/с] — скорость движения жидкости, p (Н/м²) — давление, μ (Па·с) — вязкость, \mathbf{g} — гравитационная постоянная (м/с²), \mathbf{F}_σ (Н/м³) — сила поверхностного натяжения. Жидкая фаза ограничена поверхностным натяжением, а твердая фаза описывается как высоковязкая жидкость, скорость движения которой ограничена до нуля.

Выполнение закона сохранения массы обеспечивается посредством использования уравнения неразрывности для несжимаемой жидкости:

$$\Delta \mathbf{u} = Q_v, \quad (10)$$

где Q_v описывает изменение плотности при испарении на поверхности образца и описывается выражением [29]:

$$Q_v = \dot{m} \cdot \Gamma \cdot \left(\frac{1}{\rho_{vap}} - \frac{1}{\rho_{met}} \right) [1/s], \quad (11)$$

где \dot{m} [кг/(м²·с)] — скорость испарения, ρ_{vap} [кг/м³] — плотность пара, ρ_{met} [кг/м³] — плотность металла. Плотность пара ρ_{vap} [кг/м³] рассчитывается на основе законов идеального газа.

Давление пара p_{vap} [Н/м²] определяется как

$$p_{vap} = p_0 \cdot \exp \left(\frac{H_v M}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad (12)$$

где H_v (Дж/кг) и T_v (К) — энтальпия испарения (теплота парообразования) и температура испарения соответственно, M (кг/моль) — молярная масса, R (Дж/(моль·К)) — универсальная газовая постоянная.

Скорость испарения \dot{m} [кг/(м²·с)] рассчитывается на основе формулы Герца-Кнудсена [29]:

$$\dot{m} = \phi_{var} \cdot (p_{vap} - p_0) \cdot \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad (13)$$

ϕ_{var} [—] — доля паровой фазы. В рамках модели в случае охлаждения в атмосфере воздуха давление окружающей среды p_0 принимается равным 1 [бар] и равным ϵps ($\sim 10^{-16}$ Па) в случае облучения образца в вакууме.

Уравнение Кана-Хилларда для фазовой функции Φ [—]:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi = \nabla \cdot \frac{\gamma \lambda}{\epsilon^2} \Psi + Q'_v \quad (14)$$

$$\Psi = -\nabla \epsilon^2 \nabla \Phi + (\Phi^2 - 1) \quad (15)$$

где γ ((м·с)/кг) — подвижность, $\lambda(H)$ — плотность энергии смешения, σ (Н/м) — коэффициент поверхностного натяжения с шириной капилляра $\epsilon = 2 \cdot 2^{1/2} \cdot \lambda / (3 \cdot \sigma)$.

Слагаемое Q'_v вводится для учета процесса испарения:

$$Q'_v = \dot{m} \cdot \Gamma \cdot \left(\frac{1 - \phi}{\rho_{vap}} + \frac{\Phi}{\rho_{met}} \right) (1/c) \quad (16)$$

Модель включает более 60 входных параметров, некоторые из которых задаются в виде функциональных зависимостей или интерполяций экспериментальных данных. В Таблице 1 представлены основные параметры модели, включая параметры исследуемого режима лазерного воздействия. Полный список параметров не приводится для экономии объема статьи. Кроме того, приводятся несколько полезных ссылок на термофизические и оптические свойства REBCO, которые были полезны при моделировании и, вероятно, будут интересны читателю [16, 30–34].

Таблица 1. Основные параметры численной модели

Параметр	Описание
Толщина ВТСП слоя $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	1 мкм
Толщина подложки Hastelloy C276	100 мкм
Теплопроводности ВТСП слоя и подложки	$k(T)$ [28, 29]
Теплоемкости ВТСП слоя и подложки	$C_p(T)$ [28, 29]
Температура кипения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	930 °C [30]
Температура испарения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	1900 °C [31, 32]
Температура плавления Hastelloy C276	1371 °C [33]
Коэффициент отражения	0.11 [31]
Радиус лазерного пятна (режим 1)	1.5 мкм
Радиус лазерного пятна (режиме 2)	3 мкм
Диапазон энергий л.и. (start, step, end)	(100 нДж, 50 нДж, 850 нДж)
Длительность лазерного импульса	2 пс
Частота следования лазерных импульсов	10 Гц

3. Результаты и обсуждение

В рамках экспериментального исследования и расчетов образцы ВТСП-лент подвергались воздействию в атмосфере воздуха коротких импульсов лазерного излучения (радиус фокусировки лазерного луча составлял 3 мкм (первый режим) или 1.5 мкм (второй режим), частота повторения импульсов — 10 Гц, длительность одиночного импульса — 2 пс, а энергия лазерного луча — до 850 нДж). Количество импульсов, подаваемых в одну точку, варьировалось от 2 до 20.

3.1. Результаты экспериментальных исследований

А) Первый режим фокусировки (радиус фокусировки 3 мкм)

На рис. 3 представлено изображение дефектов в ВТСП плёнке REBCO, полученное с помощью электронного микроскопа, при разном количестве импульсов, подаваемых в одну и

ту же точку, в диапазоне энергий лазерного излучения от 100 до 850 нДж для первого режима (радиус фокусировки лазерного луча — 3 мкм). Для одиночных импульсов и последовательности из двух импульсов (соответственно линии 7 и 6) наличие дефектов трудно различимо на изображении. Для последовательностей из 10 и 20 импульсов (линии 1 и 2, 3 соответственно) наблюдается чёткая тенденция увеличения диаметра дефекта с ростом энергии лазерного импульса. Однако некоторые точки выбиваются из этой тенденции. Например, на линии 1 при энергии 850 нДж дефект на фотографии неразличим. Также для линий 2 и 3 видно, что при одинаковых энергиях излучения формируются дефекты разного диаметра (например, при энергии 750 нДж), хотя обе линии представляют последовательности из 20 импульсов. Это связано с тем, что лазерный импульс воздействует на неоднородный материал, на поверхности которого видны микрогранулы, а также могут присутствовать трещины и дефекты в глубине слоя. Поэтому рис. 3 представлен только для визуализации системы дефектов, которые могут быть сформированы в ВТСП ленте при различных энергиях воздействия. Размеры дефектов, как правило, схожи для режимов облучения с одинаковыми параметрами, но в некоторых случаях они могут значительно различаться из-за неоднородности материала. Для сбора статистики размеров дефектов при каждой энергии воздействия была проведена серия экспериментов, и был определён характерный размер образующегося дефекта.

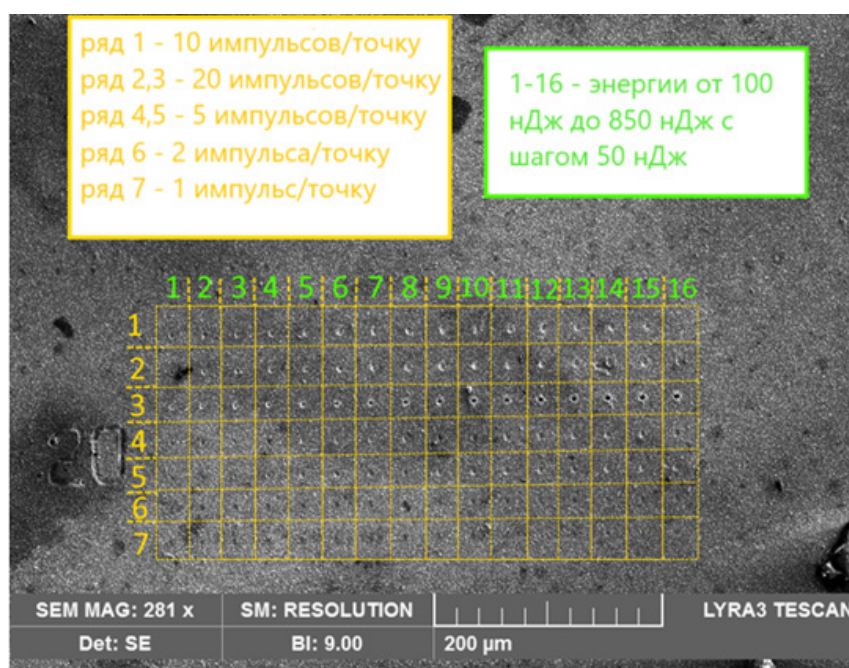


Рис. 3. Изображение дефектов в ВТСП плёнке на подложке, полученное с помощью электронной микроскопии, при облучении разным количеством лазерных импульсов, подаваемых в одну и ту же точку, в диапазоне энергий от 100 до 850 нДж с шагом 50 нДж при радиусе фокусировки лазерного луча 3 мкм.

Визуально увеличение числа импульсов, подаваемых в одну точку, с 10 до 20 не приводит к значительному изменению размера дефекта. Подобные результаты демонстрируют изображения, полученные методом электронной микроскопии при увеличенном масштабе (рис. 4). На рис.4 отчётливо видно, что глубина дефекта, образовавшегося в результате воздействия, превышает 1 мкм, то есть лазерное излучение полностью расплавilo ВТСП слой и достигло подложки.

Таким образом, небольшая разница в размерах дефектов для последовательностей из 10 и 20 импульсов на одну точку объясняется тем, что ВТСП-слой был расплавлен или испарён по всей толщине, а плотность энергии лазерного излучения недостаточна для быстрого плавления слоя подложки. Поэтому энергия излучения в основном быстро отводится за счёт высокой

теплопроводности металлического слоя, не приводя к его плавлению, и лишь незначительно увеличивает глубину дефекта. При этом диаметр поверхностного дефекта также не увеличивается из-за отвода тепла через подложку, а не за счёт поглощения тепла ВТСП слоем.

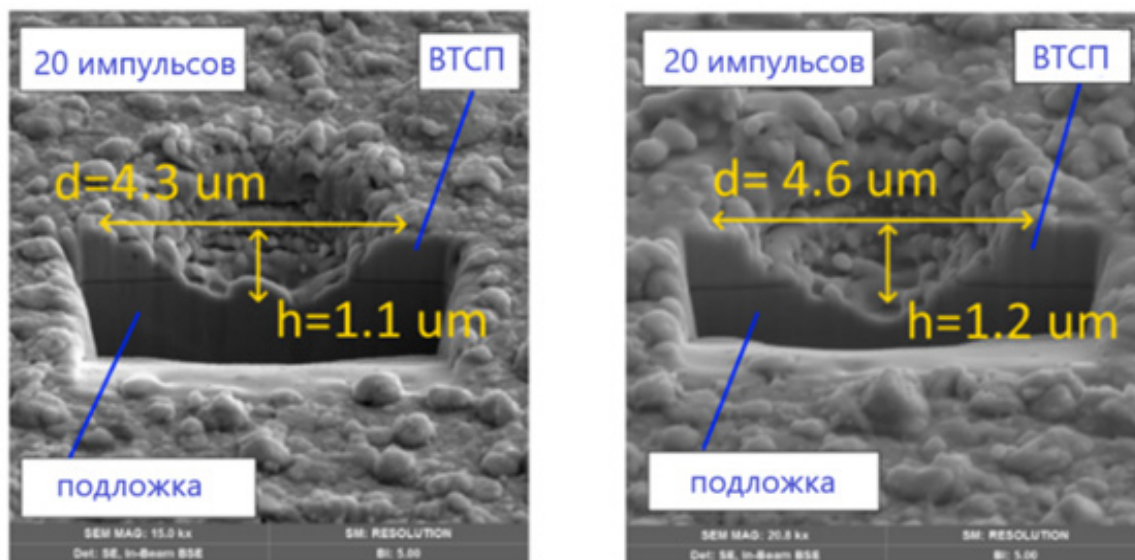


Рис. 4. Изображение образцов, полученное с помощью электронной микроскопии, облучённых последовательно из 10 и 20 импульсов, подаваемых в одну и ту же точку. Энергия лазерного излучения составляет 150 нДж, частота повторения импульсов — 10 Гц, длительность одиночного импульса — 2 пс.

Б) Второй режим фокусировки (радиус фокусировки 1.5 мкм)

На рис. 5 представлено изображение дефектов в ВТСП плёнке REBCO, полученное методом электронной микроскопии, при разном количестве импульсов, подаваемых в одну и ту же точку, в диапазоне энергий лазерного излучения от 100 до 850 нДж для режима 2 (радиус фокусировки лазерного луча — 1.5 мкм). Воздействие одиночного лазерного импульса не приводит к образованию значительных дефектов, но в некоторых случаях вызывает плавление поверхности ВТСП слоя, поэтому след воздействия виден на рис. 5. Полученные дефекты с нулевой глубиной не могут быть использованы как центры пиннинга магнитного потока в ВТСП-материале. При повторении экспериментальных исследований результаты могут быть воспроизведены не точно, а с некоторой погрешностью. Это также связано с несовершенством плёнки, что подразумевает неэквивалентность начальных условий эксперимента. Помимо неровностей самой поверхности плёнки, вдоль её толщины могут присутствовать микротрещины, которые усложняют точное определение размера дефекта, образованного именно в результате облучения, и влияют на процессы теплопередачи. В этой связи при сравнении результатов численного моделирования и экспериментальных данных будут использоваться не все данные, представленные на рис. 3 и 5, а только те, для которых влияние структуры плёнки минимально.

Таким образом, рис. 5, аналогично рис. 3, представлен для демонстрации системы дефектов, полученных на одном и том же образце при различных энергиях лазерного воздействия. Тем не менее на обоих рисунках прослеживаются некоторые тенденции изменения размеров дефектов в указанных режимах воздействия.

Дальнейшее сравнение экспериментальных и расчётных результатов будет дано только для некоторых экспериментальных точек, для которых размеры дефектов воспроизводились с наибольшей точностью для нескольких серий экспериментальных исследований.

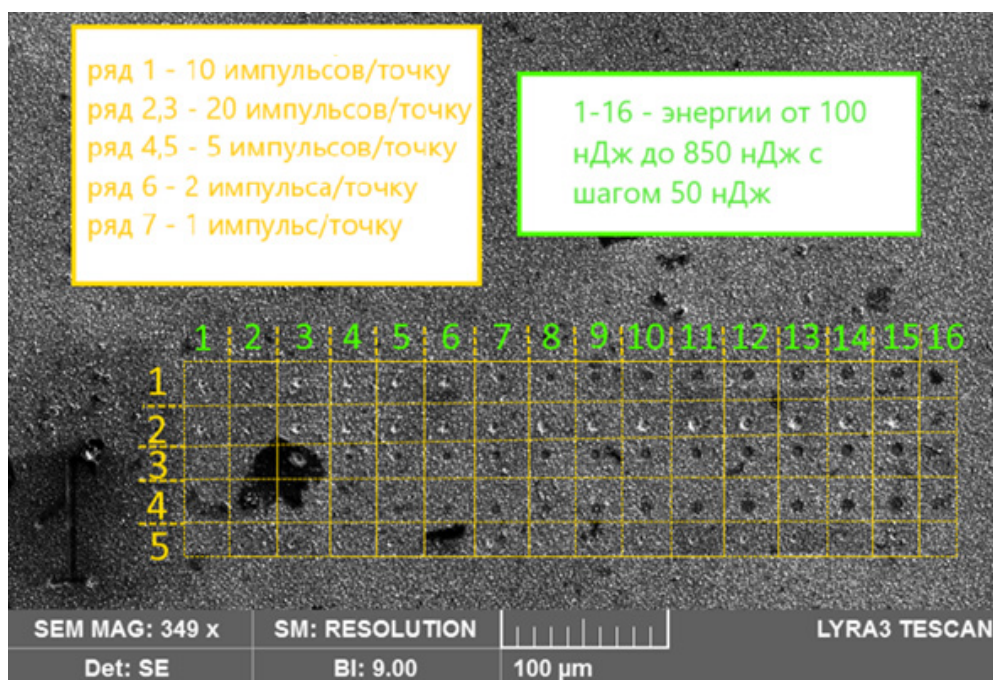


Рис. 5. Изображение дефектов в ВТСП плёнке на подложке, полученное с помощью электронной микроскопии, при облучении разным количеством лазерных импульсов, подаваемых в одну и ту же точку, в диапазоне энергий от 100 до 850 нДж с шагом 50 нДж при радиусе фокусировки лазерного луча 1.5 мкм.

При повторении серии экспериментов с одиночным лазерным воздействием плавление поверхностного слоя может быть ярко выраженным или слабо различимым (рис. 6). С учётом несовершенства поверхности плёнки трудно сделать вывод о реальных размерах образовавшихся дефектов при повторяющихся последовательностях импульсов на основе цветовой схемы изображения. Кроме того, даже при фотографировании дефекта в увеличенном масштабе существует высокая вероятность ошибки в измерении его размеров, связанной с расположением камеры под определённым углом к поверхности образца. Чтобы избежать этой ошибки, рельеф поверхности ВТСП плёнки на подложке измерялся с использованием атомно-силовой микроскопии. Пример полученных результатов приведён на рис. 7 для последовательности из 20 импульсов на точку при энергии 300 нДж (и радиусе фокусировки 1.5 мкм).

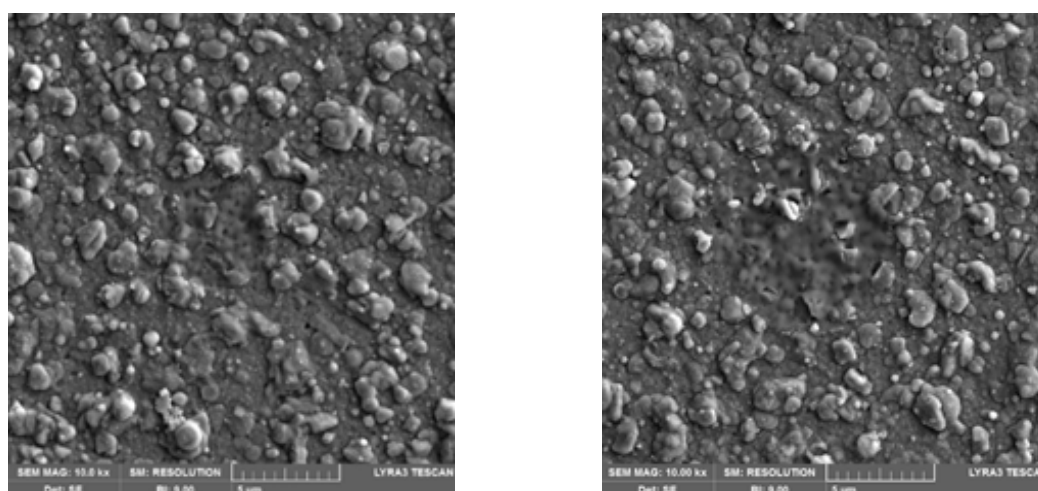


Рис. 6. Электронная фотография дефекта в ВТСП слое на подложке, подвергнутом воздействию одиночного лазерного импульса с энергией 100 нДж (слева) и 600 нДж (справа).

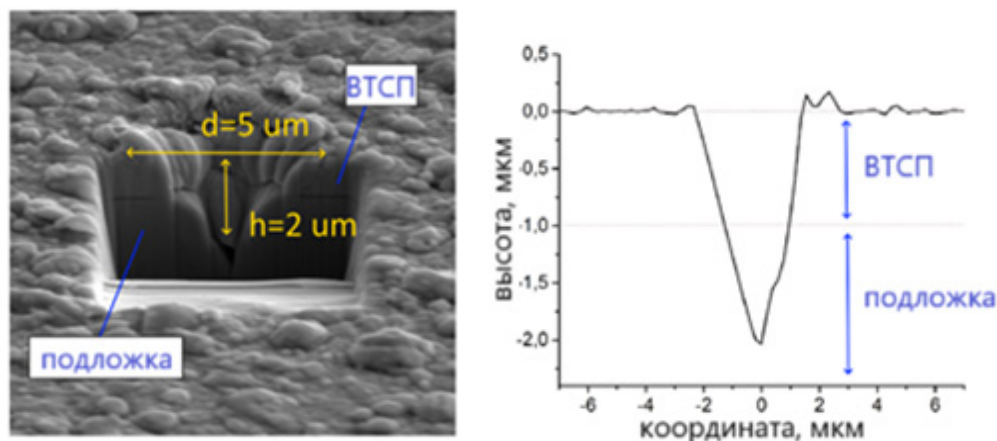


Рис. 7. Изображение дефекта плёнки, полученное методом электронной микроскопии (слева), и топография поверхности, полученная с помощью атомно-силовой микроскопии (справа), после лазерного облучения образца последовательностью из 20 импульсов с энергией 300 нДж и частотой 10 Гц. Время одиночного импульса — 2 пс, радиус фокусировки — 1.5 мкм.

3.2. Результаты численных исследований

А) Первый режим фокусировки (радиус фокусировки 3 мкм)

На рис. 8 представлены расчетные, а также экспериментальные зависимости диаметра и глубины дефектов от энергии лазерного излучения, полученные при облучении ВТСП образца лазерными импульсами в первом режиме (радиус фокусировки л. и. 3 мкм). Облучение одиночным импульсом, как и облучение двумя импульсами, не приводят при заданных параметрах воздействия к возникновению видимого дефекта. Расчет показывает, что при воздействии последовательностью пяти импульсов глубина дефекта начинает стремительно расти до тех пор, пока энергия лазерного импульса не достигает 200 нДж. При дальнейшем увеличении энергии импульсов скорость испарения $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ существенно возрастает, и часть энергии лазерного излучения уносится вместе с испарившимся материалом, что обуславливает насыщение зависимости. Для 10 и 20 импульсов в точку количества подведенной энергии уже при 100 нДж достаточно для того, чтобы пробить более 80% толщины ВТСП слоя. Зависимости диаметра дефекта от энергии облучения также носят нелинейный характер.

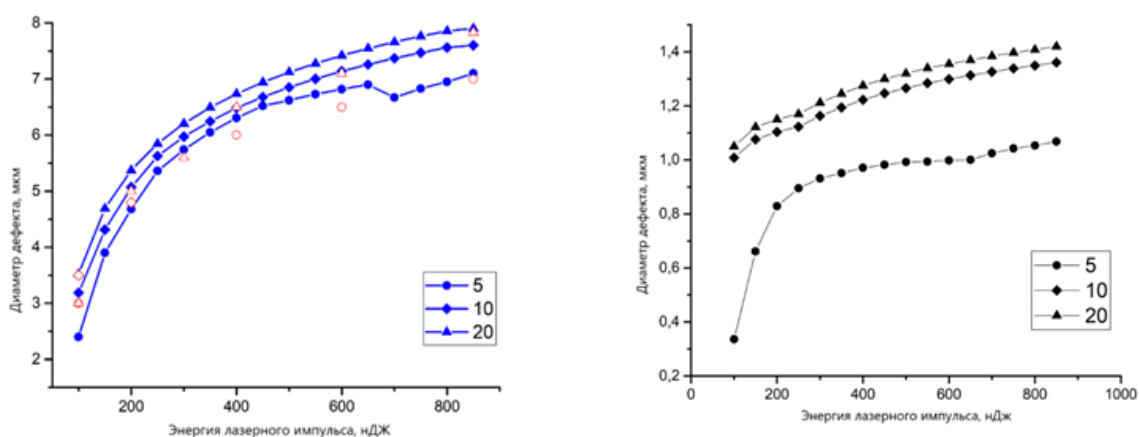


Рис. 8. Зависимость диаметра (слева) и глубины (справа) дефекта от энергии лазерного излучения при разном количестве импульсов, подаваемых в одну и ту же точку (количество импульсов указано в легенде к рисунку). Частота повторения импульсов 10 Гц, радиус фокусировки лазерного луча — 3 мкм, длительность одиночного импульса — 2 пс.

Стоит обратить внимание, что для данного режима воздействия как расчетные зависимости, так и экспериментальные результаты, приведенные на том же графике, для последовательностей 5, 10 и 20 импульсов в точку не показывают значительного различия в диаметре дефекта. Так, например, при энергии облучения 400 нДж увеличение числа импульсов с 5 до 10 приводит к росту диаметра дефекта на $\sim 30\%$, тогда как увеличение числа импульсов в точку с 10 до 20 приводит к росту диаметра всего на 10%. Это объясняется тем, что при малом числе импульсов в точку всё тепло распространяется исключительно в ВТСП слое, тогда как для 10 и 20 импульсов в точку глубина дефекта составляет более 1 мкм и подводимая энергия в большей степени отводится подложкой. При этом расчет не показывает значительного роста глубины образовавшегося дефекта при изменении числа импульсов в точку с 10 до 20. Аналогичные результаты показывают и снимки, полученные методами электронной микроскопии (см. рис. 4). Объясняется этот факт тем, что несмотря на то, что ВТСП слой был расплавлен или испарен по всей толщине, плотности энергии лазерного излучения оказывается недостаточно для быстрого плавления слоя подложки. Поэтому энергия излучения по большей части быстро отводится за счет хорошей теплопроводности металлического слоя, не приводя к его плавлению и лишь немного увеличивая глубину дефекта. При этом диаметр поверхностного дефекта также не увеличивается ввиду теплоотвода за счет подложки, а не рассасывания тепла по ВТСП слою.

Стоит отметить, что при энергии ~ 700 нДж при облучении образца 5 импульсами на графике зависимости диаметра дефекта от энергии лазера (рис. 8, слева) имеется особенность, которая обусловлена изменениями параметров теплоотвода при достижении 1 мкм глубины дефекта (рис. 9). До тех пор, пока глубина дефекта не достигла 1 мкм, зависимость диаметра дефекта от энергии импульсов монотонно возрастает. Как только лазерный луч доходит до подложки, тепло, выделяющееся при облучении, начинает более эффективно отводиться в слой металлической подложки, обладающий хорошей теплопроводностью. Ввиду того, что тепло начинает отводиться в подложку, а не распространяться только в ВТСП слое, приводя к его плавлению, радиус дефекта на поверхности ВТСП слоя уменьшается. При дальнейшем увеличении энергии импульса, вновь происходит рост диаметра дефекта. Также более интенсивно растет и глубина дефекта, поскольку значительная часть энергии излучения поглощается именно подложкой.

Поверхности облученных образцов были исследованы методами электронной и атомно-силовой микроскопии. На рис. 10 в качестве примера приведены электронные фотографии и картины дефектов, полученные с использованием расчетной модели для последовательности пяти импульсов с энергией 100 нДж. Расчетные и экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии. Видно, что диаметр полученного дефекта в приведенном случае меньше диаметра лазерного луча. Сразу после начала облучения температура в зоне воздействия меньше температуры плавления, но температурный градиент вблизи центра пятна значителен.

По мере увеличения количества подведенной энергии в поверхностном слое происходит формирование зоны оплавления. Формирование зоны оплавления происходит только в момент действия импульса. После окончания импульса наблюдается релаксация теплового поля и охлаждение зоны воздействия за счет переноса тепла в объем образца за счет теплопроводности, а также охлаждение на сформировавшейся поверхности по конвективному и радиационному механизмам.

Б) Второй режим фокусировки (радиус фокусировки 1.5 мкм)

На рис. 11 представлены зависимости диаметра (слева) и глубины (справа) образовавшегося дефекта от энергии лазерного излучения при облучении плёнки во втором режиме (радиус фокусировки — 1.5 мкм). Зависимости также являются нелинейными для любого количества импульсов на точку. При низких энергиях лазерного излучения зависимость диаметра дефекта от энергии импульса является линейной, а затем достигает насыщения. Следует отметить, что глубина дефекта не превышает 1 мкм (то есть не превышает толщину ВТСП-слоя)

для 2 импульсов на точку и всегда больше 1 мкм для последовательностей из 10 и 20 импульсов. Однако для последовательности из 5 импульсов на графике зависимости глубины дефекта от энергии наблюдается особенность (рис. 12).

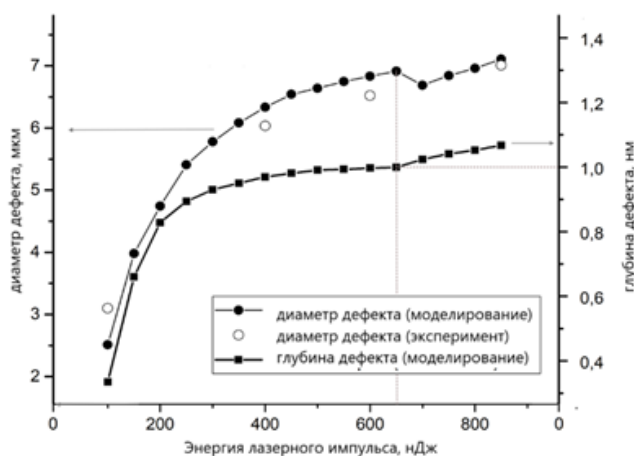


Рис. 9. Зависимости диаметра и глубины дефекта от энергии лазерного излучения для последовательности из 5 импульсов в одну точку. Частота повторения импульсов составляет 10 Гц, радиус фокусировки лазерного луча — 3 мкм, длительность одиночного импульса — 2 пс.

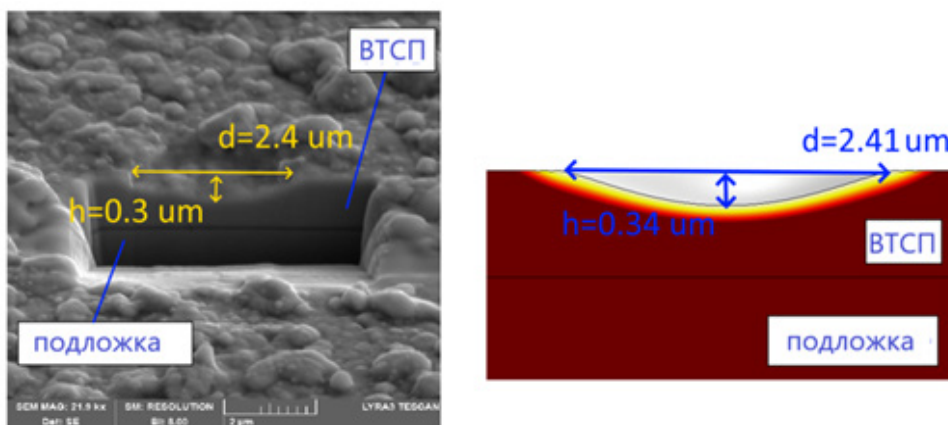


Рис. 10. Экспериментальная (слева) и расчетная (справа) картины дефектов. Энергия излучения — 100 нДж, 5 импульсов на точку, частота — 10 Гц, радиус фокусировки — 3 мкм.

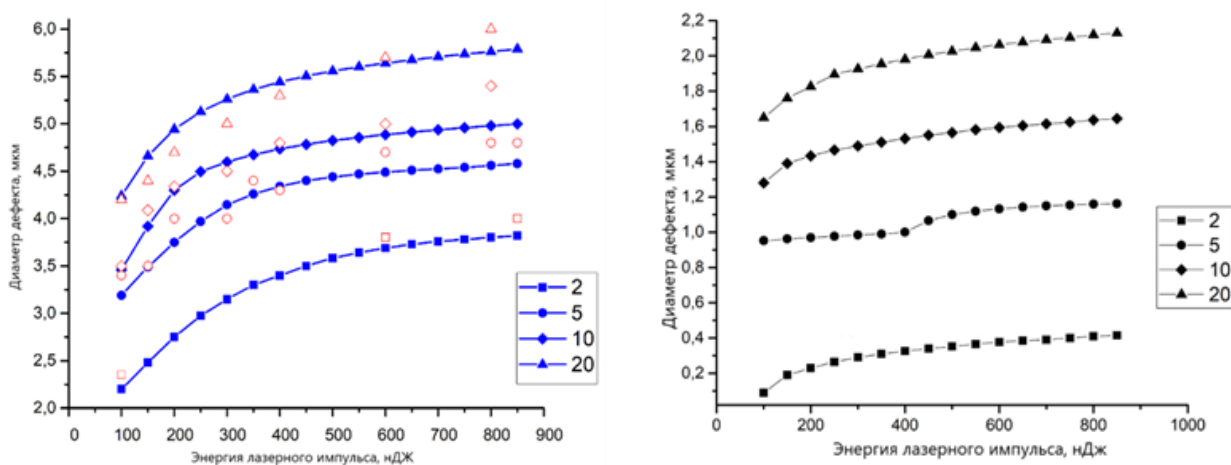


Рис. 11. Зависимости диаметра (слева) и глубины (справа) дефекта от энергии лазерного излучения для различного количества импульсов в одну точку (количество импульсов указано в легенде к рисунку). Частота повторения импульсов составляла 10 Гц, радиус фокусировки лазерного луча — 1.5 мкм, длительность одиночного импульса — 2 пс.

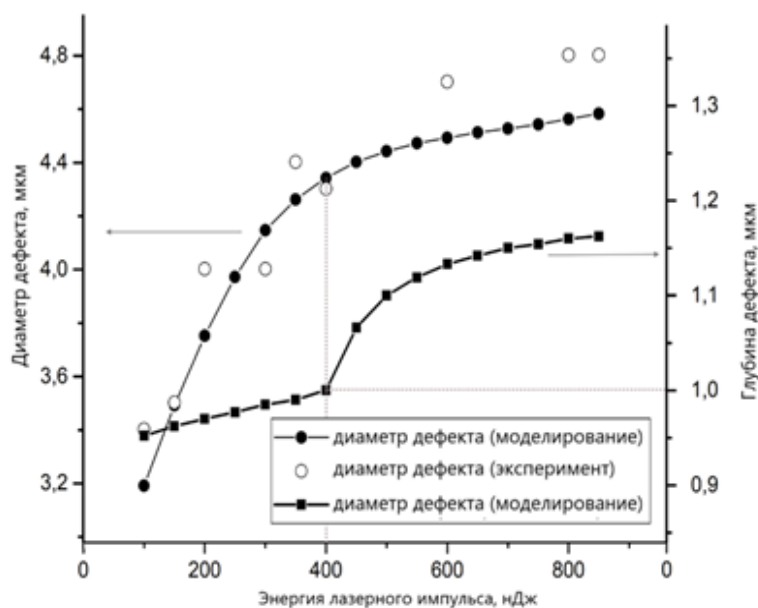


Рис. 12. Зависимости диаметра и глубины дефекта в ВТСП ленте от энергии лазерного излучения для последовательности из 5 импульсов в одну точку. Частота повторения импульсов составляет 10 Гц, радиус фокусировки лазерного луча — 1,5 мкм, длительность одиночного импульса — 2 пс.

В отличие от первого режима воздействия, плотность потока энергии лазерного излучения во втором режиме уже достаточна для более быстрого плавления как ВТСП слоя, так и слоя подложки. Поэтому в данном случае на графике зависимости диаметра дефекта от энергии излучения отсутствуют видимые особенности. Когда лазерный луч достигает подложки, тепло накапливается в металлическом слое и не успевает быстро отводиться. Из-за высокой плотности потока энергии лазерного излучения быстрое накопление тепла за несколько импульсов приводит к резкому плавлению и резкому увеличению глубины дефекта. Как видно из рисунка 12, резкое изменение глубины дефекта соответствует глубине 1 мкм, то есть моменту, когда ВТСП слой полностью плавится, и лазерное излучение начинает взаимодействовать с подложкой. Когда лазерный луч достигает подложки, тепло накапливается в металлическом слое и не успевает быстро рассеиваться, несмотря на высокую теплопроводность сплава Hastelloy. Из-за высокой плотности потока энергии лазерного излучения быстрое накопление тепла за несколько импульсов приводит к резкому плавлению и быстрому увеличению глубины дефекта.

Для последовательности из 2 импульсов лазерное излучение не достигает подложки во всём диапазоне рассматриваемых энергий. А для последовательности из 20, напротив, импульсов лазерное излучение полностью разрушает ВТСП слой даже при минимальных энергиях накачки. Таким образом, для этих случаев (2 и 20 импульсов в точку) при увеличении энергии облучения не возникают особенности ни в диаметре, ни в глубине образующегося дефекта.

В качестве примера на рис. 13 показано изображение, полученное методом электронной микроскопии, а также рассчитанное изображение дефекта образца при облучении последовательностью из 20 импульсов с энергией 300 нДж (результаты атомно-силовой микроскопии для аналогичного режима воздействия были представлены ранее на рис. 7. Все три метода анализа видимых размеров дефектов дают схожие результаты. Следует отметить, что расчётное изображение на рис. 13 показывает распределение температуры в конце последнего лазерного импульса. Температура поверхности кратера близка к точке плавления, и материал в этой области может быть деформирован. Нагрев ВТСП слоя может привести к его деформации и потере сверхпроводящих свойств в определённой области вокруг видимого дефекта. Таким образом, можно говорить о существовании эффективного размера центра пиннинга, который отличается от размера видимого дефекта. Этот вопрос станет предметом следующей статьи.

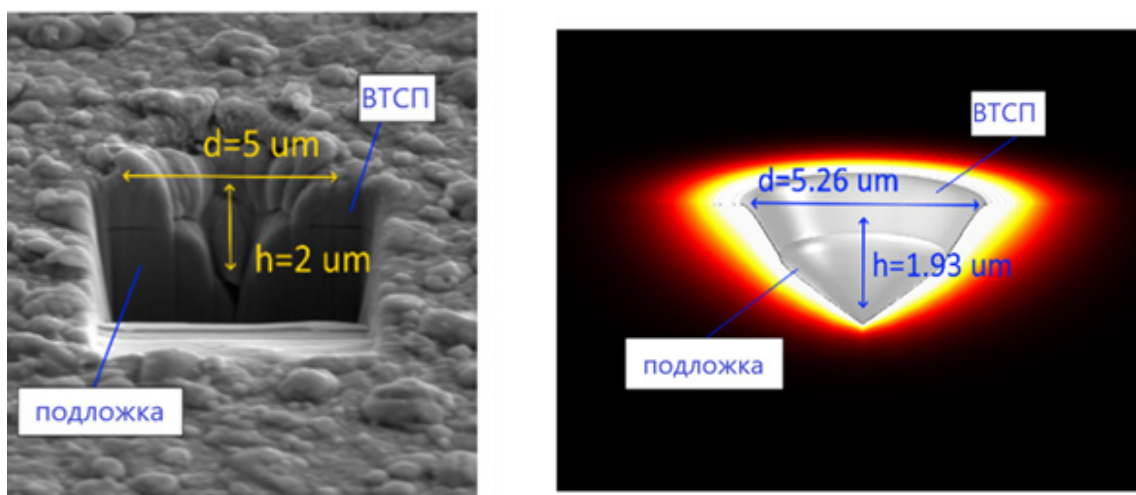


Рис. 13. Изображение образца, полученное методом электронной микроскопии (слева), и рассчитанное изображение дефекта плёнки (справа) после облучения последовательностью из 20 импульсов с энергией 300 нДж и частотой 10 Гц. Время одиночного импульса — 2 пс, радиус фокусировки — 1.5 мкм.

Размеры дефектов были сравнены для двух описанных режимов облучения (рис. 14). В обоих случаях наблюдается увеличение глубины и радиуса дефекта с ростом энергии излучения.

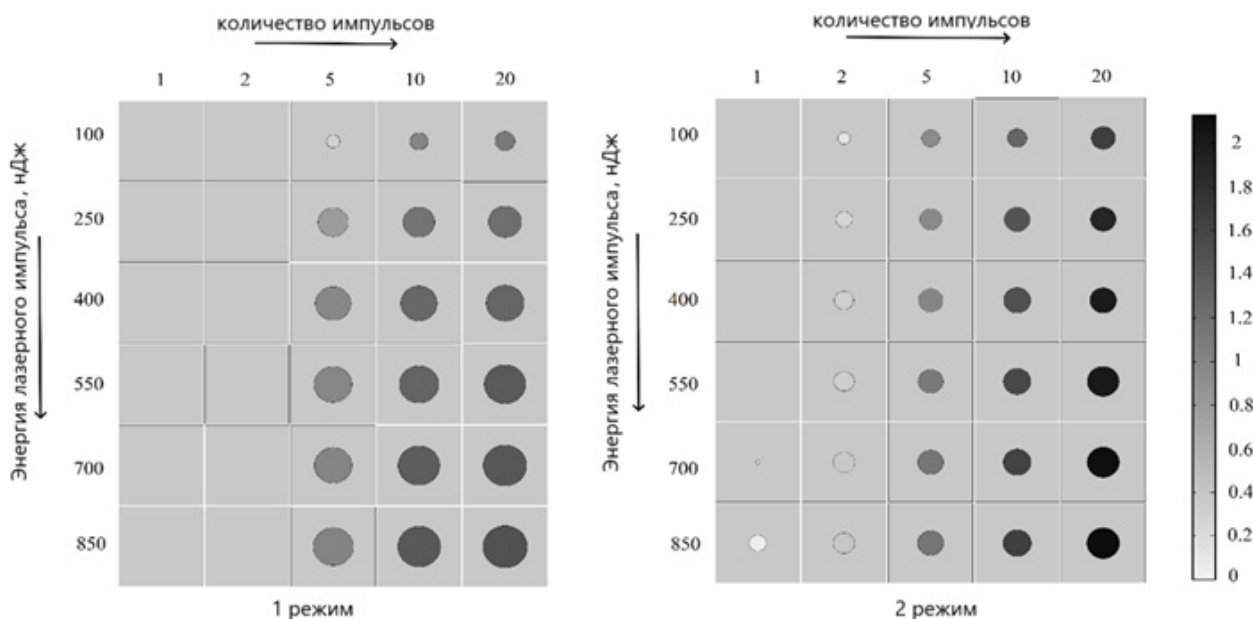


Рис. 14. Рассчитанные размеры дефектов при различном количестве импульсов для режимов облучения с фокусировкой 3 мкм (слева) и 1.5 мкм (справа). Размер каждой области составляет 15×15 мкм. Цветовая шкала отображает глубину дефекта в микрометрах.

4. Обсуждение

В первом режиме облучения (радиус фокусировки 3 мкм) видимое образование дефектов наблюдается только при количестве импульсов на точку, превышающем 5. Этот режим, из-за меньшей плотности энергии лазерного излучения, также характеризуется меньшими глубинами образованных дефектов и большими радиусами по сравнению со вторым режимом облучения. Увеличение числа импульсов, подаваемых на точку, в данном случае приводит к более равномерному нагреву образца и снижению скоростей нагрева и охлаждения. Поэтому радиус видимого дефекта в первом режиме слабо зависит от количества импульсов на точку.

При этом наблюдается снижение доли образующейся жидкой фазы. Когда плотность энергии лазерного излучения выше (режим 2 с меньшим радиусом фокусировки), увеличение числа импульсов на точку приводит к интенсивному кипению на поверхности образца. В режиме с меньшим радиусом фокусировки (1.5 мкм) плавление приповерхностного слоя наблюдается даже при воздействии одного высокоэнергетического импульса (850 нДж). Однако диаметр дефекта быстро растёт только до тех пор, пока глубина дефекта не превысит 1 мкм, то есть до полного плавления ВТСП-слоя. После этого значительная часть тепла начинает отводиться слоем подложки, и радиус образующегося дефекта не увеличивается столь значительно. Увеличение числа импульсов и, следовательно, количества подводимой энергии, приводит к увеличению скорости испарения материала и значительному увеличению глубины дефекта.

Если говорить о механизмах формирования дефектов в обоих режимах облучения, то между двумя рассматриваемыми режимами также есть различия. В первом режиме, при большем радиусе фокусировки лазерного луча, дефект формируется в основном за счёт плавления материала YBCO, хотя при высоких энергиях флюенса для последовательностей из 10 и 20 импульсов на точку достигается температура испарения ВТСП-материала. Во втором режиме облучения, когда лазерный луч фокусируется в радиусе 1.5 мкм, температура испарения достигается уже при последовательности из 5 импульсов на точку. В этом случае проявляется влияние процессов испарения материала и отвода части энергии лазерного излучения за счёт появления парового шлейфа.

5. Выводы

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного анализа процессов формирования дефектной структуры в ВТСП плёнках YBCO под воздействием ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности. Режимы лазерного воздействия, реализованные с использованием лазерного комплекса FEMTO-T, также были воспроизведены в моделировании. Результаты вычислительной модели хорошо согласуются с экспериментальными данными. Сделаны выводы о согласованности вычислительной модели и её применимости для прогнозирования размеров видимых дефектов в композитных ВТСП лентах второго поколения при лазерном облучении в широком диапазоне энергий. Были изучены режимы облучения лазерными импульсами с различными параметрами фокусировки лазерного луча.

Показано, что в первом режиме облучения (радиус фокусировки 3 мкм) зависимость диаметра дефекта от энергии импульсов увеличивается монотонно до тех пор, пока глубина дефекта не достигает 1 мкм, после чего она резко изменяется. Поскольку глубина дефекта в первом режиме превышает толщину ВТСП слоя только в многократном режиме облучения, диаметр дефекта увеличивается с каждым последующим импульсом. Если лазерное излучение не достигает подложки, тепло распространяется в ВТСП слое, что приводит к увеличению диаметра дефекта. Диаметр дефекта увеличивается до тех пор, пока лазерное излучение не достигнет подложки. Как только лазерный луч достигает подложки, тепло, выделяющееся при облучении, начинает более эффективно отводиться в металлический слой подложки с высокой теплопроводностью. В результате последние несколько импульсов из последовательности больше не приводят к увеличению диаметра дефекта. Более того, диаметр дефекта может даже уменьшаться, если энергия облучения переходит в подложку.

Для второго режима облучения (радиус фокусировки 1.5 мкм) показано, что с увеличением энергии лазерного луча диаметр дефекта увеличивается линейно до тех пор, пока глубина дефекта не превысит толщину ВТСП слоя. После этого зависимость диаметра от энергии излучения достигает насыщения, но глубина дефекта резко возрастает. Это связано с особенностями отвода тепла различными слоями ВТСП композита, которые необходимо учитывать при создании систем центров пиннинга с использованием лазерного воздействия. Плотность потока энергии лазерного излучения в два раза выше, чем в первом режиме воздействия. Эта

энергия достаточна для быстрого плавления ВТСП слоя, а при достижении лазерным лучом подложки это приводит к резкому увеличению глубины дефекта. В этом случае тепло больше не накапливается в ВТСП-слое, а отводится в подложку; поэтому диаметр дефекта изменяется незначительно.

Различие между процессами формирования дефектов в двух рассматриваемых режимах в основном связано с увеличением плотности потока энергии лазерного излучения при уменьшении радиуса фокусировки луча. В рамках исследованных режимов ультракороткого лазерного облучения размеры дефектов таковы, что пиннинг магнитного потока, скорее всего, происходит на границах отверстий или за счёт многоквантового захвата нескольких вихрей одним дефектом. Анализ вихревых процессов выходит за рамки данной статьи, в которой рассматриваются только физические аспекты формирования дефектной структуры. Особое значение проведённое исследование имеет для подготовки к реализации pump-probe экспериментов, направленных на изучение динамических процессов в ВТСП материалах. Полученные данные и разработанная модель создают основу для анализа нестационарных изменений в электрон-фонной подсистеме сверхпроводников в условиях кратковременного лазерного нагрева. Разработанная численная модель позволяет с высокой точностью прогнозировать размеры видимых дефектов в ВТСП плёнках на металлических подложках, что открывает перспективы для оптимизации характеристик материалов и дальнейшего изучения их динамики.

Благодарности

Благодарность Министерству науки и высшего образования РФ (Соглашение No. 075-15-2021-1352) за финансовую поддержку

Литература

- [1] J.P.F. Feighan, A. Kursumovic, J.L. MacManus-Driscoll, *Superconductor Science and Technology* **30**, 123001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6668/aa90d1
- [2] P. Pahlke, M. Sieger, R. Ottolinger, M. Lao, M. Eisterer, A. Meledin, G. Van Tendeloo, J. Hänisch, B. Holzapfel, L. Schultz, K. Nielsch, R. Hühne, *Superconductor Science and Technology* **31**, 044007 (2018). DOI: DOI 10.1088/1361-6668/aaafbe
- [3] S.J. Lee, M. Park, I.K. Yu, Y. Won, Y. Kwak, C. Lee, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **28**, 1 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2820721
- [4] B.P. Mikhailov, N.F. Tazetdinova, G.M. Leitus, E.A. Tishchenko, P.E. Kazin, V.V. Lennikov, *Journal of Low Temperature Physics* **105**, 1553 (1996). DOI: 10.1007/BF00753921
- [5] J. Einfeld, P. Lahl, R. Kutzner, R. Wördenweber, G. Kästner, *Physica C: Superconductivity* **351**, 103 (2001). DOI: 10.1016/S0921-4534(00)01565-3
- [6] R. Wördenweber, P. Lahl, J. Einfeld, *IEEE Transactions* **11**, 2812 (2001). DOI: 10.1109/77.919648
- [7] A. Palau, V. Rouco, J. González, C. Monton, T. Puig, X. Obradors, R. Córdoba, J. De Teresa, *Vortex dynamics in YBCO films with engineered antidots and ferromagnetic Nanostructures* // ui.adsabs.harvard.edu, 2013. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013APS..MARC35008P/abstract>
- [8] A. Crisan, A. Pross, D. Cole, S. Bending, R. Wördenweber, P. Lahl, E. Brandt, *Phys. Rev. B* **71**, 144504 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.144504
- [9] A. Armenio, L. Piperno, T. Petrisor, A. Vannozzi, V. Pinto, F. Rizzo, A. Augieri, A. Mancini, A. Rufoloni, R.B. Mos, L. Ciontea, T. Petrisor, G. Sotgiu, G. Celentano, *Superconductor Science and Technology* **33**, 094003 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/ab9f65
- [10] L. Piperno, A. Armenio, A. Vannozzi, V. Pinto, F. Rizzo, V. Galluzzi, A. Augieri, A. Mancini, A. Rufoloni, G. Celentano, R.B. Mos, L. Ciontea, M. Nasui, M. Gabor, T. Petrisor, G. Sotgiu, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **28**, 6601405 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2804092
- [11] W. Bian, Y. Chen, X. Yin, X. Tang, Y. Feng, K. Zhang, H. Wu, L. Li, F. Hong, G. Zhao, C. You, *Journal of the European Ceramic Society* **36**, 3417 (2016). DOI: 10.1016/j.jeurceramsoc.2016.05.031

- [12] D. Gillingham, M. Tselepi, A. Ionescu, S. Steinmuller, H. Beere, D. Ritchie, J. Bland, *Physical Review B* **76**, 214412 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.214412
- [13] L. Antonova, T. Demikhov, A. Troitskii, A. Didyk, A. Kobzev, A. Yurasov, S. Samoilenkov, G. Mikhailova, *Physica Status solidi (c)* **12** (2014).
- [14] M. Velter-Stefanescu, A. Totovana, V. Sandu, *Microwave Spectroscopy in YBCO Superconductors: Influence of Neutron Irradiation on the 123 Phase*, *Journal of Superconductivity* **11** (1998) 327-330.
- [15] N. Hamid, Y. Abdullah, M. Abdullah, *AIP Conference Proceedings* **1584**, 145 (2014). DOI: 10.1063/1.4866121
- [16] M. Pannetier-Lecoecur, R. Wijngaarden, I. Fløan, J.H. Rector, R. Griessen, P. Lahl, R. Wördenweber, *Physical Review B* **67** (2003).
- [17] I. Swiecicki, C. Ulysse, T. Wolf, R. Bernard, N. Bergeal, J. Briatico, G. Faini, J. Lesueur, J.E. Villegas, *Physical Review B* **85**, 224502 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.224502
- [18] K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Matsuda, A. Tonomura, V.V. Moshchalkov, *Science* **274**, 1167 (1996). DOI: 10.1126/science.274.5290.1167
- [19] S.V. Pokrovskii, O.B. Mavritskii, A.N. Egorov, N.A. Mineev, A.A. Timofeev, I.A. Rudnev, *Superconductor Science and Technology* **32**, 07508 (2019).
- [20] N. Harada, H. Yamada, K. Sugai, I. Munechika, M. Tsuda, T. Hamajima, *Physica C: Superconductivity* **392-396**, 1043 (2003). DOI: 10.1016/S0921-4534(03)01181-X
- [21] S. Raedts, A. Silhanek, M. Van Bael, R. Jonckheere, V. Moshchalkov, *Physica C: Superconductivity* **404**, 298 (2004). DOI: 10.1016/j.physc.2003.09.095
- [22] A.N. Moroz, A.N. Maksimova, V.A. Kashurnikov, I.A. Rudnev, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **28**, 1 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2813372
- [23] S. Pokrovskii, O. Mavritskii, A. Egorov, N. Mineev, A. Timofeev, I. Rudnev, *Journal of Physics: Conference Series* **941**, 012078 (2017). DOI 10.1088/1742-6596/941/1/012078
- [24] S. Lee, V. Petrykin, A. Molodyk, S.V. Samoilenkov, A.R. Kaul, A. Vavilov, V. Vysotsky, S.S. Fetisov, *Superconductor Science and Technology* **27**, 044022 (2014). DOI 10.1088/0953-2048/27/4/044022
- [25] M.A. Gjennestad, *Modeling of Heat Transfer in Two-Phase Flow Using the Level-Set Method.*: Norwegian University of Science and Technology, 2013.
- [26] H. Sánchez-Mora, S. Quezada-García, M.A. Polo-Labarrios, R.I. Cázares-Ramírez, A. Torres-Aldaco, *Case Studies in Thermal Engineering* **40**, 102594 (2022). DOI: 10.1016/j.csite.2022.102594
- [27] K.-H. Leitz, P. Singer, A. Plankensteiner, B. Tabernig, H. Kestler, L. Sigl, *Thermo-Fluidodynamical Modelling of Laser Beam-Matter Interaction in Selective Laser Melting*, 2016).
- [28] M. Noe, N. Hayakawa, L. Martini, A. Polasek, C. Sumereder, *Common Characteristics and Emerging Test Techniques for High Temperature Superconducting Power Equipment* (2015).
- [29] W. Pi, Z. Liu, G. Li, S. Ma, Y. Meng, Q. Shi, J. Dong, Y. Wang, *Superconductor Science and Technology* **33**, 084005 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/ab9aa3
- [30] K.W. Lay, G.M. Renlund, *Journal of the American Ceramic Society* **73**, 1208 (1990).
- [31] D. Bhattacharya, R.K. Singh, P.H. Holloway, *Journal of Applied Physics* **70**, 5433 (1991). DOI: 10.1063/1.350201
- [32] F. Tàir, L. Carreras, J. Camps, J. Farjas, P. Roura, A. Calleja, T. Puig, X. Obradors, *Journal of Alloys and Compounds* **692**, 787 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.08.072>
- [33] Super Alloy HASTELLOY(r) C276 (UNS N10276) // www.azom.com, 2012. URL: <https://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=7804>

Non-stationary structural changes in HTS composites under the influence of high intensity femtosecond laser pulses

I. V. Martirosian^{1,*}, S. V. Pokrovskii¹, A. N. Egorov¹, O. B. Mavritskii¹

¹ National research nuclear university, Kashirskoye Highway, 31, 115409, Moscow, Russia

* e-mail: mephizic@gmail.com

The paper presents the results of experimental study and numerical analysis of defect formation processes in superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films on Hastelloy substrate under the influence of ultrashort laser radiation. The aim of the work is to develop a technique for numerical analysis and calibration of modes of exposure to high intensity femtosecond laser pulses to create systems of controlled defects in HTS composites. The processes of defect formation under the influence from 1 (single mode) to 20 (multiple mode) laser pulses on one point with a frequency of 10 Hz and duration of 2 ps were considered. The laser beam focusing radii were 1.5 and 3 μm . The dependences of the defect diameter and depth on the laser radiation energy in a wide range have been studied and the peculiarities of defect formation in the multiple mode have been shown. The physical processes occurring under the influence of laser radiation in different focusing modes are demonstrated. The proposed technique in the future can be extended for application in experiments of electron-probe spectroscopy, which will make it possible to study changes in the state of the electron-phonon subsystem of superconductors up to phase transitions associated with melting of the crystal lattice.

Keywords: High-temperature superconductors; REBCO; ultrashort laser pulses; laser ablation.



Ирина Валерьевна Мартиросян — к. ф.-м. н., доцент, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ).

Dr. Irina Martirosian — Ph.D; Assoc. Prof., National research nuclear university «МЕРНИ».



Сергей Владимирович Покровский — доцент, к. ф.-м. н., зав. лабораторией НИЛ СЭС, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ).

Dr. Sergei Pokrovskii — Ph. D; Assoc. Prof.; Head of Superconducting Energy Systems laboratory, National research nuclear university «МЕРНИ».



Андрей Николаевич Егоров — к. т. н., ведущий инженер, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

Dr. Andrey Egorov — Ph. D; Lead Engineer, National research nuclear university «МЕРНИ»



Олег Борисович Маврицкий — к.т.н., доцент, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

Dr. Oleg Mavritskii — Ph.D; Assoc. Prof., National research nuclear university «МЕРНИ»