

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

# ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

ИЗДАНИЕ ГОСУДАРСТВЕННОГО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ»

Журнал издается с января 1958 г.

ТОМ 51

АПРЕЛЬ 2008

№ 4

ТЕМАТИЧЕСКИЙ ВЫПУСК

## ЛАЗЕРНЫЕ МИКРО- И НАНОТЕХНОЛОГИИ

*Под редакцией доктора технических наук, профессора В. П. Вейко  
и доктора технических наук, профессора Е. Б. Яковлева*

### СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	3
<b>ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ</b>	
Вейко В. П., Шахно Е. А., Яковлев Е. Б., Новиков Б. Ю. Лазерно-индуцированные волны просветления и потемнения в стеклокерамике .....	5
Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А., Николаева Л. Ю. Моделирование процессов образования нанокластеров и их напыления на подложку при импульсной лазерной абляции металлов .....	13
Ильин Д. В., Яковлев Е. Б. Анализ свойств стекла при лазерном воздействии на основе модели „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“ .....	18
Вейко В. П., Яковлев Е. Б., Орлов Д. В., Игнатъев А. И., Никоноров Н. В. Влияние примесных веществ на кристаллизационную активность стеклообразных материалов под действием лазерного излучения .....	26
<b>ЛАЗЕРНЫЕ МИКРОТЕХНОЛОГИИ</b>	
Вейко В. П., Мутин Т. Ю., Смирнов В. Н., Шахно Е. А., Батище С. А. Лазерная очистка поверхностей металлов: физические процессы и применение .....	30
Муленко С. А., Кудрявцев Ю. В., Горбачук Н. Т., Лучес А., Карикато А. П., Вейко В. П., Петров А. А., Чуйко В. А. Нанесение тонких пленок силицидов металлов методами PLD и LIFT .....	37
Туричин Г. А., Лопота В. А., Валдайцева Е. А., Поздеева Е. Ю., Земляков Е. В., Савельева К. В. Управление формированием микроструктуры при светолазерной обработке стали .....	43
Сысоев В. К., Вятлев П. А. Технологические характеристики процесса лазерного термораскалывания .....	48
<b>ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ</b>	
Трофимов В. А., Варенцова С. А. Метод измерения формы импульса и профиля пучка лазерного излучения .....	51
Верхогляд А. Г. Оптический тракт лазерного комплекса для прецизионного микропрофилирования крупногабаритных изделий произвольной формы .....	58
Яковлев Е. Б., Вейко В. П., Кирилловский В. К., Голубок А. О., Ле Д. Т., Зыонг З. Определение конфигурации апертуры ближнепольных оптических зондов по распределению светового поля в дальней зоне .....	64
Чивель Ю. А., Затягин Д. А., Смулов И. Ю. Система мониторинга процесса селективного лазерного спекания .....	70
<b>ИНФОРМАЦИЯ</b> .....	74
<b>РЕФЕРАТЫ</b> .....	76

## THEMATIC ISSUE

# LASER MICRO- AND NANOTECHNOLOGY

*By Edition of V. P. Veiko, Doctor of Technical Science, Professor,  
E. B. Yakovlev, Doctor of Technical Science, Professor*

## CONTENTS

INTRODUCTION .....	3
<b>LASER MODIFICATION OF MATERIALS PROPERTIES</b>	
<b>Veiko V. P., Shakhno E. A., Yakovlev E. B., Novikov B. Yu.</b> Laser-Induced Waves of an Enlightenment and Darkening in a Glassceramic .....	5
<b>Bykov N. Yu., Lukyanov G. A., Nikolaeva L. Yu.</b> Simulation of Processes of Derivation of Nanoclusters and their Evaporation on a Substrate at Pulse Laser Ablation of Metals.....	13
<b>Ilin D. V., Yakovlev E. B.</b> Analysis of Properties of a Glass at Laser Effect on the Basis of Model „Liquid—Crystal Deformed by Vacancies“ .....	18
<b>Veiko V. P., Yakovlev E. B., Orlov D. V., Ignatiev A. I., Nikonorov N. V.</b> Influence of Impurity Substances to Crystallizing Activity Glasslike of Materials under Operation of Laser Radiation .....	26
<b>LASER MICROTECHNOLOGIES</b>	
<b>Veiko V. P., Mutin T. Yu., Smirnov V. N., Shakhno E. A., Batisheche S. A.</b> Laser Clearing of Surfaces of Metals: Physical Processes and Application.....	30
<b>Mulenko S. A., Kudryavtsev Yu. V., Gorbachuk N. T., Luches A., Karikato A. P., Veiko V. P., Petrov A. A., Chuiko V. A.</b> Deposition of Thin Films of Metals Silicides by Methods PLD and LIFT .....	37
<b>Turichin G. A., Lopota V. A., Valdaitseva E. A., Pozdeeva E. Yu., Zemlyakov E. V., Savelieva K. V.</b> Control by Formation of a Microstructure at Light-Laser to Processing of Steel.....	43
<b>Sysoev V. K., Vyatlev P. A.</b> Technological Characteristics of Laser Thermocracking Process.....	48
<b>OPTICAL SYSTEMS OF LASER PROCESSING</b>	
<b>Trofimov V. A., Varentsova S. A.</b> Method of Measurement of the Pulse Shape and Profile of a Bundle of a Laser Radiation .....	51
<b>Verhoglyad A. G.</b> Optical Channel of the Laser Complex for Precision Microcontouring of Bulky Hardware Products of the Arbitrary Form .....	58
<b>Yakovlev E. B., Veiko V. P., Kirillovsky V. K., Golubok A. O., Le D. T., Zuong Z.</b> Definition of the Configuration of the Aperture Nearfield of Optical Probes on Distribution of a Light Field in a Farfield Area.....	64
<b>Chivel Yu. A., Zatyagin D. A., Smurov I. Yu.</b> A System of Monitoring of Process of a Selective Laser Sintering .....	70
INFORMATION .....	74
ABSTRACTS .....	76

*Editor-in-Chief L. F. Porfiriev*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Сфера применения лазерных микро- и нанотехнологий постоянно расширяется, включая в себя все новые области, такие как фотоника (см. тематический выпуск журнала „Известия вузов. Приборостроение“, 2004, № 10), микроматериаловедение (см. „Известия вузов. Приборостроение“, 2006, № 9) и нанотехнологии. Особый интерес в настоящее время вызывает проблема локальной модификации структуры и свойств материалов, поскольку с помощью лазерных технологий возможно создавать новые материалы и элементы в едином процессе.

Упомянутая проблематика явилась предметом традиционной Международной конференции „Фундаментальные основы лазерных микро- и нанотехнологий“, которая прошла с 25 по 28 июня 2007 г. в Санкт-Петербурге. В составе этой конференции состоялась школа „Лазерная очистка и консервация произведений искусства“.

На конференции было представлено 140 докладов (70 устных и 70 стендовых) от ученых из 25 стран мира, в том числе США, Германии, Франции, Японии, Италии, Великобритании, Украины, Белоруссии, России и др.

Все доклады были сгруппированы по сессиям:

— взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с веществом и их применение в микро- и нанотехнологиях,

— лазерная диагностика и спектроскопия,

— лазерные технологии в материаловедении,

— взаимодействие лазерного излучения с биологическими тканями,

— лазерное формирование наноструктур и их исследование.

Материалы конференции опубликованы на английском языке в выпуске „Proceedings of the SPIE“, 2008, т. 6985. Часть докладов опубликована в журнале „Laser Physics“, 2008, № 4 и „Оптическом журнале“, 2008, № 6.

Для издания в настоящем выпуске журнала были отобраны доклады русскоязычных участников конференции, в которых затронуты основные рассмотренные на конференции темы. Статьи разбиты по следующим разделам:

— лазерная модификация свойств материалов,

— лазерные микротехнологии,

— оптические системы лазерной обработки.

Надеемся, что читатели выпуска получат некоторые представления об уровне развития лазерных микро- и нанотехнологий в России.

*Заведующий кафедрой лазерных технологий  
Санкт-Петербургского государственного университета  
информационных технологий, механики и оптики  
доктор технических наук, профессор В. П. ВЕЙКО,  
доктор технических наук, профессор Е. Б. ЯКОВЛЕВ*

## INTRODUCTION

The areas of laser micro- and nanotechnologies applications are constantly expanding, including novel fields such as photonics (look special issue of this Journal, 2004, N 10), micromaterial science (look special issue of this Journal, 2006, N 9) nanotechnologies etc. The problem of a local structure and properties changing take a special interest now in view of possibility to create new materials and component in the same process by laser technologies.

All above mentioned subjects were presented at the traditional International Conference „Fundamentals of Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies“, which took place at June 25—28, 2007 at Saint-Petersburg. Special workshop „Laser cleaning and art restoration“ also took place in frames of the Conference.

During the Conference 140 papers (including 70 orals and 70 posters) were presented from scientists of 25 countries, including USA, Germany, France, Japan, Italy, UK, Ukraine, Belarus, Russia etc.

The FLAMN Conference subjects included:

- laser-assisted diagnostics and spectroscopy,
- laser technology in material sciences,
- ultra short laser pulses - interaction with a matter and application in micro- and nanotechnologies,
- interaction of laser radiation with soft and bio materials,
- laser-assisted nanostructures formation and investigation.

Full collected papers of FLAMN Conference is recently published in the „Proceedings of the SPIE“, 2008, vol. 6985. Some selected papers from the Conference are also published in „Laser Physics“ Journal, 2008, N 4 (in English), and „Optical Journal“, 2008, N 6 (in Russian).

For publication in this special issue papers of russian participants of above mentioned Conference are selected.

For convenience, all the pages are arranged into 3 parts:

- laser-induced modifications of solid surfaces,
- laser microtechnologies,
- lasers and optical systems for material processing.

The editors hope that readers of issue could have some impressions about laser micro- and nanotechnology in Russia.

The editors express gratitude to all the institutions and persons who have contributed to organizing, supporting and holding the Conference and this issue especially.

*Doctor of Technical Science, Professor V. P. VEIKO,  
Doctor of Technical Science, Professor E. B. YAKOVLEV*

---

---

# ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ

---

---

УДК 536.42; 539.213.27

В. П. ВЕЙКО, Е. А. ШАХНО, Е. Б. ЯКОВЛЕВ, Б. Ю. НОВИКОВ

*Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики*

## ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОЛНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ И ПОТЕМНЕНИЯ В СТЕКЛОКЕРАМИКЕ

Показано, что при воздействии на стеклокерамику лазерного излучения с длиной волны, на которой исходная поликристаллическая фаза непрозрачна, а соответствующая стеклофаза прозрачна, за счет лазерно-индуцированного структурно-фазового перехода из кристаллического состояния в аморфное (и обратно) возможна ситуация, при которой под действием непрерывного излучения в среде возникает режим автоколебательных изменений прозрачности, и соответственно в ней распространяются волны просветления и потемнения.

**Введение.** Известно, что лазерный нагрев стеклокерамики приводит к изменению ее структурно-фазового состояния [1]. Локальная аморфизация (стеклование) стеклокерамики, находящейся в кристаллической фазе, приводит к локальному изменению ее свойств — физических (в частности, плотности) и оптических (в частности, прозрачности в видимом и ближнем ИК-диапазонах), что создает широкие перспективы для создания элементов фотоники и микрооптики [1, 2].

На рис. 1 приведены фотографии микролинзового раstra, полученного в стеклокерамической пластине толщиной 0,6 мм методом локальной лазерной аморфизации. Режим обработки материала: плотность мощности излучения CO<sub>2</sub>-лазера 10<sup>6</sup> Вт/м<sup>2</sup>, начальная температура 600 °С; рис. 1, *а* — фотография внешнего вида, *б* и *в* — изображения, полученные при помощи данного раstra. Возможность возвращения материала в исходную поликристаллическую фазу при повторном воздействии лазерного излучения (обратная кристаллизация) еще больше расширяет возможности этого метода и интерес к нему.

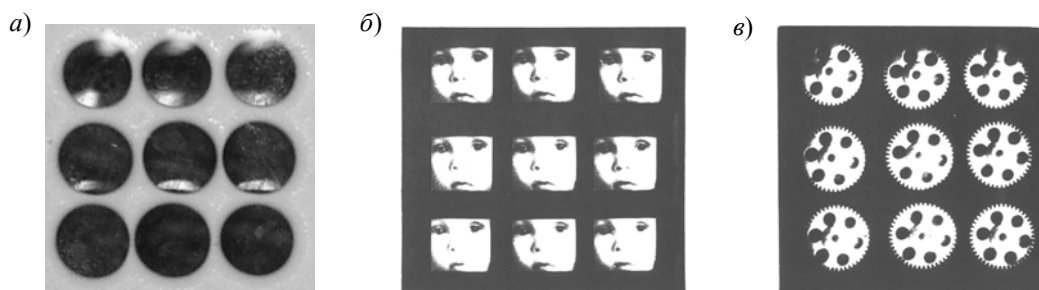


Рис. 1

Эффект просветления и потемнения изучался и был подробно представлен в работах групп П. А. Скибы (см., например, [2]) и В. П. Вейко (см., например, [1]), в которых рассматривалось воздействие излучения  $\text{CO}_2$ -лазера на ситалл СТ-50-1, приводящее к аморфизации (стеклованию) поликристаллического ситалла, а также к кристаллизации соответствующего стекла, находящегося в аморфном состоянии, при более мягких режимах облучения. Длина волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера (10,6 мкм) лежит в области фундаментального поглощения силикатной стеклокерамики, поэтому поглощательная способность стеклокерамики на этой длине волны, практически одинаковая в аморфном и кристаллическом состоянии, весьма велика.

При воздействии на стеклокерамику излучения видимого и ближнего ИК-диапазона ситуация существенно изменяется. На рис. 2 представлена принципиальная схема роста аморфизированной области ситалла СТ-50-1 при воздействии излучения  $\text{CO}_2$  (а) и YAG:Nd-лазера (б), где кривая 1 — границы фронта аморфизации (оптической прозрачности); 2 — температура среды приблизительно равна температуре плавления; 3 — температура выше температуры плавления; 4 — зона поглощения излучения. Поглощательная способность стеклокерамики в кристаллическом состоянии вследствие сильного рассеяния достаточно велика, что приводит к быстрому разогреву облученной области. Однако по достижении температуры плавления вещество переходит в расплавленное стеклообразное состояние, и в области воздействия лазерного излучения его поглощательная способность уменьшается. В результате зона поглощения смещается к границе фронта просветления. Таким образом, резкое изменение оптических свойств материала приводит к радикальному изменению поглощения света, а также распределения падающего светового потока, температурного поля и кинетики структурных изменений. Кроме того, возникновение обратных связей между темпом разогрева и оптическими свойствами (поглощательной способностью и показателем поглощения) приводит к возникновению специфических термооптических эффектов.

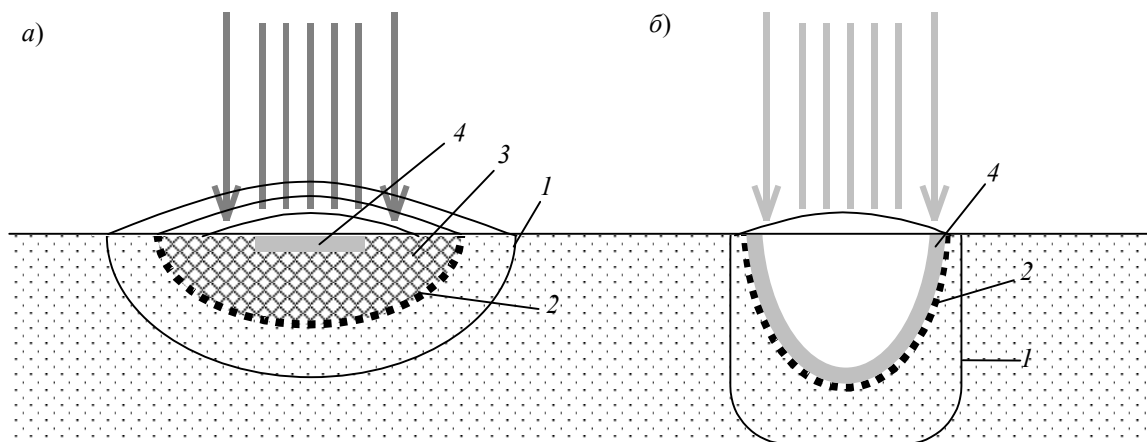


Рис. 2

Рассмотрению указанных особенностей фазовых переходов в ситалле под действием излучения YAG:Nd-лазера непрерывного действия и посвящена настоящая работа.

**Эксперимент.** Экспериментальное исследование было направлено на изучение кинетики пространственно-временных изменений прозрачности стеклокерамики — образование и распространение в ней волны просветления (и потемнения). Для исследования пространственных изменений в стеклокерамике использовалась схема, основанная на наблюдении через микроскоп и видеорегистрации явлений, происходящих в области воздействия излучения лазера на стеклокерамику. На рис. 3 представлена экспериментальная установка для исследования движения фронта просветления и временных изменений структуры стеклокерамики, где 1 —  $\text{CO}_2$ - или YAG:Nd-лазер, 2 — затвор, 3 — He-Ne-лазер, 4 — измеритель мощности, 5 — диафрагма, 6 — зеркало, 7 — цифровой пирометр, 8 и 11 — ZnSe-линза, 9 — образец,

10 — подогреваемый координатный стол, 12 — фотоприемный элемент, 13 — осциллографическая приставка, 14 — микроскоп, 15 — видеокамера, 16 — компьютер.

Для исследования временных изменений структуры стеклокерамики применялась другая схема, реализованная на той же установке (рис. 3). Определение интенсивности лазерного излучения, проходящего сквозь зону модификации и падающего на фотодиод, позволяет судить о протекании процессов фазово-структурной перестройки. Измерение температуры и скорости нагрева и остывания материала при воздействии лазерного излучения производилось при помощи быстродействующего цифрового оптического микропирометра [3].

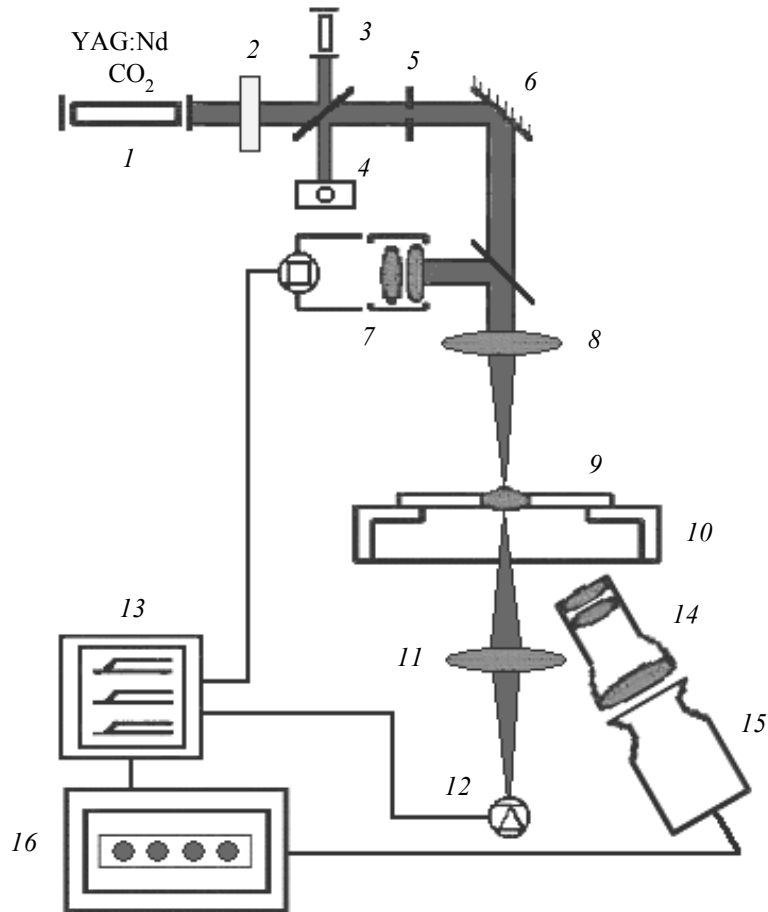


Рис. 3

Исследование кинетики структурных изменений в стеклокерамике под действием излучения непрерывного YAG:Nd-лазера выявило ряд принципиальных отличий от случая применения излучения CO<sub>2</sub>-лазера. Одной из наиболее важных является возможность формирования аморфизированных областей большой глубины в ситалле (большой радиуса аморфизированной области) при использовании излучения YAG:Nd-лазера, что невозможно было получить с помощью CO<sub>2</sub>-лазера. Такое отличие определяется смещением зоны поглощения в глубь материала на границу фронта плавления—аморфизации—просветления по ходу луча под воздействием излучения YAG:Nd-лазера в отличие от чисто теплового воздействия с поглощением в поверхностном слое материала при воздействии излучения CO<sub>2</sub>-лазера.

На рис. 4 приведены характерные зависимости диаметра  $d$  (а) и глубины  $h$  (б) аморфизированной области от времени воздействия излучения лазеров при эквивалентных поглощенных плотностях мощности излучения (1 — для CO<sub>2</sub>-лазера  $10^7$  Вт/м<sup>2</sup>, 2 — для YAG:Nd-лазера  $18 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>), при размере поперечного сечения лазерного пучка в

плоскости обработки 1,5 мм и предварительном нагреве приблизительно до 600 °С. Очевидны различия в кинетике геометрических параметров области аморфизации, обусловленные различным характером взаимодействия излучений CO<sub>2</sub>- и YAG:Nd-лазеров с разными фазами ситалла СТ-50-1.

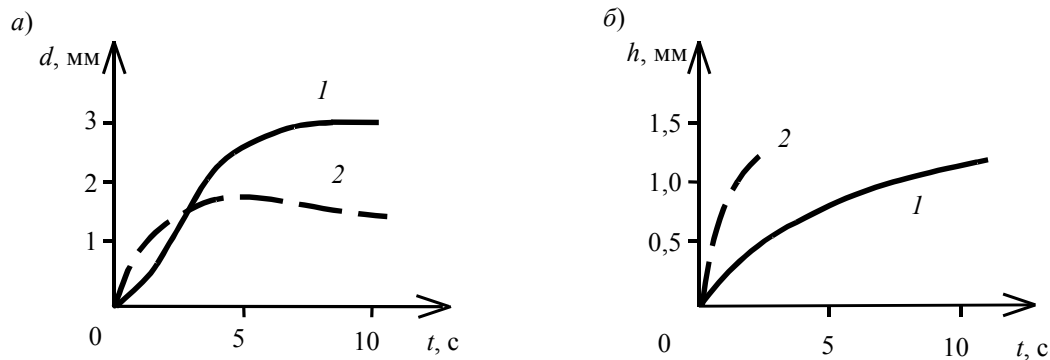


Рис. 4

Наиболее интересным из наблюдавшихся явлений при воздействии излучения YAG:Nd-лазера оказалось возникновение режима колебательного изменения пропускания  $\tau$  пластины ситалла в облученной области (рис. 5). Такие волны просветления в пластинах ситалла толщиной 0,6 мм были получены в наших экспериментах при следующих условиях: плотность мощности излучения YAG:Nd-лазера —  $6 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>; диаметр пучка излучения в плоскости обработки — 300 мкм; перед облучением использовался дополнительный подогрев до температуры 450 °С. Отметим наличие периодов стабильного фазового состояния материала  $t_{\text{стаб}}$  между периодами протекания процессов аморфизации  $t_{\text{ам}}$  и кристаллизации  $t_{\text{кр}}$ .

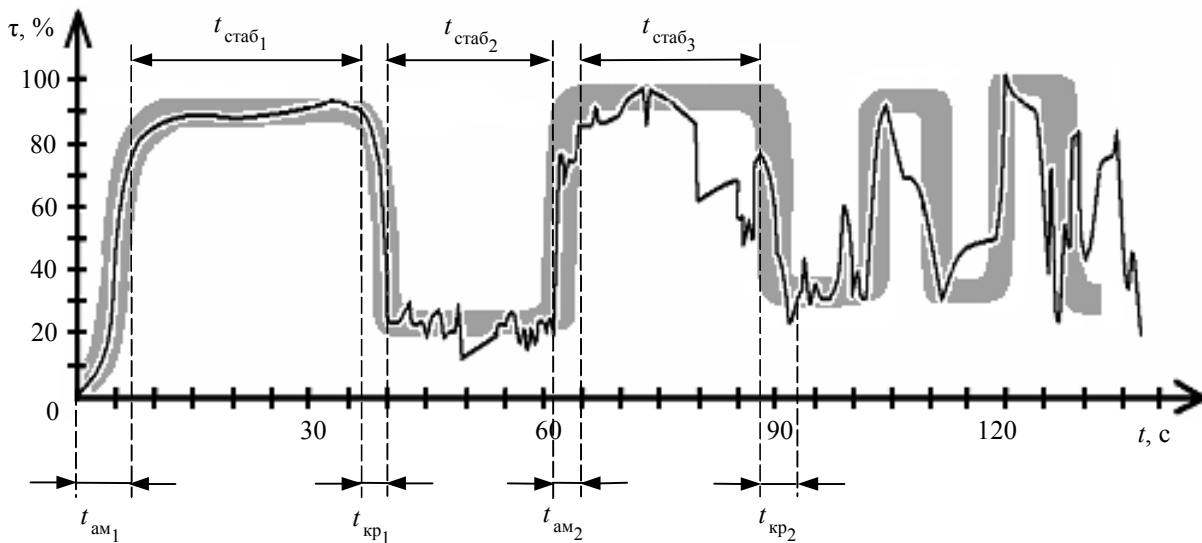


Рис. 5

Проведенные исследования позволили составить следующую принципиальную картину изменения прозрачности в стеклокерамике при воздействии излучения непрерывного YAG:Nd-лазера в сравнении с использованием излучения CO<sub>2</sub>-лазера.

В случае воздействия излучения CO<sub>2</sub>-лазера, которое поглощается в тонком слое на поверхности стеклокерамики, толщина расплавленной области определяется теплопроводностью. Температура материала на границе этой области соответствует температуре плавления. Внутри области температура повышается по мере увеличения времени воздействия излучения, причем максимальная температура локализуется в области поглощения излучения на поверхности стеклокерамической пластины. Поскольку размеры расплавленной области определяются теплопроводностью, то в процессе проплавления стеклокерамики в глубь пластины



расплавленная область расширяется также и радиально. После полного проплавления пластины (ее просветления) процесс поглощения излучения и радиального расширения расплавленной области продолжается до достижения стационарного температурного поля всей заготовки.

При воздействии излучения непрерывного YAG:Nd-лазера процесс просветления стеклокерамической пластины происходит следующим образом. Сначала излучение также поглощается поверхностным слоем пластины и вызывает ее нагревание вблизи области поглощения. Но как только температура поверхностного слоя достигает температуры плавления, эта расплавленная область становится прозрачной для излучения. Пройдя ванну расплава беспрепятственно вглубь, излучение поглощается в кристаллической части стеклокерамики на переднем фронте изотермы плавления (аморфизации).

Температура как в области расплава, так и вне его, таким образом, не превышает температуры плавления, достигая максимального значения в области поглощения — непосредственно на фронте просветления. Глубина расплавленной области в этом случае определяется не теплопроводностью, а повышением прозрачности материала до фронта плавления. Соответственно радиальное расширение области расплава определяется значительным рассеянием, характерным для стеклокерамики в этой области спектра.

По мере проплавления глубже расположенных слоев стеклокерамики область поглощения смещается вниз. Когда толщина оставшегося кристаллического слоя пластины под ванной расплава становится сравнимой с глубиной проникновения излучения в стеклокерамику ( $1/\alpha = 105$  мкм [1], где  $\alpha$  — показатель поглощения), процесс замедляется вследствие уменьшения поглощения.

При полном проплавлении стеклокерамической пластины на всю глубину она становится совершенно прозрачной в области воздействия излучения, пучок проходит через нее без поглощения и процесс нагревания прекращается. После этого вследствие постепенного оттока тепла из нагретой (расплавленной) области происходит возникновение кристаллических структур в расплаве стеклокерамики. Поглощательная способность ситалла резко увеличивается, а прозрачность уменьшается. Стеклокерамика опять начинает поглощать излучение, и процесс повторяется. Таким образом, изменение пропускания получает колебательный характер.

**Анализ экспериментальных результатов.** Дальнейшее исследование этого процесса проводилось в рамках теоретической термооптической модели, предложенной для рассмотрения взаимосвязанных процессов локального нагревания стеклокерамической пластины при поглощении ею лазерного излучения и изменении поглощательной способности (фазового состояния) в зависимости от температуры в области воздействия. При проведении расчетов были сделаны следующие основные допущения.

1. Температура стеклокерамической пластины принималась постоянной по толщине. Возможность применения такого допущения оправдывается тем, что пластина является термически тонкой: предварительные вспомогательные расчеты показали, что перепад температур по толщине пластины через 10 с не превышает 17 %. В расчетах принималось, что пластина насквозь проплавлена, если средняя по толщине температура в центре облученной области достигает значения температуры плавления (поскольку при воздействии YAG:Nd-лазера температура в расплавленной области примерно равна температуре плавления, а вне ее — ниже температуры плавления). Аналогичным образом принималось, что пластина кристаллизовалась, если ее средняя по толщине температура в центре облученной области упала до значения температуры кристаллизации.

2. Затраты тепла на плавление и выделение энергии при кристаллизации не учитывались. Такое допущение, естественно, несколько изменяет расчетные количественные характеристики, но не искажает качественно картину процесса. Использование этого допущения связано с отсутствием у нас достоверных данных как о собственно величине удельных энергий

плавления и кристаллизации, так и об их изменении во время периодического процесса плавление—кристаллизация в связи с наблюдавшимся эффектом неполной кристаллизации.

3. Поглощательная способность считалась постоянной на протяжении каждой ступени процесса, в действительности поглощательная способность несколько изменяется, что связано, во-первых, с достаточно большой глубиной проникновения излучения волны данной длины в стеклокерамику ( $\sim 0,1$  мм), и во-вторых, с трехмерным характером плавления и кристаллизации.

4. Плотность мощности излучения считалась постоянной в пределах облученной области. Это допущение не искажает общего характера полученных результатов. Кроме того, методика расчета предполагает возможность учета любого пространственного распределения плотности мощности излучения.

5. Потери тепла в окружающую среду не принимались во внимание.

Таким образом, изменение структурных и оптических свойств облучаемой стеклокерамической пластины в области воздействия (изменение фазового состояния и поглощательной способности) определяется по значению средней по толщине температуры пластины в центре облученной области  $T$ .

Температура  $T$  определяется из задачи нагревания до температуры плавления  $T_{пл}$  при поглощении излучения, после чего поглощение прекращается (вследствие стеклования ситалла) и происходит остывание пластины до температуры кристаллизации  $T_{кр}$  за счет радиального теплоотвода, после чего вещество кристаллизуется, поглощение резко возрастает (до прежнего значения или близкого к нему), и процесс повторяется. Таким образом, процесс является существенно нелинейным, поскольку поглощательная способность изменяется с температурой, а кинетика изменения поглощающей способности зависит от времени достижения значений  $T_{пл}$  и  $T_{кр}$ .

Задача была решена методом источников. Результаты решения приведены в таблице.

#### Результаты решения задачи лазерного локального нагревания стеклокерамической пластины

Стадия процесса		Выражение для температуры в интегральном виде	Значение времени	Формула
№ цикла	Характер изменения температуры			
1	Нагревание и плавление (поглощение излучения)	$T = \int_0^t F dt' + T_{нач}$	$0 \leq t \leq t_1^{пл}$	(1)
	Остывание и кристаллизация (стеклокерамика прозрачна)	$T = \int_0^{t_1^{пл}} F dt' + T_{нач}$	$t_1^{пл} \leq t \leq t_1^{кр}$	(2)
2	Нагревание и плавление (поглощение излучения)	$T = \int_0^{t_1^{пл}} F dt' + \int_{t_1^{кр}}^t F dt' + T_{нач}$	$t_1^{кр} \leq t \leq t_2^{пл}$	(3)
	Остывание и кристаллизация (стеклокерамика прозрачна)	$T = \int_0^{t_1^{пл}} F dt' + \int_{t_1^{кр}}^{t_2^{пл}} F dt' + T_{нач}$	$t_2^{пл} \leq t \leq t_2^{кр}$	(4)

$$T = \frac{q(1-R)t}{\rho ch} \left[ 1 - E_2 \left( \frac{r_0^2}{4at} \right) \right] + T_{нач}, \quad (1)$$

$$T = \frac{q(1-R)t}{\rho ch} \left[ 1 - E_2 \left( \frac{r_0^2}{4at} \right) + \frac{t - t_1^{пл}}{t} E_2 \left( \frac{r_0^2}{4a(t - t_1^{пл})} \right) \right] + T_{нач}, \quad (2)$$

$$T = \frac{q(1-R)t}{\rho ch} \left[ 1 - E_2 \left( \frac{r_0^2}{4at} \right) + \frac{t-t_1^{\text{пл}}}{t} E_2 \left( \frac{r_0^2}{4a(t-t_1^{\text{пл}})} \right) + \frac{t-t_1^{\text{кп}}}{t} (1-\gamma) - \right. \\ \left. - \frac{t-t_1^{\text{кп}}}{t} (1-\gamma) E_2 \left( \frac{r_0^2}{4a(t-t_1^{\text{кп}})} \right) \right] + T_{\text{нач}}, \quad (3)$$

$$T = \frac{q(1-R)t}{\rho ch} \left[ 1 - E_2 \left( \frac{r_0^2}{4at} \right) + \frac{t-t_1^{\text{пл}}}{t} E_2 \left( \frac{r_0^2}{4a(t-t_1^{\text{пл}})} \right) + \frac{t-t_1^{\text{кп}}}{t} (1-\gamma) - \right. \\ \left. - \frac{t-t_1^{\text{кп}}}{t} (1-\gamma) E_2 \left( \frac{r_0^2}{4a(t-t_1^{\text{кп}})} \right) + \frac{t-t_2^{\text{пл}}}{t} (1-\gamma) E_2 \left( \frac{r_0^2}{4a(t-t_2^{\text{пл}})} \right) \right] + T_{\text{нач}}. \quad (4)$$

Приняты следующие обозначения:

$$F = 2\pi \int_{r=0}^{r_r} \frac{q(1-R)}{\rho ch} \frac{\exp \left[ -\frac{r^2}{4a(t-t')} \right]}{4\pi a(t-t')} r dr,$$

$q = \frac{P}{\pi r_0^2}$  — плотность мощности падающего излучения,  $P$  — мощность излучения,  $R$  — коэффициент отражения,  $\rho$ ,  $c$ ,  $a$  — плотность, теплоемкость, температуропроводность стеклокерамической пластины соответственно,  $h$  — ее толщина,  $r$  — расстояние от центра облученной области,  $r_r$  — радиус области тепловыделения в облученной пластине,  $\gamma$  — остаточное пропускание пластины. В расчетах вследствие большого рассеяния излучения YAG:Nd-лазера в стеклокерамике принималось  $r_r = r_0 + (1-2)\delta$ , где  $r_0$  — радиус облученной области,  $\delta$  — глубина проникновения излучения в кристаллическую фазу стеклокерамики.

На рис. 6 представлено расчетное изменение средней по толщине температуры  $T$  пластины СТ-50-1 толщиной 0,6 мм в центре облученной области (1) (при начальной температуре  $T_{\text{нач}}$ ) и соответствующая ему качественная зависимость изменения пропускания  $\tau$  пластины во времени (2). Расчет приведен для случая  $P = 4,2$  Вт,  $T_{\text{нач}} = 450$  °С,  $r_r = 0,45$  мм. Учтено остаточное пропускание пластины со второго цикла — 0,1.

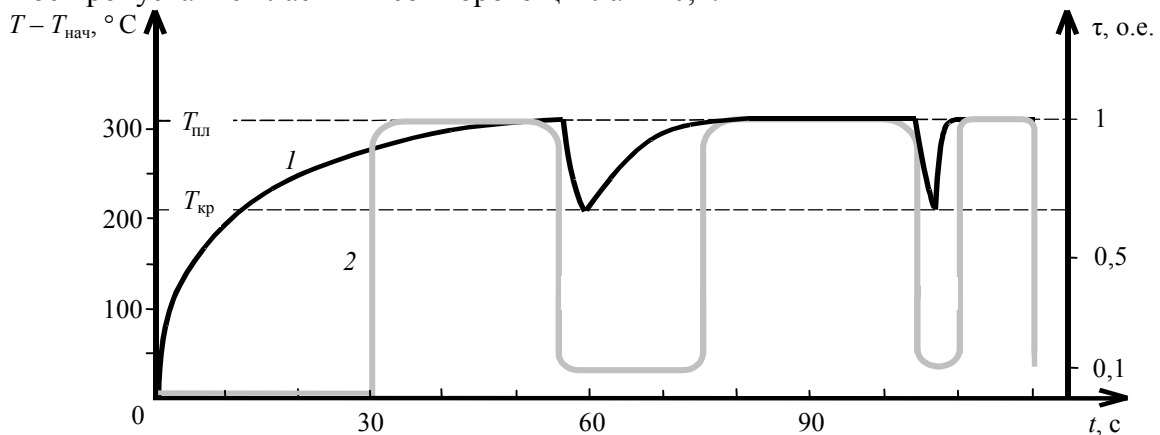


Рис. 6

В результате проведенных вычислений показано, что скачкообразное изменение поглощательной способности в зависимости от температуры приводит к колебательному характеру

изменения пропускания во времени. Динамика процесса, т.е. продолжительность циклов поглощение—пропускание, в значительной степени определяется мощностью излучения, величиной рассеяния, а также величиной остаточной прозрачности, наблюдаемой после первой кристаллизации. Продолжительность циклов непостоянна, для использованных в эксперименте и расчете данных она снижается от цикла к циклу.

**Заключение.** Кинетика просветления ситалла под воздействием излучения непрерывного YAG:Nd-лазера с длиной волны 1,06 мкм для воздействия на стеклокерамические материалы существенно иная, нежели при излучении CO<sub>2</sub>-лазера. Причина различий заключается в том, что оптические свойства стеклокерамики в ближней ИК-области определяются ее фазовым состоянием: кристаллическая фаза поглощает излучение, а расплавленная — пропускает. Что касается излучения дальнего ИК-диапазона (CO<sub>2</sub>-лазер), то оно практически одинаково поглощается как в кристаллической, так и в расплавленной фазе стеклокерамики. Таким образом, характер оптических и термических явлений, наблюдаемых при облучении стеклокерамики YAG:Nd-лазером, существенно иной, нежели при облучении CO<sub>2</sub>-лазером. Основные особенности процесса здесь определяются нелинейным характером нагрева вследствие наличия обратных связей между оптическими и термическими характеристиками — поглощательной способностью и температурой материала.

Одним из наиболее ярких примеров проявления этой нелинейности является обнаруженный экспериментально и смоделированный математически колебательный характер изменения пропускания облучаемой области стеклокерамической пластины во времени при локальном воздействии YAG:Nd-лазера.

Обнаруженные явления открывают возможности создания новых типов элементов и устройств: от оптических переключателей до биочипов. Пример структуры элемента приведен на рис. 7, здесь *a* — сочетание модифицированных областей, где *1* — непрозрачная поликристаллическая фаза (керамика), *2* — прозрачная аморфная фаза (стекло); *б* — фотографии структуры типа „канал с мостиком“, полученной методом фазово-структурной модификации ситалла СТ-50-1, где *1* — исходный образец, *2* — аморфизированная область, *3* — получение „мостика“ обратной кристаллизации.

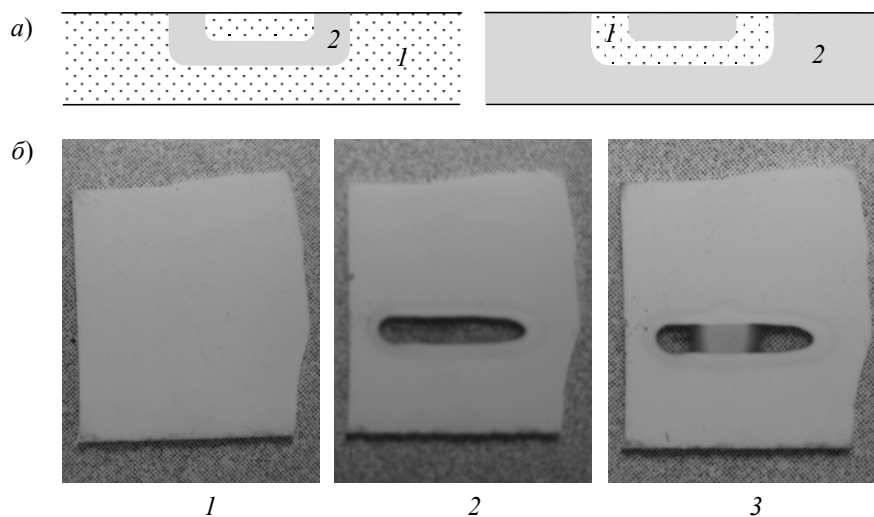


Рис. 7

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ.5967.2006.8, РФФИ 07-02-00887а, Госконтракта РНП 2.1.1.784 и частично при поддержке гранта НАТО СВР. ЕАР.CLG 982748.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вейко В. П., Кусеу К. Лазерная аморфизация стеклокерамик: основные закономерности и новые возможности изготовления микрооптических элементов // Квант. электрон. 2007. Т. 37, № 1. С. 92—98.
2. Скиба П. А. Лазерная модификация стекловидных материалов. Минск: БГУ, 1999.
3. Veiko V. P., Yakovlev E. B., Kromin A. K., Chuiko V. A. et al. Laser technologies for miniature optical elements: approaches and solutions // Proc. SPIE. 1993. Vol. 1992. P. 114—127.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

УДК 533.6.011

Н. Ю. БЫКОВ, Г. А. ЛУКЬЯНОВ, Л. Ю. НИКОЛАЕВА

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ  
И ИХ НАПЫЛЕНИЯ НА ПОДЛОЖКУ  
ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ**

Предложена комплексная модель, описывающая процессы образования кластеров в облаке пара продуктов лазерной абляции и их осаждения на плоской подложке при формировании тонкой пленки. Выполненные численные исследования позволяют установить общие закономерности между параметрами течения пара (включая параметры кластеров) и свойствами получаемых пленок.

**Введение.** Одним из перспективных направлений развития nanoиндустрии является разработка технологий напыления пленок, обладающих особыми свойствами. Пленки, содержащие нанокластеры, находят широкое применение в оптике, микроэлектронике и машиностроении [1, 2]. Они являются основным продуктом соответствующих нанотехнологий, включающих процессы формирования наночастиц, их транспортировки к подложке и непосредственно осаждения на ней.

Распространенным методом получения пучков нанокластеров является импульсная лазерная абляция (ЛА) материалов [1]. Лазерная абляция включает разнообразные взаимосвязанные процессы: поглощение лазерного излучения материалом мишени, нагрев и испарение вещества, разлет облака пара продуктов ЛА, сопровождающийся его охлаждением и образованием наночастиц, взаимодействие потока атомов и кластеров с поверхностью подложки и формирование покрытия. Вследствие сложности технологии получения пленок методом ЛА полной модели, связывающей начальные параметры (параметры излучения и материала мишени) со свойствами конечного продукта (пленки), в настоящее время не существует. Разработка модели для широкого диапазона технологических параметров оказывается трудоемкой задачей в связи с необходимостью использования разных моделей абсорбции лазерного излучения веществом и нагрева мишени в зависимости от длительности и энергии лазерного импульса, а также из-за отсутствия полной информации о природе и механизмах появления кластеров в потоке испаренного материала, сложности описания возникающего при ЛА течения в вакуум или разреженный газ вследствие его неравновесного характера и пр.

В настоящей работе представлена полная модель формирования пленки методом ЛА для случая импульсов лазерного излучения умеренной интенсивности наносекундного диапазона.

Модель позволяет проводить мониторинг всего процесса ЛА и получать данные как о параметрах облучаемой мишени и возникающего течения испаренного материала, так и о свойствах образующихся в паре кластеров и пленки, формирующейся на подложке. С использованием модели численно исследована задача образования, роста и осаждения на поверхности атомов и нанокластеров ниобия при ЛА в вакуум в модельной (упрощенной) постановке.

**Модели и методы исследования.** Предлагаемая модель состоит из трех частей: поглощения лазерного излучения и нагрева мишени, газодинамической модели движения пара с учетом процессов кластеризации и осаждения пара на подложку. Подробное описание первых двух моделей дано в работе [3].

Поглощение излучения твердым материалом описывается законом Ламберта—Бэра. Для описания теплового состояния материала мишени используется одномерное нестационарное уравнение теплопроводности с объемным источником тепла, записанное в системе координат, связанной с движущимся фронтом испарения. Предполагается, что с поверхности мишени испаряются только атомы, их функция распределения по скоростям является полумаксвелловской. Свойства потока испаряющихся атомов определяются в соответствии с законом Герца—Кнудсена, для определения зависимости давления насыщенного пара от температуры используется уравнение Клапейрона—Клаузиуса. Температура поверхности определяется из решения уравнения теплопроводности.

Газодинамическая модель движения продуктов ЛА занимает центральное место в общей модели процесса, так как предполагается, что формирование нанокластеров происходит на этапе расширения пара. Для моделирования разлета испаренного с поверхности материала используется метод прямого статистического моделирования Монте-Карло [4]. Его сущность заключается в моделировании течения газа меньшим по отношению к реальному числом „вычислительных“ атомов. В программе расчета реализована схема столкновений без временного счетчика (NTC-схема). Механика столкновений соответствует модели твердых сфер. Тепловая и газодинамическая задачи решаются на каждом временном шаге последовательно. Их согласование осуществляется с помощью граничных условий на поверхности мишени. В процессе прямого моделирования для данного временного шага определяется поток частиц, направленных на поверхность. Найденное значение используется на следующем временном шаге для определения полного потока и скорости движения фронта испарения.

Для описания образования кластеров в облаке испаренного вещества используется модель, предложенная в [5]. Согласно этой модели, все частицы являются нейтральными; кластеры образуются в результате столкновений частиц. При этом учитываются следующие процессы:

- 1) упругое столкновение атомов  $A + A \longrightarrow A' + A'$ ,
- 2) рекомбинация атомов  $A + A + A \longrightarrow A_2' + A'$ ,
- 3) ассоциация кластера и атома  $A_i + A \longrightarrow A_k' (k = i + 1)$ ,
- 4) ассоциация кластеров  $A_i + A_j \longrightarrow A_k' (k = i + j)$ ,
- 5) испарение мономера из кластера  $A_k \longrightarrow A_{k-1}' + A$ .

Здесь индекс „'“ относится к частицам после столкновения. Каждый кластер  $A_k$  характеризуется числом атомов  $k$ , массой, радиусом, числом вращательных и колебательных степеней свободы, поступательной скоростью, внутренней энергией (связанной с вращением кластера и колебаниями атомов в нем) и энергией связи. Для определения радиуса кластера используется модель жидкой сферической капли [1]. Считается, что кластеры обладают полностью возбужденными вращательными и колебательными степенями свободы. Энергообмен при столкновениях описывается моделью Ларсена—Боргнакке, основанной на принципе равномерного распределения энергии по степеням свободы [4]. Модель испарения наночастицы предполагает

развал кластера путем последовательного испарения атомов. Данная модель базируется на использовании приближенной (оценочной) формулы теории Райса—Рамспергера—Касселя, определяющей скорость распада многоатомных молекул в процессе 5 [6].

Для определения температуры подложки используется нестационарное одномерное уравнение теплопроводности

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} - \omega \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right),$$

со следующими граничными условиями: при  $x = 0$  (на поверхности подложки)  $\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -q_s$ ;

при  $x \rightarrow \infty$  —  $\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0$ . Здесь  $\rho$ ,  $c$ ,  $\lambda$  — плотность, теплоемкость и коэффициент теплопро-

водности материала соответственно,  $q_s$  — поток энергии, определяемый процессами осаждения на подложке частиц и испарения атомов с ее поверхности. Ось  $x$  направлена внутрь подложки перпендикулярно ее поверхности. Скорость нарастания поверхности подложки вследствие осаждения на ней пленки  $\omega$  определяется соотношением  $\omega = mF_s/\rho$ , где  $m$  — масса атома осаждающегося вещества,  $F_s$  — полный поток атомов на единицу площади поверхности подложки, равный разности потоков падающих атомов и атомов, испаряющихся с поверхности подложки ( $F_s$  включает в себя поток как атомов, так и кластеров). Поток испаряющихся атомов, определяющийся в соответствии с законом Герца—Кнудсена, зависит от температуры поверхности подложки (в рассматриваемых условиях он пренебрежимо мал). Так же, как и для модели нагрева и испарения мишени, производится согласование тепловой и газодинамической задач.

**Результаты и обсуждение.** Задача решалась в одномерной постановке, т.е. предполагалось, что параметры течения изменяются только в направлении, перпендикулярном плоскости мишени и подложки. Рассматривалась абляция плоской ниобиевой мишени. Лазерный импульс имел временной профиль гауссовой формы с характерной шириной на полувысоте (FWHM)  $\tau_L = 13$  нс и плотностью энергии лазерного импульса  $5$  Дж/см<sup>2</sup>. Физические свойства ниобия и их зависимости от температуры взяты из работы [5]. Начальная температура подложки составляла  $300$  К.

Лазерное излучение поглощается материалом мишени. Мишень нагревается, температура поверхности растет. В рассматриваемом случае максимум температуры достигается через  $1$ — $2$  нс после прохождения пика излучения импульса. Начиная с некоторого момента времени поток испаряемых частиц становится существенным, и вблизи поверхности формируется облако пара атомарного ниобия. В силу импульсного характера излучения в поле течения появляется область с максимальной плотностью, смещающаяся по направлению к подложке. Облако расширяется, вследствие чего охлаждается, в поле течения возникают процессы формирования и роста нанокластеров. С течением времени атомы и кластеры достигают подложки, формируя пленку.

Для общей характеристики процесса удобно использовать ряд интегральных параметров. Средняя температура поверхности  $T_{av}$  мишени при ЛА, определенная как  $T_{av} = \sum T_i N_i / \sum N_i$  (где  $T_i$  — значение температуры поверхности, соответствующее временному шагу  $i$ ,  $N_i$  — число атомов, испаренных поверхностью на этом шаге), равняется  $5920$  К, характерная плотность испаренного атомарного пара над поверхностью  $n_{av} = 4N / (u_T \tau_L)$  (где  $N$  — общее число испаренных атомов с единицы площади,  $u_T = (8k_B T_{av} / \pi m)^{1/2}$  — средняя тепловая скорость частиц) равна  $2,55 \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>. При данной энергии лазерного импульса с поверхности мишени уносится около двух монослоев атомарного ниобия. С целью определения

степени разреженности возникающего течения введем число Кнудсена  $Kn=l_{av}/l$  ( $l_{av}$  — длина свободного пробега, определенная по  $n_{av}$ ,  $l$  — толщина кнудсеновского слоя). Для рассматриваемого случая  $Kn=0,007$ , что соответствует переходному режиму течения пара.

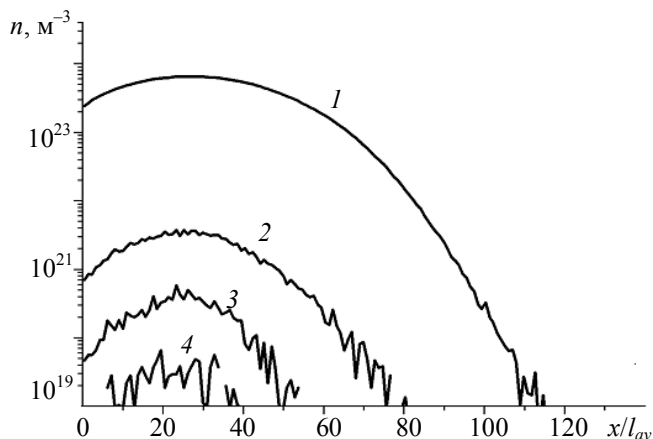


Рис. 1

На рис. 1 приведены распределения концентрации атомов (1) и кластеров с числом атомов  $k=2$  (2), 3 (3), 4 (4) при  $t/\tau_L=6$  (где  $t$  — текущее время). Кластеры образуются в центральной части облака пара, где концентрация атомов наибольшая. В области, наиболее удаленной от мишени, кластеры отсутствуют, пар является атомарным. Благодаря этому на поверхность подложки с течением времени сначала попадают только атомы, затем атомы и кластеры, причем максимальные потоки кластеров и атомов будут зарегистрированы на подложке приблизительно одновременно. В одинаковых

точках течения скорость атомов и кластеров оказывается приблизительно равной. При этом скорость потока возрастает линейно от поверхности мишени к поверхности подложки.

Степень кластеризации  $\alpha_s$  (массовая доля кластеров в паре) в рассматриваемой задаче не превышает 1,2 %. Образуются только небольшие кластеры с числом атомов не более семи. Косвенно об этом свидетельствует переходный по числу Кнудсена характер рассматриваемого течения, при котором числа столкновений частиц в потоке недостаточно для формирования крупных кластеров.

Распределение кластеров по размерам в разные моменты времени представлено на рис. 2. Основную часть составляют димеры, доля более крупных частиц уменьшается с ростом их размера. Образование кластеров происходит при  $t/\tau_L \cong 1,8-3$ , степень кластеризации быстро возрастает и достигает 0,9 %. Затем следует стадия разлета с „замороженным“ составом пара. Результаты, приведенные на рис. 2, показывают, что распределение кластеров по размерам при  $t/\tau_L=3$  и 6 отличается незначительно.

На рис. 3 представлена зависимость толщины слоя осажденного ниобия от времени. В рассмотренном случае формируется тонкое покрытие, близкое по толщине к моноатомарному ( $x/d_a=1,7$ ,  $d_a$  — диаметр атома ниобия).

На рис. 4 приведено изменение во времени суммарного потока энергии частиц через поверхность подложки (1), потока энергии, связанного с конденсацией осаждаемых частиц (2) и потока их кинетической энергии (3). Большая часть потока энергии приходится на энергию конденсации частиц. Максимальное значение потока суммарной кинетической энергии частиц, передаваемой подложке, достигается несколько раньше, чем максимальное значение потока энергии конденсации, поскольку наибольший вклад в кинетическую энергию вносят

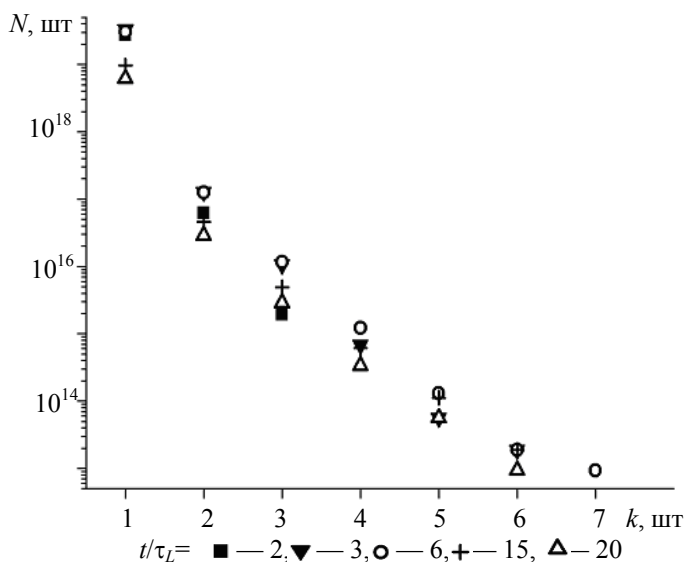


Рис. 2



атомы, обладающие высокой скоростью, которые первыми достигают подложки, тогда как энергия конденсации пропорциональна массе осаждающихся частиц, и ее максимальное значение достигается, когда поток частиц на подложку максимален. Следует отметить, что температура подложки в процессе напыления изменяется незначительно (в пределах 10 %).

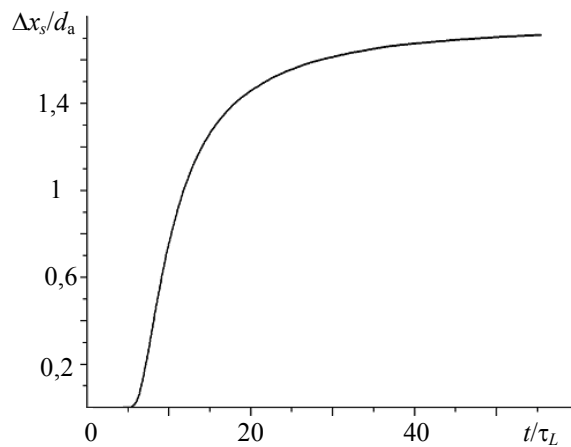


Рис. 3

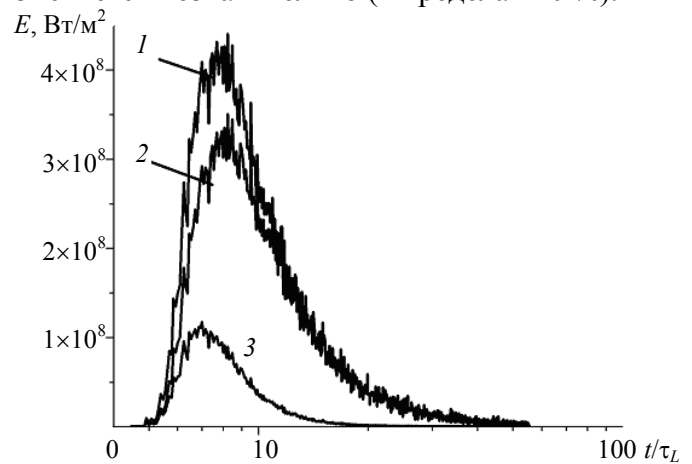


Рис. 4

Предложена модель напыления тонких пленок атомов и кластеров при лазерной абляции материалов импульсами излучения умеренной интенсивности и наносекундного диапазона длительности. Модель позволяет провести мониторинг всех параметров процесса ЛА: температуры мишени, газодинамических параметров потока продуктов ЛА, параметров нанокластеров и характеристик напыляемой пленки.

С использованием предложенной модели выполнено численное исследование задачи нанесения пленки атомов и кластеров ниобия методом ЛА. В рассмотренном диапазоне исходных параметров в потоке испаренного материала формируются и в последующем осаждаются на подложку кластеры небольшого размера (с числом атомов до семи). На поверхности подложки формируется тонкая пленка толщиной порядка двух монослоев атомарного ниобия. Наблюдается незначительный рост температуры подложки, в основном благодаря потоку энергии конденсации осаждаемых частиц.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов Б. М. Процессы в плазме и газах с участием кластеров // УФН. 1997. Т. 167, № 11. С. 1169—1200.
2. Гусев А. И. Наноматериалы, структуры, технологии. М.: Физматгиз, 2005. 411 с.
3. Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А. Моделирование импульсной лазерной абляции твердого материала на базе тепловой модели мишени и прямого статистического моделирования разлета пара // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 3. С. 401—410.
4. Bird G. A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. Oxford: Clarenton Press, 1994. 456 p.
5. Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А. Прямое статистическое моделирование импульсной лазерной абляции металлов с процессами кластеризации в испаренном облаке // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 4. С. 569—582.
6. Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1974. 558 с.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

Д. В. ИЛЬИН, Е. Б. ЯКОВЛЕВ

*Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики*

## АНАЛИЗ СВОЙСТВ СТЕКЛА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ „ЖИДКОСТЬ—ДЕФОРМИРОВАННЫЙ ВАКАНСИЯМИ КРИСТАЛЛ“

С использованием модели „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“ рассмотрены особенности кристаллизации кварцевых стекол при лазерном нагревании. Проанализирована зависимость вязкости стекла от концентрации содержащихся в нем примесей.

В литературе описано достаточно много моделей и методов, в той или иной степени объясняющих различные свойства стекла и их изменение при нагревании [1]. В предлагаемой работе с использованием модели „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“ (ЖДВК) проведен анализ термодинамически неустойчивого по концентрации вакансий кислородного состояния стекла, которое возникает при лазерном нагревании. Показано, что при термодинамически неустойчивом состоянии стекла процесс его кристаллизации происходит со значительно большей скоростью, чем в равновесном состоянии. Определен режим лазерного воздействия, при котором происходит быстрая кристаллизация. Показана пригодность модели ЖДВК для анализа вязкости стекла и влияния на нее содержащихся в стекле примесей.

**Кристаллизация стекол при лазерном локальном нагревании.** В 1990-е гг. было обнаружено, что спекание пористых стекол и кристаллизация стекол при лазерном локальном нагревании происходят значительно быстрее, чем при нагревании в печи [2—4], что противоречит известным фактам о запаздывании изменения свойств стекол при быстром изменении температуры [1]. Объяснить эти явления в рамках существующих представлений о стекле до настоящего времени не удается.

В работе [5] была предложена модель структуры расплава металлов ЖДВК, сформулированная на основе вакансионной модели плавления. С помощью модели ЖДВК удалось определить критическую скорость охлаждения расплава без кристаллизации и объяснить возникновение вязкости при плавлении. В более поздней работе [6] продемонстрирована возможность применения этой модели для описания структуры и свойств переохлажденного расплава  $\text{SiO}_2$  при температурах выше температуры стеклования. С использованием модели ЖДВК было показано, что значительное снижение эффективной вязкости при быстром лазерном нагревании пористых стекол может быть объяснено большой концентрацией вакансий кислорода в материале каркаса пористого стекла, участвующем в вязком течении при спекании пор [7].

**Основные положения модели ЖДВК.** Существенное отличие модели ЖДВК от других моделей состоит в статистическом учете взаимодействия вакансий кислорода. Показано, что свободная энергия кристалла  $F$  в этом случае определяется формулой

$$F = En - \alpha n [1 - \exp(-nv_v)] - kTn \ln \left( \frac{Ne}{n} \right), \quad (1)$$

где  $n$  — концентрация вакансий,  $E$  — энергия образования одиночной вакансии кислорода,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура (К),  $N$  — концентрация узлов кристалличе-

ской решетки, занятых атомами кислорода,  $\alpha$  — энергия взаимодействия вакансий кислорода,  $v_B$  — объем, в котором проявляется взаимодействие вакансий,  $e$  — основание натурального логарифма.

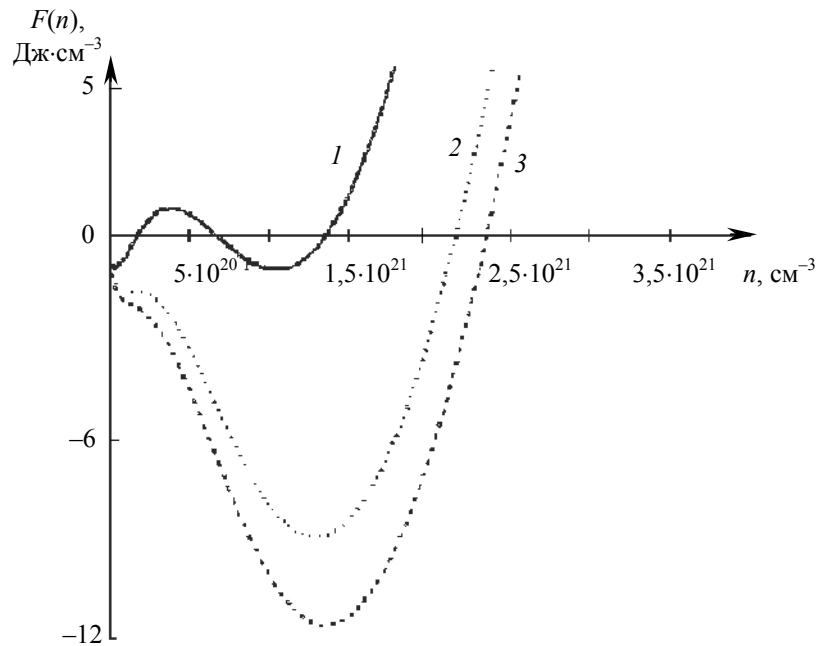


Рис. 1

Графики зависимости свободной энергии кристаллического кварца при температурах, близких к  $T_{пл}$ , приведены на рис. 1 (1 —  $T=1894$ , 2 — 1996, 3 — 2026 К). Зависимости  $F(n)$  на рис. 1 вычислены при  $N = 6,023 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $E \approx 1,25 \text{ эВ}$ ,  $\alpha = 0,52 \text{ эВ}$ ,  $v_B = 1,685 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3$ . При таких значениях  $v_B$ ,  $E$  и  $\alpha$  структура кристалла кварца становится неустойчивой (кварц плавится) при температуре  $T_{пл} = 1996 \text{ К}$  (см. рис. 1), а теплота перехода из упорядоченного состояния в неупорядоченное соответствует теплоте плавления  $L_{пл} = 282,6 \text{ Дж/см}^3$ .

При  $T = 1896 \text{ К}$  (которая ниже  $T_{пл}$ ) зависимость  $F(n)$  имеет два минимума, т.е. два устойчивых состояния, соответствующих равновесным концентрациям вакансий  $n_k$  и  $n_a$ , причем  $n_a \gg n_k$ . Эти концентрации можно определить из условий  $dF/dn=0$  и  $d^2F/dn^2 > 0$ .

Первый минимум соответствует значениям  $nv_B \ll 1$ , поэтому

$$n_k \approx N \exp\left[-(E - 2\alpha v_B n)/kT\right].$$

Второй минимум соответствует такой концентрации вакансий  $n_a$ , при которой почти все вакансии участвуют в парных взаимодействиях:  $n_a \approx N \exp\left[-(E - \alpha)/kT\right]$ .

При повышении температуры минимум в области малых концентраций исчезает. При температуре  $T_{пл}$  и концентрации вакансий  $n_{к0}$ , когда  $dF/dn = d^2F/dn^2 = 0$ , состояние с концентрацией  $n_{к0}$  становится неустойчивым, т.е. во время нагревания кристалла при температуре  $T_{пл}$  происходит резкое увеличение равновесной концентрации вакансий от  $n_{к0}$  до  $n_a$ . Для  $n_{к0}$  и  $T_{пл}$  можно получить  $n_{к0} \approx N \exp(1 - E/kT_{пл})$ ,  $kT_{пл} \approx 2\alpha v_B n_{к0}$  [4].

Таким образом, согласно вакансионной модели плавления, различие между кристаллическим и аморфным состоянием (состоянием с нарушенным дальним порядком) определяется

концентрацией вакансий. В равновесном (термодинамически равновесном) состоянии концентрация вакансий определяется пределом их растворимости при заданной температуре. При насыщении вакансиями достигается минимум свободной энергии, т.е. термодинамически устойчивое по концентрации вакансий состояние.

Для кристаллического  $\text{SiO}_2$  в формуле (1) следует под  $N$  понимать концентрацию узлов кристаллической решетки, занятых атомами кислорода:  $N \approx 2N\rho/\mu$ , где  $N$  — число Авогадро,  $\rho$  — плотность кристаллического кварца,  $\mu$  — молекулярный вес.

**Кристаллизация по модели ЖДВК.** Модель кристаллизации переохлажденного расплава при предлагаемом подходе можно сформулировать следующим образом.

При равновесных условиях кристаллизация расплава соответствует переходу вещества при  $T < T_{\text{пл}}$  из аморфного состояния, соответствующего второму минимуму свободной энергии с концентрацией вакансий  $n_a$ , в кристаллическое, соответствующее первому минимуму с концентрацией вакансий  $n_k$ .

Вероятность флуктуационного образования зародыша кристаллической фазы малого объема  $v_k$  в аморфной фазе можно определить как

$$p \sim \exp(-F_a v_k / kT),$$

где  $F_a$  — высота потенциального барьера со стороны второго минимума (рис. 2).

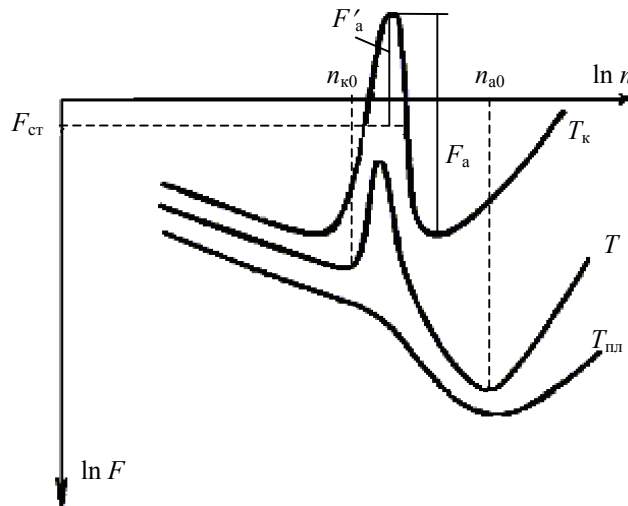


Рис. 2

Вероятность флуктуационного исчезновения зародыша кристаллической фазы составляет

$$p_1 \sim \exp[-(F_k v_k - \gamma S) / kT],$$

где  $\gamma$  — поверхностное натяжение на границе кристаллической и аморфной фаз,  $F_k$  — высота потенциального барьера со стороны первого минимума,  $S$  — площадь поверхности зародыша кристаллической фазы.

К зародышу могут присоединяться молекулы (атомы) со скоростью

$$\sim N_a \exp\left[-(F_a v_k + \gamma v_k^{2/3}) / N_a kT v_k\right] v_k^{2/3} / \tau,$$

где  $N_a$  — концентрация атомов в аморфной фазе,  $S \sim v_k$ ). Скорость ухода молекул из зародыша можно определить как

$$\sim N_k \exp\left[-(F_k v_k - \gamma v_k^{2/3}) / N_k kT v_k\right] v_k^{2/3} / \tau,$$

где  $N_k$  — концентрация молекул в кристаллической фазе. Высвободившиеся в процессе кристаллизации вакансии должны „погибнуть“. Поэтому скорость увеличения объема кристаллической фазы будет пропорциональна скорости „смерти“ вакансий, которую можно оценить по формуле

$$V_k \sim N^{2/3} \exp\left[-\frac{E_B + E_{\text{диф}}}{kT}\right] \frac{S_{\text{ст}}}{\tau}, \quad (2)$$

где  $E_{\text{диф}}$  — энергия активации диффузии вакансий,  $S_{\text{ст}}$  — площадь поверхности стоков вакансий,  $E_B$  — энергия образования вакансии,  $\tau$  — время порядка обратной частоты Дебая ( $\sim 10^{-13}$  с).

При этом освобожденные вакансии должны „погибнуть“, поскольку в остальном объеме стекла их концентрация соответствует пределу растворимости. Вакансии могут „рождаться“ и „умирать“ только на дефектах типа „граница“ или „дислокация“ (в стеклах их нет, в поликристаллических веществах — это границы кристаллов). Поэтому в условиях термодинамического равновесия вакансии должны диффундировать или к границе (при „смерти“), или от нее (при „рождении“). Коэффициент диффузии кислородных вакансий в стекле очень мал (энергия активации диффузии  $\sim 5$  эВ). Таким образом, время образования устойчивых кристаллических зародышей при постоянной температуре оказывается большим (очень медленный отток вакансий).

При лазерном воздействии на стекло концентрация вакансий в нем остается меньше равновесной,  $n'_a < n_{a0}$ , поэтому при температуре кристаллизации (кривая  $T_k$  на рис. 2) стекло оказывается в состоянии  $F_{\text{ст}}$ , в котором энергетический барьер  $F'_a$  перехода из аморфного состояния в кристаллическое становится меньшим барьера  $F_a$ , который отвечает равновесному состоянию. В результате этого возрастает вероятность образования зародышей кристаллической фазы.

Кроме того, возможна кристаллизация за счет снижения концентрации вакансий в одних областях и увеличения — в других. Это происходит только тогда, когда общая свободная энергия в результате такого процесса уменьшается. Общая свободная энергия будет уменьшаться, когда при переходе из обедненных вакансиями областей в области с большей концентрацией химический потенциал вакансий становится меньше (химический потенциал —  $\mu = \partial F / \partial n$ ).

Для того чтобы найти концентрацию вакансий, при которой вероятность образования зародышей кристаллической фазы максимальна, необходимо выполнить условие  $d^2 F / dn^2 = 0$ , тогда

$$v_B^2 n \alpha \left[ \exp(-n v_B) \right] - 2 v_B \alpha \left[ \exp(-n v_B) \right] + k T n^{-1} = 0.$$

В результате получаем значение  $n = 6,75 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Проведем оценку режимов лазерного воздействия, при которых возможна быстрая кристаллизация. Скорость генерации вакансий  $V_B$  при нагревании оценим как

$$V_B \sim \frac{N^{2/3}}{\tau} e^{-\frac{E_B}{kT}}.$$

Концентрацию вакансий на поверхности  $n_B$  к моменту нагревания до температуры кристаллизации можно оценить следующим образом:

$$n_B \approx \int_0^t \frac{NS}{\tau} \exp\left(-\frac{E-\alpha+E_{\text{диф}}}{kT}\right) dt.$$

Для подбора режима лазерного воздействия, при котором возможна быстрая кристаллизация, необходимо, чтобы выполнялись условия  $T(t) = 1896 \text{ К}$  и  $n(t) = 6,75 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Оценочный расчет проведен при  $N = 6,02 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $q = 5,57 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2$ ,  $E \approx 1,25 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{диф}} \approx 3,72 \text{ эВ}$ ,  $\alpha = 0,52 \text{ эВ}$ ,  $\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$ ,  $S = 1$ ,  $k_T = 1,2 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$  (теплопроводность),  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ ,  $a = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  (температуропроводность)

$$T(t) = \frac{2q\sqrt{ta}}{k\sqrt{\pi}} + 300; \quad n(t) = \frac{NS}{\tau} \int_0^t e^{-\frac{E-\alpha+E_{\text{диф}}}{Tk}} dt.$$

В результате получаем значение  $t = 9,281 \text{ с}$ .

**Влияние примесей на вязкость кварцевого стекла.** Вязкость является важнейшим свойством стекла, она определяет особенности технологии, режимы формования и отжига, устойчивость изделий из стекла к необратимой деформации при их использовании в области высоких температур, время протекания процессов релаксации структуры и напряжения, замедленно-упругой и необратимой деформации [8]. Для того чтобы иметь возможность установить связь между временем и температурой вышеперечисленных процессов, необходимо знать температурную зависимость вязкости.

Объемная вязкость имеет место при деформациях, связанных с изменением плотности. Она характеризует внутреннее трение (или механические потери) газов, жидкостей и твердых тел при всестороннем сжатии. Многие твердые тела, называемые вязкоупругими, в отличие от упруговязких не текут и не дают остаточных деформаций. В таких вязкоупругих твердых телах сдвиговая вязкость наблюдается лишь в микрообъемах, и ее можно назвать микровязкостью, которая наряду с объемной вязкостью служит одной из причин упругого последствия и релаксаций напряжения в некристаллических твердых телах [4].

Классические модели вязкости стекол основаны на представлениях о переключении связей между соседними атомами под влиянием флуктуации энергии теплового движения. Речь идет о флуктуационном разрыве связи с образованием пары атомов с ненасыщенными вакантными связями. Аналогичным образом может произойти разрыв соседней химической связи с образованием новых двух ненасыщенных связей, одна из которых насыщается, вступая в реакцию с возникшей ранее соседней ненасыщенной связью; в результате происходит своего рода перескок через барьер — переключение связи.

Таким образом, ненасыщенные атомы, перемещаясь с атома на атом, удаляются друг от друга. Если к стеклу приложено сдвиговое напряжение, то переключение связи с атома на атом более вероятно в направлении силы. Благодаря таким переключениям произойдет сдвиг участка стекла в направлении силы, т. е. в конечном счете будет иметь место вязкое течение стекла [6].

**Вязкость по модели ЖДВК.** Используя модель ЖДВК, можно проанализировать механизм появления текучести при плавлении кристалла. Текучесть жидкости проявляется при наличии внешней силы, сохраняющей свое направление достаточно длительное время. Такая сила вызывает перемещение атомов (молекул) в направлении приложенной силы. Переключение связей при вязкоупругой деформации схематически представлено на рис. 3.

В начальный момент времени деформация упругая — деформирована кристаллическая решетка (рис. 3, а). Через промежуточные состояния (рис. 3, б, в) упругая деформация полностью снимается, но при этом одна часть тела оказывается сдвинутой относительно другой (рис. 3, г). Этот процесс обычно описывают уравнением Максвелла для вязкоупругих тел [1].

Применив для описания структуры стекла модель ЖДВК, можно показать, что изменение энергии активации вязкого течения стекла связано со скоростью изменения температуры. Согласно этой модели, стекло в состоянии термодинамического равновесия представляет собой кристалл SiO<sub>2</sub> с большой концентрацией кислородных вакансий, которые искажают кристаллическую решетку. Искажения структуры оказываются столь существенными, что нарушается дальний порядок расположения атомов.

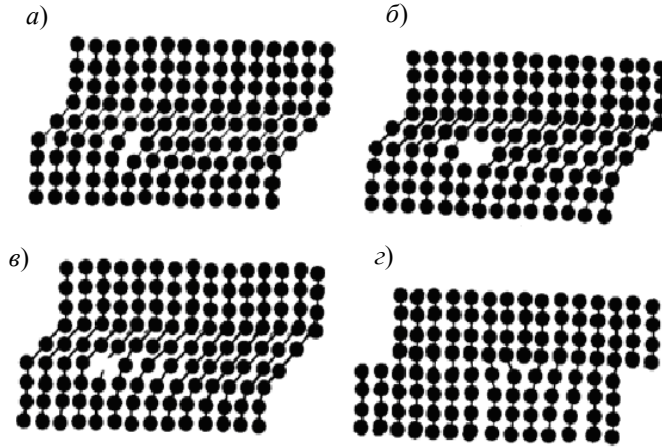


Рис. 3

Вязкость стекла  $\eta$  в термодинамическом равновесии определяется энергетическими параметрами кристалла

$$\eta \sim 2^{-3/5} \tau \alpha^{-1} \exp\left(\frac{2,2E_v + E_{\text{диф}}^B + 0,6E_d - 0,6E_c^B}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $E_{\text{диф}}^B$  — энергия активации вакансионного механизма диффузии В-дефектов (В-дефекты — дефекты, ответственные за вязкое течение стекла [9]),  $E_d$  — энергия образования дивакансий,  $E_c^B$  — энергия активации самодиффузии В-дефектов. При лазерном воздействии изменение температуры происходит с высокой скоростью. Это означает, что стекло вследствие малых скоростей диффузии вакансий не успевает прийти в состояние термодинамического равновесия. Поэтому вязкость будет определяться не равновесной концентрацией вакансий, а текущей. В этом случае выражение для вязкости (3) можно представить в виде

$$\eta \sim \exp\left(\frac{E_{\text{диф}}^B + 0,6E_d - 0,6E_c^B}{kT}\right) / n_v^{2,2}. \quad (4)$$

Для анализа влияния примесей на вязкость стекла необходимо найти зависимость концентрации вакансий от примесей. Согласно вакансионной модели, влияние примеси на температуру плавления связано с характером зависимости свободной энергии от температуры.

При определении свободной энергии раствора замещения будем считать его состоящим из трех компонент: растворителя, примеси и вакансий. Кроме того, в выражении для составляющей свободной энергии кристалла  $F$ , зависящей от концентрации примеси —  $m$  и концентрации вакансий —  $n$ , будем учитывать парные взаимодействия примесь—примесь, вакансия—вакансия, примесь—вакансия. Поскольку при температуре  $T$ , близкой к температуре плавления  $T_{\text{пл}}$ , растворы замещения имеют хаотическое распределение атомов примеси по узлам кристаллической решетки [10], то парные взаимодействия учтем через вероятности нахождения в некотором объеме  $v$  (определяемом радиусом взаимодействия) двух вакансий, двух атомов примеси, вакансии и атома примеси. Считая объем взаимодействия  $v$  одинаковым для всех взаимодействий, для  $F$  можем записать:

$$F = E(m, n)n + E_1(m, n)m - kTn \ln\left(\frac{Ne}{n}\right) - kTm \ln\left(\frac{Ne}{m}\right), \quad (5)$$

где

$$E(m, n) = E - \alpha f(n) - \alpha_3 f(m), \quad E_1(m, n) = E_1 - \alpha_1 f(m) - \alpha_2 f(n),$$

$E$  и  $E_1$  — изменение энергии кристаллической решетки при образовании вакансии или растворении одного изолированного атома примеси соответственно,  $\alpha_3$  — изменение энергии  $E$ , вызванное присутствием вблизи от вакансии (в объеме взаимодействия  $v_B$ ) атома примеси,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — изменение энергии  $E_1$ , вызванное присутствием вблизи атома примеси второго атома примеси или вакансии соответственно,  $f(x) = 1 - \exp(-v_B x)$ . В выражении (5) не учтено влияние вакансий и атомов примеси на колебательную энтропию раствора, поскольку для анализа рассматриваемых свойств это влияние не играет решающей роли. Согласно модели „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“, выражение (5) справедливо как для твердого раствора, так и для его расплава.

Для анализа зависимости растворимости от температуры определим соотношение  $dm/dT$  с учетом зависимости концентрации вакансий от температуры  $n(T)$ .

Из (5) при  $\partial F / \partial n = 0$  получим

$$n = Ne \exp\left[-\frac{E + \alpha + \alpha_3 - \alpha_3 \exp(-v_B m)}{kT}\right]. \quad (6)$$

Подставив выражение (6) в (4), получим

$$\eta \sim \frac{1}{N^{2,2}} \exp\left(\frac{E_{\text{диф}}^B + 0,6Eb_d - 0,6E_c^B}{kT}\right) \exp\left(\frac{2,2(E - \alpha - \alpha_3 + \alpha_3 \exp(-vm))}{kT}\right).$$

Определим отношение вязкости  $\eta'$  стекла с примесью к вязкости чистого плавленного кварца

$$\eta' = \exp\frac{-2,2\alpha_3(1 - \exp(-v_B m))}{kT}.$$

В этом выражении уже отсутствуют такие неизвестные параметры, как энергия активации вакансионного механизма диффузии В-дефектов, энергия образования дивакансий и энергия активации самодиффузии В-дефектов.

На рис. 4 представлено относительное изменение вязкости от концентрации примеси при следующих значениях параметров:  $\alpha_3 = 0,05$  эВ,  $v_B = 1,685 \cdot 10^{-21}$  см<sup>3</sup>,  $m_1 > m_2$  ( $m_1 = 13$ ,  $m_2 = 1,7$  %).

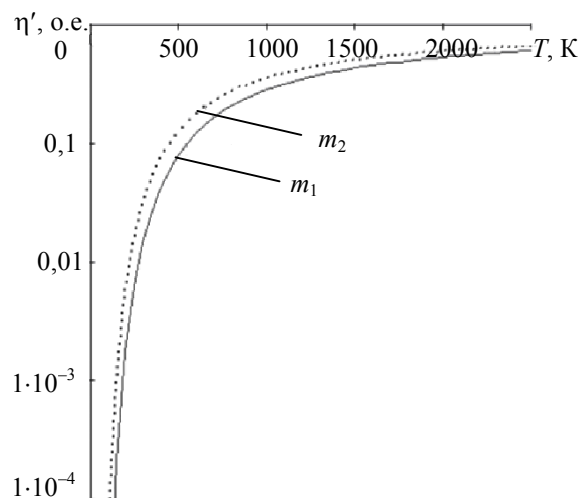


Рис. 4



Из графика следует, что вязкость стекла при нагревании зависит от концентрации примесей. В данном случае чем больше примесей — тем меньше вязкость, но это зависит от примеси, добавленной в кварцевое стекло.

Показано, что особенности протекания процессов в стекле при лазерном воздействии вполне могут быть объяснены с использованием модели структуры стекла „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вейко В. П., Костюк Г. К., Мешковский И. К., Чуйко В. А., Яковлев Е. Б. Микрооптические элементы на основе локальной модификации структуры пористых стекол // Квант. электрон. 1986. № 8. С. 1693—1696.
2. Chia T., West J. K., Hench L. L. Fabrication of microlenses by laser densification on gel silica glass // Chemical Proc. of Advanced Materials. N. Y.: John Wiley and Sons, 1992. P. 933—939.
3. Fabes B. D., Zelinski B. J. J., Taylor D. J., Weisenbach L. Laser Densification of Optical Films // Proc. SPIE. 1992. Vol. 1758. P. 227—234.
4. Бартнев Г. М., Сандитов Д. С. Релаксационные процессы в стеклообразных системах. Новосибирск: Наука, 1986. 239 с.
5. Яковлев Е. Б. Перегрев твердых тел при плавлении // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53, вып. 3. С. 591—594.
6. Яковлев Е. Б. Изменение структуры стекла при лазерном воздействии // Оптич. журн. 1996. № 2. С. 3—7.
7. Яковлев Е. Б. Аномальное поведение вязкости стекол при лазерном нагревании // Изв. вузов. Приборостроение. 2001. Т. 44, № 6. С. 26—31.
8. Лeko В. К., Мазурин О. В. Свойства кварцевого стекла. Л.: Наука, 1985. 167 с.
9. Яковлев Е. Б. Особенности поведения стекол и стеклообразных материалов при быстром нагревании. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2004. С. 49—72.
10. Хачатурян А. Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974. 384 с.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий и  
экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

В. П. ВЕЙКО, Е. Б. ЯКОВЛЕВ, Н. В. НИКОНОРОВ, А. И. ИГНАТЬЕВ, Д. В. ОРЛОВ

*Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики*

## ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ ВЕЩЕСТВ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИОННУЮ АКТИВНОСТЬ СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Экспериментально показана возможность быстрой кристаллизации дисилицида лития при лазерном нагревании. Получены принципиально новые структуры дисилицида лития. Подтверждено предположение о возможности быстрой лазерной кристаллизации любого стеклообразного материала. Проведены эксперименты, направленные на выявление роли примесных веществ в процессе кристаллизации.

**Введение.** Возникновение центров кристаллизации при выработке стекла сопровождается снижением прозрачности, механической прочности, ухудшением внешнего вида изделий. Вместе с тем, управляя кристаллизацией, можно получить изделия с комплексом ценных технических свойств. Поэтому изучение кристаллизационной способности стекла необходимо для предотвращения кристаллизации, когда она нежелательна, и правильной ее организации при производстве изделий со специальными свойствами.

Как известно, промышленные стекла имеют определенную кристаллизационную способность, т.е. существует температурный интервал, внутри которого стекло может кристаллизоваться. Протекание кристаллизации стекломассы зависит в основном от следующих факторов: химического состава и вязкости стекла, вида применяемого сырья, взаимной растворимости отдельных компонентов, времени выдерживания расплава при соответствующей температуре, наличия активаторов (катализаторов) кристаллизации и условий термической обработки стекла. Для кристаллизации стекол необходимо обеспечить медленное прохождение температурного и вязкостного интервалов кристаллизации [1, 2].

Однако не так давно была экспериментально показана возможность кристаллизации ситаллов и фотоситаллов под действием излучения  $\text{CO}_2$ -лазера за очень короткие промежутки времени — порядка единиц секунд [3, 4]. До сих пор остается неясным, каким образом успевают образовываться центры кристаллизации за столь короткое время воздействия и какую роль в этом играют примесные вещества (такие как Au, Ag и др.), атомы которых служат центрами кристаллизации при равновесных режимах кристаллизации стеклокерамики.

Существует два подхода к объяснению механизма кристаллизации стеклокерамики. Согласно первому, общепринятому, кристаллизация происходит в два основных этапа: образование центров кристаллизации, в качестве которых выступают атомы примесных веществ в стеклообразных материалах, и непосредственно рост самих кристаллов [5]. Согласно второму подходу, основанному на модели ЖДВК („жидкость—деформированный вакансиями кристалл“) [6—8], кристаллизация при лазерном нагреве происходит за счет флуктуации плотности и структуры стеклообразного материала. Явление быстрой кристаллизации (в течение нескольких секунд) может быть объяснено в рамках второго подхода, но остается необъясненным в рамках первого. Также, согласно [8], атомы примесных веществ не играют главной роли в быстрой лазерной кристаллизации.

В настоящей статье описывается эксперимент, направленный на выявление правильности и справедливости второго подхода к механизму кристаллизации. Это исследование является продолжением серии экспериментов, направленных на изучение лазерной кристаллизации стеклообразных материалов, результаты которых опубликованы в отечественных и зарубежных журналах и сборниках трудов конференций, например, в [9—11].

**Эксперимент.** Для определения роли примесных атомов в процессе лазерной кристаллизации было специально сварено стекло, дисиликат лития ( $\text{Li}_2\text{O}\cdot 2\text{SiO}_2$ ), в котором отсутствуют примесные атомы серебра, золота и других веществ, служащих центрами кристаллизации. В качестве источника лазерного излучения был выбран  $\text{CO}_2$ -лазер с длиной волны ( $\lambda = 10,6$  мкм), лежащей в области фундаментального поглощения стекол.

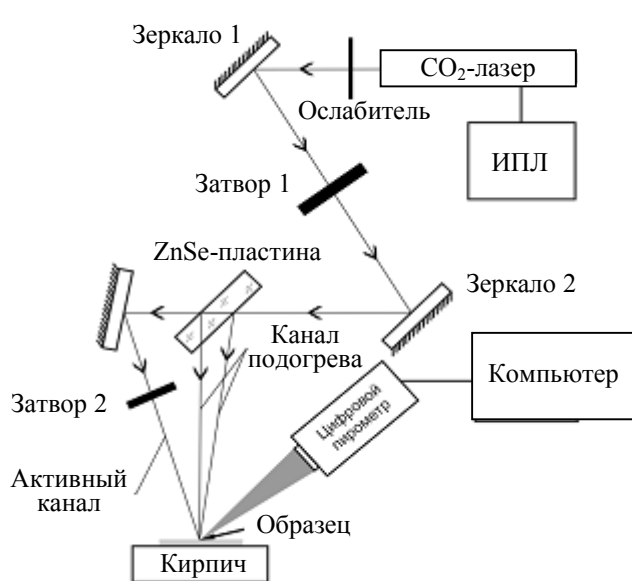


Рис. 1

Пирометр был сфокусирован на плоскости образца. Расстояние фокусировки равно 30 см. На персональном компьютере запускалось специальное программное обеспечение, позволяющее следить за ходом изменения температуры в режиме реального времени.

В качестве образцов использовались специальным образом подготовленные (нарезанные и отполированные) пластинки дисиликата лития ( $\text{Li}_2\text{O}\cdot 2\text{SiO}_2$ ). Причины выбора именно этого вида стеклообразного материала следующие:

- это стекло достаточно дешево, поэтому его можно легко заказать;
- в нем отсутствуют примесные вещества, атомы которых отвечают за образование центров кристаллизации в общепринятом процессе кристаллизации;
- диапазон температур, в котором возможна объемная кристаллизация дисиликата лития достаточно большой — около 350—400 °С;
- высокая скорость обычной кристаллизации дисиликата лития.

**Результаты.** При проведении кристаллизации дисиликата лития было выявлено следующее. В центральной области лазерного воздействия были обнаружены крупные кристаллы, растущие в радиальном направлении. Далее от центра наблюдались более мелкие кристаллы различных размеров и направлений роста. Примеры структур представлены на снимках, полученных с помощью микроскопа (рис. 2, 3).

На рис. 2 приведена фотография кристаллизованной области образца дисиликата лития. На нем выделены: 1 — центральная область с крупными кристаллами, расположенными в радиальном направлении; 2 — область мелких кристаллов, хаотично расположенных; 3 — крайняя область, в которой уже не удастся рассмотреть каких-либо отдельных кристаллов; 4 — область исходного материала.

Облучение производилось посредством  $\text{CO}_2$  лазерной установки „Корд“. Для предварительного подогрева в большинстве экспериментов использовалось излучение лазера, но в некоторых случаях применялась газовая горелка. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Площадь пятна лазерного излучения в плоскости обработки канала нагрева составляет примерно 10 мм<sup>2</sup>, а активного канала — 5 мм<sup>2</sup>. Для канала нагрева плотность мощности  $q$  варьируется в пределах от 26 до 65 Вт/см<sup>2</sup> (при токе накачки от 30 до 100 мкА). Для активного канала  $q = (1,86—4,58)\cdot 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>. Получается, что при включенных активном канале и канале нагрева плотность мощности варьируется в пределах  $q = (2,12—5,23)\cdot 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>.

На рис. 3 хорошо видны кристаллы, выросшие в радиальном направлении. В центральной области (диаметром около 3 мм) обеспечивалось наиболее быстрое остывание — поэтому, по нашему предположению, здесь выросли самые большие кристаллы.

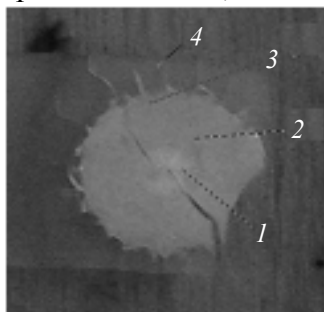


Рис. 2

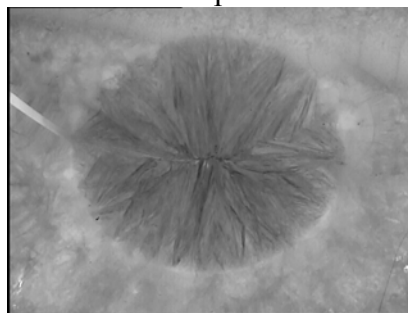


Рис. 3

Для оценки полученных результатов обработки была произведена процедура травления в 5 вес. % растворе HF. Измерение протравленного слоя проводилось каждые полчаса в течение 2 ч. В результате были получены зависимости глубины  $h$  травления от времени. Также из этих показаний были вычислены скорости травления различных образцов.

На рис. 4 представлены графики зависимости глубины травления образцов дисиликата лития: 1 — исходный образец  $\text{Li}_2\text{O}\cdot 2\text{SiO}_2$  без предварительной обработки; 2 — кристаллизованный в печи при температуре 600 °С (12 ч); 3 — кристаллизованный под действием излучения  $\text{CO}_2$ -лазера; 4 — центральная кристаллизованная область образца под действием излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Среднее значение скорости травления составило для 1 — 0,745, 2 — 1,53, 3 — 2,621 мкм/мин.

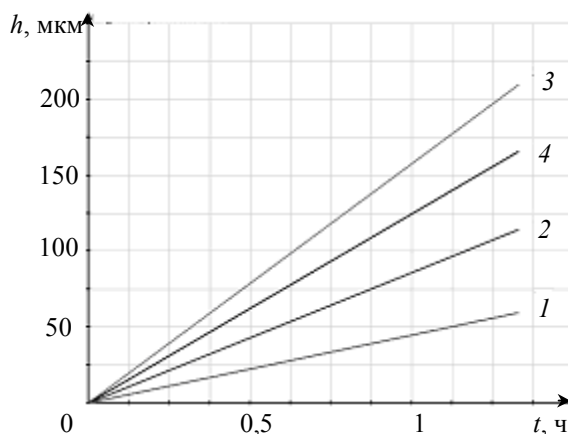


Рис. 4

**Выводы.** В результате выполненных экспериментов были получены кристаллизованные образцы дисиликата лития и светочувствительного стекла FS-1.

Эксперименты показали возможность быстрой лазерной кристаллизации дисиликата лития. Процесс кристаллизации занимал от 10 до 30 с. Варьируя время кристаллизации, можно получать области с различной степенью кристаллизации.

Различие в скоростях травления аморфной и кристаллической фаз материалов ( $\text{Li}_2\text{O}\cdot 2\text{SiO}_2$  и FS-1) подтверждает, что в процессе быстрой лазерной кристаллизации получают принципиально новые структуры, отличные от получаемых в процессе обычной кристаллизации. Также наблюдалось изменение пропускания и рассеяния света образцами в результате лазерной кристаллизации — кристаллизованные области становились белыми и непрозрачными в видимом диапазоне света. Эта разница в скоростях травления и изменение оптических характеристик (пропускание в видимом диапазоне) говорит, по нашим предположениям, о различии в структуре исходного аморфного и закристаллизованного лазером стеклообразного материала. Полученные структуры следует исследовать методом XRD-анализа.

Эти эксперименты подтвердили теоретическое предположение о возможности быстрой лазерной кристаллизации любого стеклообразного материала вне зависимости от наличия в нем примесных веществ, атомы которых отвечают за образование центров кристаллизации при общепринятом процессе кристаллизации.

Таким образом, результаты экспериментов, полученные в настоящей работе, служат дополнительным подтверждением второго подхода (модели ЖДВК) к механизму лазерной кристаллизации стеклообразных материалов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Химический энциклопедический словарь / Под ред. *И. Л. Кнунянц*. М.: Сов. энциклопедия, 1983. 788 с.
2. *Голуян Ю. А.* Декоративная обработка стекла и стеклоизделий. М.: Высш. шк., 1989. 222 с.
3. *Veiko V. P., Kieu Q. K., Nikonorov N. V.* Laser modification of glass-ceramics structure and properties: a new view to traditional materials // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5662. P. 119.
4. *Veiko V. P., Kieu Q. K.* Phase-structure transformations of glass-ceramics under laser heating as a way to create new micro-optical components and materials // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5399. P. 11.
5. *Макмиллан П. У.* Стеклокерамика: Пер. с англ. М., 1967.
6. *Яковлев Е. Б.* Особенности поведения стекол и стеклообразных материалов при быстром нагревании. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2004. 88 с.
7. *Яковлев Е. Б.* Перегрев твердых тел при плавлении // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53, № 3. С. 591—594.
8. *Яковлев Е. Б.* Изменение структуры стекла при лазерном воздействии // Оптич. журн. 1996. № 2. С. 3—7.
9. *Veiko V. P., Kieu Q. K., Nikonorov N. V., Shur V. Ya., Luches A., Rho S.* Laser-induced modification of glass-ceramics microstructure and applications // Appl. Surf. Sci. 2005. Vol. 248. P. 231—237.
10. *Veiko V. P., Kieu Q. K., Nikonorov N. V., Skiba P. A.* On the reversibility of laser-induced phase-structure modification of glass-ceramics // J. of Laser Micro/Nanoengineering. 2006. Vol. 1, N 2. P. 149—154.
11. *Veiko V. P., Kostyuk G. K., Nikonorov N. V., Rachinskaya A. N., Yakovlev E. B., Orlov D. V.* Fast and reversible phase-structure modifications of glass-ceramic materials under CO<sub>2</sub>-laser action // Proc. SPIE. 2007. Vol. 6606.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

---

---

# ЛАЗЕРНЫЕ МИКРОТЕХНОЛОГИИ

---

---

УДК 621.38

В. П. ВЕЙКО, Т. Ю. МУТИН, В. Н. СМИРНОВ, Е. А. ШАХНО

*Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики*

С. А. БАТИЩЕ

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Белоруссии  
Минск*

## **ЛАЗЕРНАЯ ОЧИСТКА ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТАЛЛОВ: ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРИМЕНЕНИЕ**

Разработаны специальные методы, повышающие качество лазерной очистки поверхностей и расширяющие возможности ее применения, такие как обработка через прозрачную пленку и обработка наклонным пучком. Проведенные исследования выявили перспективность применения лазерной очистки для снятия покрытия, удаления радиоактивно загрязненного поверхностного слоя, очистки микроотверстий, очистки предметов исторического и культурного наследия.

**Введение.** Лазерная очистка представляет собой эффективный метод удаления частиц различных материалов и размеров, пленок и покрытий с поверхности твердых тел. Проблемы очистки поверхностей от примесей и загрязняющих веществ в виде мелких частиц и пленок встают во многих областях человеческой деятельности: промышленности, строительстве, искусстве, медицине и т.п. Характерным примером является микроэлектроника: в результате постоянно возрастающей интеграции становится актуальной задача очистки поверхностей от частиц субмикронных размеров. Область применения лазерной очистки постоянно расширяется, причем ряд применений связан не только с достаточной мощностью лазерного излучения, но также с возможностью его проникновения в вакуумированные объемы и внутрь сложных конструкций (например, при очистке труб от коррозии и т.п.).

Лазерная очистка — химически чистый и недорогой процесс, который позволяет удалять широкий спектр примесей, включая такие, которые не удаляются традиционными способами, в частности, глубоко внедренные частицы и „толстые“ органические пленки [1]. Нижний предел размера удаляемых частиц при лазерной очистке меньше 0,1 мкм. Таким образом, некоторые задачи, связанные с очисткой, принципиально невозможно решить, не прибегая к лазерным методам, например, очистка кремниевых подложек от частиц субмикронных размеров в микроэлектронике или удаление некоторых видов загрязнения при реставрационных работах.

При лазерной очистке может использоваться излучение малой плотности энергии, так что удаление загрязнений может осуществляться не только посредством испарения, но и в

твердой фазе, вследствие этого термическое воздействие на подложку оказывается незначительным. Возможность изменения в широких пределах параметров облучения позволяет подбирать режим обработки индивидуально для каждого типа поверхности. К преимуществам лазерной очистки относятся также дистанционность, отсутствие механического повреждения поверхности, высокая производительность.

Различают технологии сухой и влажной лазерной очистки, основанные на импульсном лазерном нагреве поверхностей — соответственно сухих или в присутствии тонкого слоя жидкости, нанесенного на поверхность перед облучением. При увеличении энергии импульса излучения сухая очистка переходит в очистку испарением. Технология сухой лазерной очистки отличается технической простотой, однако ее эффективность ниже, чем влажной, а необходимая энергия лазерного излучения (при использовании импульсов наносекундного диапазона) — выше [2]. Энергетические пороги влажной лазерной очистки в 2—3 раза ниже, чем сухой [3]. В ряде случаев сухая лазерная очистка сопровождается локальными повреждениями поверхности [2]. Когда указанные недостатки сухой очистки оказываются существенными, используют влажную.

Цель настоящей работы заключается в кратком рассмотрении основных физических механизмов лазерной очистки металлических поверхностей и представлении ряда новых схем обработки и возможностей их применения.

**Физические механизмы лазерной очистки.** Основным механизмом сухой лазерной очистки является быстрое тепловое расширение подложки и(или) частиц [4], которое приводит к возникновению механических напряжений в загрязняющем слое и инерционной силы при прекращении импульса. Если эти силы превосходят силу адгезии, происходит очистка (удаление частицы или покрытия с поверхности). В качестве сил адгезии могут проявляться [1]: силы Ван-дер-Ваальса, капиллярные силы (возникающие при наличии на поверхности между частицей и поверхностью тонкой жидкой пленки) и электростатические. Для микронных и субмикронных частиц преобладающими обычно являются силы Ван-дер-Ваальса, а также, в случае наличия жидкой пленки, капиллярные силы.

Удаление частиц с поверхности основного материала при сухой лазерной очистке происходит вследствие быстрого термического расширения частиц и(или) материала. В результате возникает инерционная сила, которая прижимает частицу к поверхности во время действия переднего фронта импульса и отрывает ее во время действия заднего фронта. Частица отрывается от поверхности, если инерционная сила превышает силу адгезии

$$F_a < \frac{q_{\max} m}{\tau_1} \left( \frac{\alpha_s A_s}{\rho_s c_s} + k \frac{\alpha_p A_p}{\rho_p c_p} \right), \quad (1)$$

где  $F_a$  — сила адгезии частицы к поверхности основного материала,  $q_{\max}$  — максимальная во время импульса плотность мощности падающего излучения,  $\tau_1$  — длительность заднего фронта импульса,  $m$  — масса фрагмента загрязняющего материала,  $\alpha$  — линейный коэффициент термического расширения,  $A$  — поглощательная способность,  $\rho$  — плотность,  $c$  — теплоемкость. Индекс „ $s$ “ относится к основному материалу, „ $p$ “ — к загрязняющим частицам. Коэффициент  $k$  изменяется от 0 до 1 и определяет связь термического расширения всей частицы со смещением ее центра массы.

При лазерной очистке поверхности от покрытия основными причинами отрыва и удаления фрагментов покрытий в доиспарительном режиме являются термомеханические явления, к которым относятся термические напряжения, возникающие при нагревании, и перемещение центра массы поверхностного слоя при его нагревании (так же, как и для частиц). Термические напряжения, возникающие при лазерном нагревании слоя, приводят к его отторжению. Интенсивность процесса может быть охарактеризована скоростью движения фрагментов

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{\alpha \varepsilon}{\rho c h}}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  — плотность поглощенной энергии импульса излучения,  $h$  — толщина покрытия,  $E$  — модуль Юнга материала покрытия.

При увеличении интенсивности излучения отрыв и удаление покрытия могут происходить также в результате образования полостей между пленкой и подложкой и возникновения в них избыточного давления (взрывные механизмы), вследствие газификации основного материала, термодесорбции газа, адсорбированного на его поверхности или в порах покрытия, или испарения материала покрытия в замкнутые полости в области дефекта на границе с основным материалом.

Если энергия импульсов достаточно велика, происходит испарение загрязняющих частиц (загрязняющего слоя). В этом случае очистка происходит интенсивнее, но более значительным оказывается тепловое воздействие на основной материал. График зависимости толщины удаленного слоя покрытой коррозионным слоем стальной пластины  $h_{уд}$  и площади пятна  $S$  от плотности мощности лазерного излучения при постоянных энергетических параметрах лазерного излучения, иллюстрирующий смену термомеханического и испарительного режимов лазерной очистки поверхности, приведен на рис. 1.

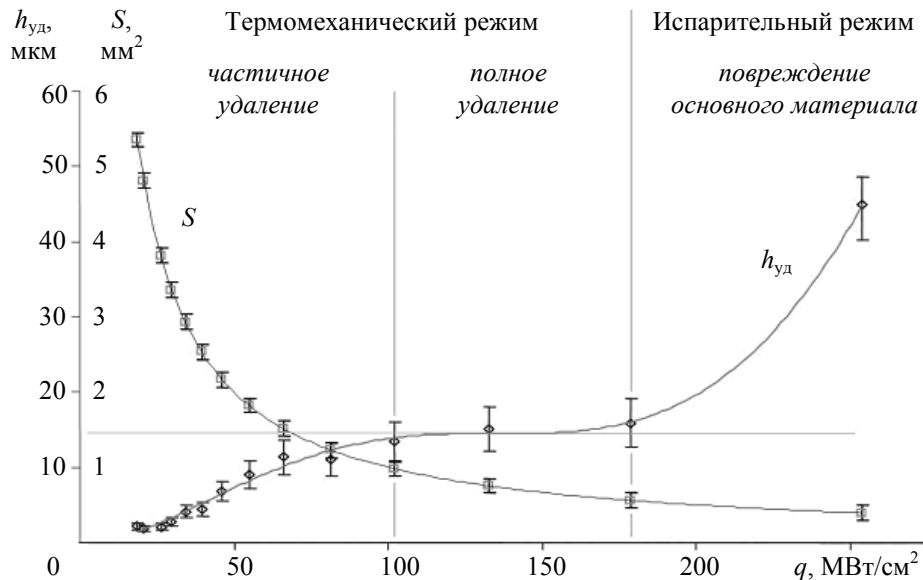


Рис. 1

Физический механизм влажной лазерной очистки связан с удалением загрязняющего вещества с поверхности основного материала при кипении находящегося на ней тонкого слоя жидкости.

Для успешного проведения лазерной очистки необходимо сочетать высокую эффективность (что требует применения коротких — субнаносекундных — импульсов излучения) с воздействием, исключаящим повреждение поверхности (что требует применения достаточно длинных импульсов и умеренной плотности энергии излучения). Для удовлетворения этим противоречивым требованиям необходимы точный выбор параметров режима обработки в каждом конкретном случае и применение специальных подходов и методов, в частности, разработанных авторами настоящей статьи.

**Нетрадиционные схемы лазерной очистки.** Очистка поверхности через прозрачную пленку-коллектор с целью сбора загрязнений. В ряде задач, связанных с лазерной очисткой, возникает потребность в удержании и изоляции удаляемых загрязнений — самым ярким примером является лазерная дезактивация узлов и деталей ядерных энергетических установок. Применение излучения YAG:Nd-лазера в режиме наносекундных импульсов позволяет



удалять поверхностные коррозионные слои толщиной до 200 мкм без оплавления и испарения основного материала. Авторами предложен способ дезактивации, при котором обработка лучом происходит через прозрачную для длины волны 1,06 мкм пленку, разделяющую „грязную“ и „чистую“ зоны обработки и в то же время (за счет нанесенного со стороны обрабатываемого материала клевого слоя) адсорбирующую продукты очистки. Утилизация отходов может производиться вместе с пленкой. На рис. 2 показана принципиальная схема лазерной обработки через пленку [5], здесь 1 — основной материал, 2 — плотный тонкий окисный слой, 3 — пористый коррозионный слой, 4 — прозрачная сорбирующая пленка, 5 — адсорбированные продукты очистки, 6 — лазерное излучение,  $V$  — скорость движения лазерного пучка.

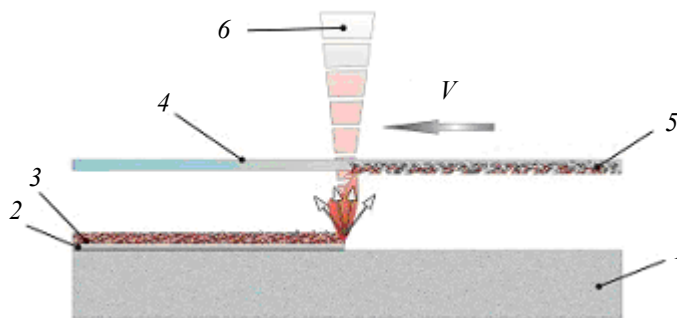


Рис. 2

*Очистка пучком, направленным под углом к поверхности.* В технологии лазерной очистки обычно луч направлен перпендикулярно поверхности. Как показали наши эксперименты, при наклонном падении пучка излучения на поверхность качество очистки повышается. На рис. 3 представлены варианты расположения облученных и теневых областей при нормальном (а) и наклонном (б) падении излучения.

Доступ лазерного излучения к подложке свободен при достаточном угле падения, следовательно, термоупругие напряжения около или под прилипшей частицей грязи намного выше, чем в случае вертикального облучения. Соответственно частицы легче отрываются от поверхности. Кроме того, при изменении угла наклона луча к поверхности увеличивается площадь пятна в обрабатываемой зоне, что повышает эффективность обработки при условии, что плотность мощности в пятне достаточна для очистки. При облучении поверхности под углом  $20^\circ$  обработанная площадь увеличивается в 10 раз по сравнению с площадью, обработанной за то же время под прямым углом.

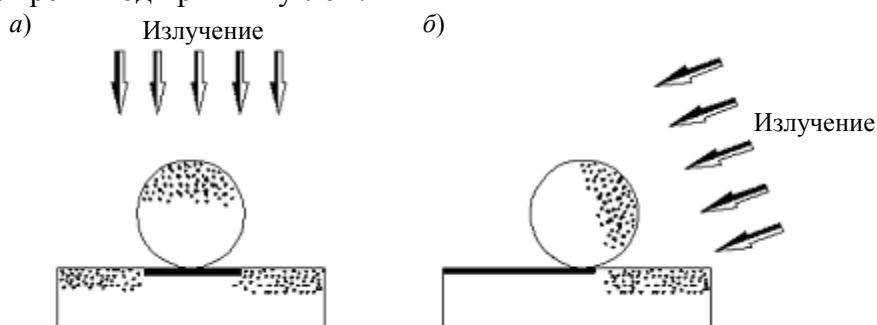


Рис. 3

В случае применения сорбирующих пленок одной из проблем, возникающих при нормальном падении лазерного излучения к поверхности, является попадание продуктов очистки в зону лазерного излучения и перенос уже осажденных на сорбирующей пленке загрязнений обратно на очищаемую поверхность. Это обстоятельство приводит к снижению количества осажденных на сорбирующей пленке частиц грязи. Для снижения неблагоприятного воздействия данных факторов можно использовать при лазерной очистке наряду с сорбирующими пленками подачу лазерного излучения в зону обработки под углом.

Фотографии, полученные методом высокоскоростной съемки, демонстрируют взаимное пространственное расположение летящих продуктов очистки и пучка YAG:Nd-лазера при нормальном ( $a$  — угол  $90^\circ$ ) и угловом ( $b$  —  $45^\circ$ ) облучении (рис. 4).

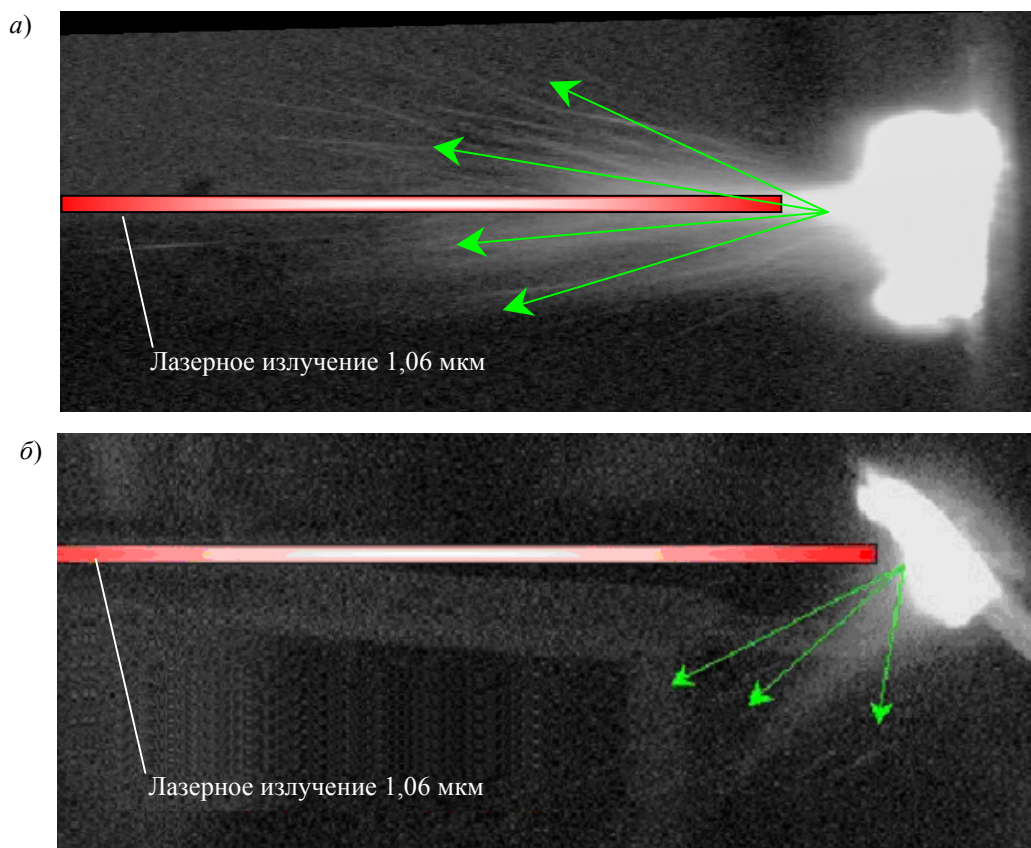


Рис. 4

Качественная оценка сорбирующей пленки после обработки загрязненной поверхности наклонным пучком излучения показала большую по сравнению с нормальным способом облучения концентрацию осажденных продуктов.

**Некоторые новые применения лазерной очистки. Очистка микроотверстий.** Необходимыми элементами ряда технических устройств являются микроотверстия. Примером изделий с микроотверстиями могут служить фильтры, изготовленные из тонколистовой стали. Такие фильтры широко применяются в химической и пищевой промышленности, в медицине и других областях. Для очистки засоренных ячеек фильтра используются химические, механические и ультразвуковые методы. Чистка фильтров традиционными методами экономически не всегда обоснованна, так как стоимость очистки может превышать стоимость изготовления фильтра.

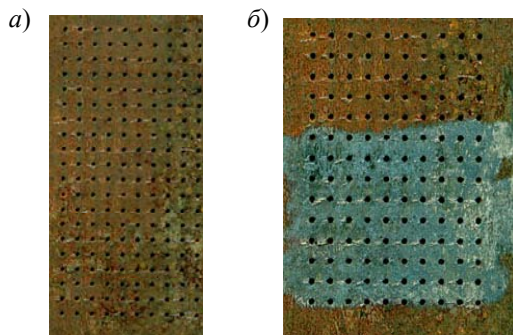


Рис. 5

Нами продемонстрирована возможность применения лазерного метода очистки микроотверстий. Достоинствами метода являются высокая эффективность, простота и экономичность метода, химическая чистота процесса. При этом на материал оказывается минимальное механическое и термическое воздействие, что позволяет получить неповрежденную обрабатываемую поверхность. На рис. 5 представлены образцы фильтров до ( $a$ ) и после ( $b$ ) лазерной очистки фрагмента поверхности, расстояние между отверстиями — 1 мм.

В экспериментах по очистке использовалась лазерная установка на основе YAG:Nd-лазера (длина волны излучения 1,06 мкм, частота следования импульсов 50 Гц, длительность импульса 10 нс, средняя мощность излучения 8 Вт).

*Снятие поверхностного слоя.* В ряде технологических процессов, обеспечивающих продление срока службы, реконструкцию устройств, при восстановительных и реставрационных работах необходимо снятие поверхностного слоя материала. Такая задача возникает, например, в авиапромышленности при попытке вторичного использования лопаток турбин. В этом случае необходимо снять с изделия слой весьма твердого и жаропрочного алмазоподобного покрытия — нитрида титана. Очистка турбинных лопаток от нитрида титана успешно реализована с помощью лазерной установки на основе волоконного лазера мощностью 10 Вт. На рис. 6 приведены микрофотографии поверхности лопатки, полученные при помощи сканирующего зондового микроскопа до очистки (а) и после (б), видно существенное уменьшение количества загрязнений поверхности (черные пятна).

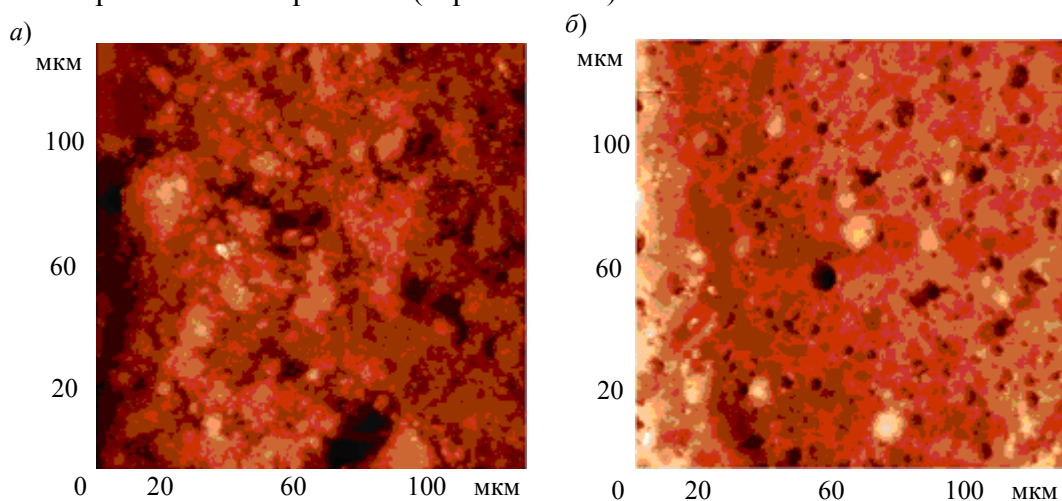


Рис. 6

**Очистка предметов исторического и культурного наследия.** Сохранение и реставрация произведений искусства и исторических ценностей становится в наши дни важнейшей задачей мирового масштаба. Использование в этих целях традиционных методов очистки (механических, абразивных, химических) часто не приносит желаемого результата или влечет за собой утерю какого-то количества исходного материала, а также может вызвать неконтролируемые химические реакции.

Область возможного применения метода при очистке произведений исторического и культурного наследия довольно широка и включает реставрацию картин, икон, фресок, мраморных, гранитных и металлических скульптур, монет и т.п. Ограничимся рассмотрением лазерной очистки металлических поверхностей — преимуществами здесь являются локальность, бесконтактность, возможность обработки труднодоступных участков, свойственные всем технологиям лазерной обработки. Кроме того, в данном случае важные достоинства лазерной очистки — это возможность сохранения микрорельефа поверхности и оптическая обратная связь: при полном удалении поверхностного окисного или коррозионного слоя отражение излучения от чистой металлической поверхности резко увеличивается и абляция прекращается.

Результаты экспериментов по лазерной очистке с помощью YAG:Nd-лазера представлены на рис. 7 и 8; рис. 7 — греческая монета (II век до н.э., частная коллекция) до (а), в процессе (б) и после лазерной очистки (в). На рис. 8 представлены статуэтка (высота 10 см) скульптуры П. К. Клодта после лазерной очистки (кроме хвоста) и медная статуя Петра I в натуральный рост в процессе очистки (стрелками указаны зоны очистки).

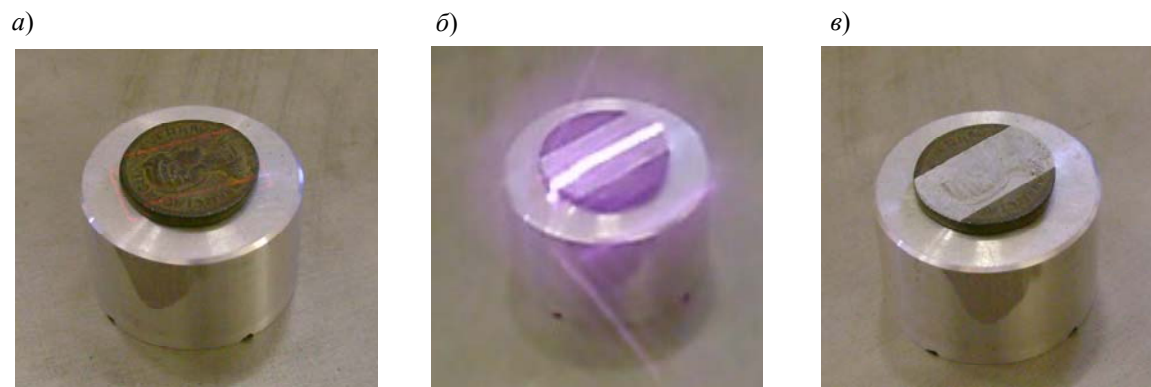


Рис. 7



Рис. 8

Работа проведена при поддержке гранта РФФИ № 07-02-00894-а и гранта РГНФ-БРФФИ № 07-01-90107а/Б.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lu Y. F., Ren Z. M. Laser microprocessing and the applications in microelectronics industry // Proc. SPIE. 2000. Vol. 4157. P. 191—199.
2. Oltra R., Arenholz E., Leiderer P. et al. Modelling and diagnostic of pulsed laser–solid interaction. Applications to laser cleaning // Proc. SPIE. 2000. Vol. 3885. P. 499—508.
3. Boneberg J., Mosbacher M., Dobler V., Leiderer P. Dry and steam laser cleaning of Si surfaces: efficiencies and problems // Proc. IX Int. Conf. on Laser-Assisted Microtechnology. St.-Petersburg, Russia, 2000. P. 43—44.
4. Veiko V. P., Shakhno E. A. Physical mechanisms of laser cleaning // Laser cleaning / Ed. by B. S. Luk'yanchuk. Singapore: World Scientific, 2002. P. 311—340.
5. Veiko V. P., Shakhno E. A., Smirnov V. N., Miaskovski A. M., Borovskih S. S. Laser cleaning of radioactive contaminated surfaces // Proc. Seminar on Appl. of Lasers in Mater. proc. Jadavpur University, Kolkata, India, February 3—4, 2006. P. 135—139.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

С. А. МУЛЕНКО, Ю. В. КУДРЯВЦЕВ, Н. Т. ГОРБАЧУК

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины  
Киев*

А. ЛУЧЕС, А. П. КАРИКАТО

*Университет Саленто, Лече, Италия*

В. П. ВЕЙКО, А. А. ПЕТРОВ, В. А. ЧУЙКО

*Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики*

## НАНЕСЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК СИЛИЦИДОВ МЕТАЛЛОВ МЕТОДАМИ PLD И LIFT

Для осаждения тонких пленок и слоев использованы импульсное лазерное осаждение и лазерно-индуцированный перенос пленок. Излучением KrF-лазера произведена абляция материала мишени из  $\text{CrSi}_2$  или  $\beta\text{-FeSi}_2$  с целью получения тонкой пленки или слоя силицида с малой шириной запрещенной зоны для последующего использования в качестве чувствительного элемента сенсора.

Силициды хрома ( $\text{CrSi}_2$ ) и железа ( $\beta\text{-FeSi}_2$ ) в монокристаллической форме представляют собой полупроводники с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 0,35$  и  $0,85$  эВ соответственно [1, 2]. В целом, силициды хрома и железа являются перспективными материалами благодаря своим полупроводниковым, электрохромным и фотохромным свойствам [3]. Электрические свойства пленки  $\text{CrSi}_2$  в значительной мере зависят от метода ее получения и от ее стехиометрии [4]. Свойства термо- и тензопреобразователя, полученных в виде тонких слоев или пленок силицидов, зависят от ширины запрещенной зоны  $E_g$ . В свою очередь, величина запрещенной зоны зависит от структуры материала, на который происходит осаждение: аморфной или поликристаллической.

Целью настоящей работы является изучение зависимости характеристик силицидов железа и хрома от толщины пленки или слоя и типа используемой подложки, для получения тонких пленок и слоев, пригодных для изготовления термо- и тензодатчиков. Для осаждения использовались импульсное лазерное осаждение (PLD) и лазерно-индуцированный перенос пленок (LIFT), которые позволяют получать пленки и слои с необходимой структурой материала.

**Эксперимент.** Для получения пленок и слоев методом PLD использовалась стальная вакуумная камера с остаточным давлением воздуха менее  $10^{-5}$  Па. Бесприменные монокристаллические мишени из  $\text{CrSi}_2$  и  $\beta\text{-FeSi}_2$  испарялись импульсным излучением KrF эксимерного лазера ( $\lambda = 248$  нм;  $\tau \approx 20$  нс) при плотности энергии  $F \approx 5,5$  Дж/см<sup>2</sup> и частоте следования импульсов 10 Гц. Для получения более однородной абляции мишень вращали с частотой 3 Гц. После каждого нанесения пленки поверхность мишени очищалась 600 лазерными импульсами при закрытой экраном подложке. Удаленный абляцией материал мишени оседал на подложке Si (100) или  $\text{SiO}_2$  при комнатной температуре  $T_n$  или при нагреве до 740 К. Подложка располагалась на расстоянии 45 мм от мишени. Структура пленки анализировалась с использованием рентгеноструктурного (XRD) анализа. Действительная часть диэлектрической

проницаемости ( $\epsilon_1$ ) и удельная проводимость ( $\sigma$ ) были рассчитаны исходя из эллипсоидных измерений. Слои, осажденные методом LIFT из мишеней  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> и CrSi<sub>2</sub>, были получены в вакуумной камере при остаточном давлении воздуха менее 0,15 Па. Слои осаждались YAG:Nd-лазером ( $\lambda=1060$  нм;  $\tau \approx 10$  нс) при средней плотности мощности  $J \approx (1,1—2,7) \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> и частоте следования импульсов 500, 800 Гц. Осаждение было проведено на кварцевую подложку при средней мощности излучения 2,2—5,3 Вт. Подложка располагалась на расстоянии 1 мм от мишени. Электрическая проводимость и удельная электропроводность были оценены из электрического сопротивления образцов как функции температуры. Толщина пленки определялась на основе оптических интерференционных измерений, профилометрии, измерений на атомно-силовом микроскопе, RUMP [5] и моделирования спектра обратного резерфордского рассеяния (RBS).

**Результаты.** *Получение тонких пленок и слоев методом PLD.* Для получения пленок из CrSi<sub>2</sub> были использованы подложки двух типов — кварцевая (SiO<sub>2</sub>) и кремниевая (Si). Температурная зависимость удельной проводимости пленок CrSi<sub>2</sub>, осажденных на кварцевую и кремниевую подложки методом PLD представлена на рис. 1, здесь: 1 — пленка толщиной  $d \approx 500$  нм, подложка SiO<sub>2</sub>,  $T_n \approx 300$  К, число лазерных импульсов  $N = 5000$ ; 2 —  $d \approx 40$  нм, подложка SiO<sub>2</sub>,  $T_n \approx 740$  К,  $N = 700$ ; 3 —  $d \approx 40$  нм, подложка Si,  $E_g \approx 0,18$  эВ,  $T_n \approx 740$  К,  $N = 5000$ ; 4 —  $d \approx 750$  нм,  $E_g \approx 0,013$  эВ, подложка SiO<sub>2</sub>,  $T_n \approx 740$  К,  $N = 5000$ . Из графика видно, что температурная зависимость удельной проводимости для осажденной пленки CrSi<sub>2</sub> на нагретую кремниевую подложку ( $T_n \approx 740$  К) (кривая 3) проявляет полупроводниковый характер при температуре ниже 227 К и металлический — ниже 77 К. Полупроводниковый характер температурной зависимости удельной проводимости  $\sigma$  также ясно виден для пленки, осажденной на кварцевую подложку SiO<sub>2</sub>, нагретую до ( $T_n \approx 740$  К) (кривая 4).

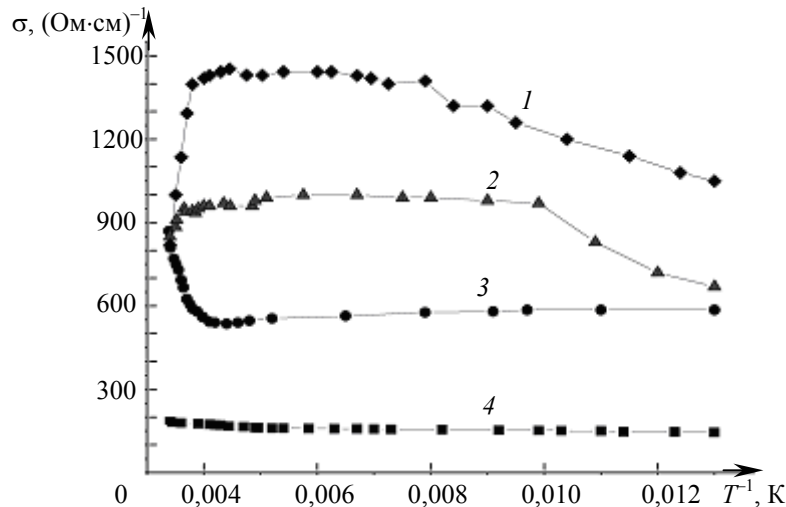


Рис. 1

В тех случаях, когда температурная зависимость демонстрирует полупроводниковый характер (кривые 3, 4),  $\sigma$  может быть точно выражена следующим соотношением [6]:

$$\sigma = \sigma_g \exp(-E_g/2kT) + \sigma_i \exp(-E_i/kT), \quad (1)$$

где  $\sigma_g$  — собственная удельная электропроводность;  $\sigma_i$  — электропроводность, определяемая примесями;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны для собственной электропроводности;  $E_i$  — ширина запрещенной зоны, задаваемая примесями.

Используя выражение (1), можно рассчитать величину  $E_g$  по следующей формуле:

$$E_g = \frac{2k \ln[\sigma(T_1)/\sigma(T)]}{T_2^{-1} - T_1^{-1}}, \quad (2)$$

где  $\sigma(T_1)$  — удельная электропроводность при  $T_1 = 296$  К и  $\sigma(T)$  — удельная проводимость при температуре  $T_2$  ( $T_1 > T_2$ ). Как видно из рис. 1, температурная зависимость удельной про-

водимости пленки  $\sigma$  существенно зависит от материала подложки (Si или SiO<sub>2</sub>). В пленках, полученных из CrSi<sub>2</sub>- на SiO<sub>2</sub>-подложках, проявляется металлическая и полупроводниковая зависимость  $\sigma$  (рис. 1, кривые 1, 2). XRD-анализ показал, что пленки, осажденные на кремниевые подложки, имеют поликристаллическую структуру, в то время как пленки, осажденные на кварцевые подложки — аморфную.

Оптические свойства пленок CrSi<sub>2</sub>, осажденных на кварцевую подложку методом PLD, подтверждают существование в них полупроводниковой фазы:  $\epsilon_1 > 0$  (рис. 2). Здесь  $d \approx 750$  нм,  $E_g \approx 0,013$  эВ;  $\epsilon_1 = n^2 - k^2$ ,  $n$  — показатель преломления,  $k$  — коэффициент экстинкции,  $q$  — оптическая проводимость,  $q = nk\nu$ ,  $\nu$  — частота волны излучения,  $E_\phi$  — энергия фотона.

Максимальное значение ширины запрещенной зоны для пленок, обладающих полупроводниковыми свойствами, составляет  $E_g \approx 0,18$  (рис. 1, кривая 3) и 0,013 эВ (кривая 4).

Пленки  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> осаждались на кварцевую подложку методом PLD. Температурные зависимости удельной проводимости пленок различной толщины показаны на рис. 3 (1 —  $d \approx 150$ ,  $N = 1500$ ,  $T_{\text{п}} = 296$ ; 2 — 70, 700, 740; 3 — 60 нм, 700, 296 К).

Из рис. 3 можно видеть, что температурная зависимость  $\sigma$  имеет выраженные полупроводниковые свойства в диапазоне 77—296 К. Как показал XRD-анализ, пленка, полученная на SiO<sub>2</sub>-подложке, имеет аморфную структуру. Оптические свойства этих пленок также подтверждают наличие в них полупроводниковой фазы:  $\epsilon_1 > 0$ . Максимальное значение ширины запрещенной зоны для пленок, обладающих полупроводниковыми свойствами, составляет  $E_g \approx 0,023$  эВ для пленки толщиной  $d \approx 60$  нм; 0,027 эВ — для 70 нм; 0,031 эВ — для 150 нм.

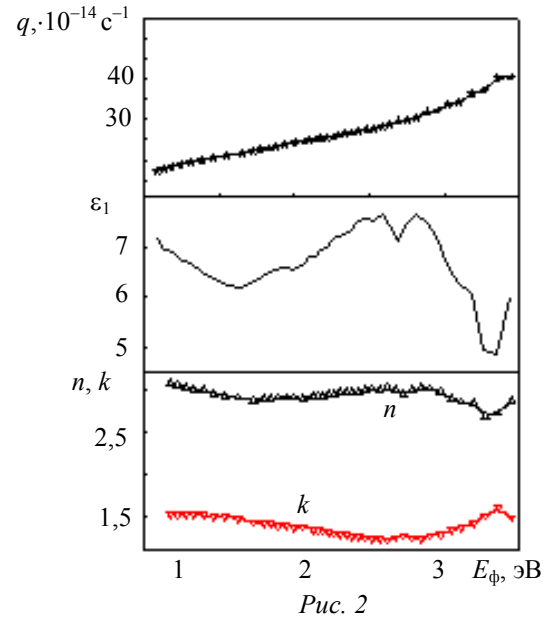


Рис. 2

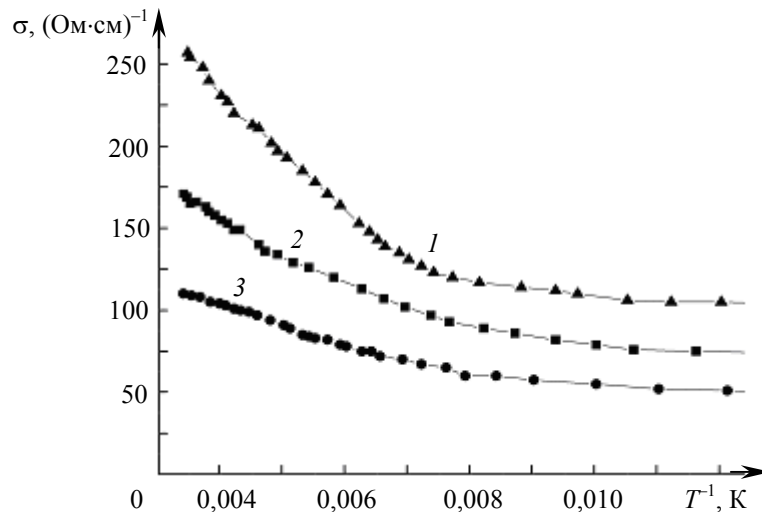


Рис. 3

Самыми важными параметрами при создании датчиков на основе пленок силицидов являются коэффициент термоэдс ( $\alpha$ ) и коэффициент тензочувствительности ( $\Delta R/R_0\epsilon$ ), где  $\Delta R = R - R_0$  разность между электрическим сопротивлением при механической деформации  $R$  и без  $R_0$ ;  $\epsilon$  — относительная деформация образца, которая может быть определена следующим образом [7]:

$$\varepsilon = \frac{6PL}{b_0 \left(\frac{2}{3}h\right)^2 E}, \quad (3)$$

где  $P$  — нагрузка (кг);  $L$  — длина балки (14 см);  $b_0$  — ширина балки (3,4 см);  $h$  — толщина балки (0,32 см);  $E$  — модуль упругости ( $\approx 20 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup> для стальной балки).

Наибольший коэффициент термоэдс наблюдался для пленки CrSi<sub>2</sub> на кремниевой подложке:  $\alpha \approx 1$ —1,4 мВ/К (рис. 4). Коэффициент тензочувствительности для этой пленки ( $d \approx 40$  нм,  $T_{\text{п}} \approx 740$  К) составил около 5. Зависимость относительного изменения электрического сопротивления  $\Delta R/R_0$  вследствие относительной деформации: для пленок CrSi<sub>2</sub> на SiO<sub>2</sub>-подложках представлены на рис. 5 (1 —  $d \approx 750$ ,  $T_{\text{п}} \approx 740$ ; 2 — 40, 740; 3 — 500 нм, 300 К). Коэффициент термоэдс пленок  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> на кремниевых подложках для различных значений толщины (1 —  $d \approx 150$ ; 2 — 60 нм) представлен на рис. 6.

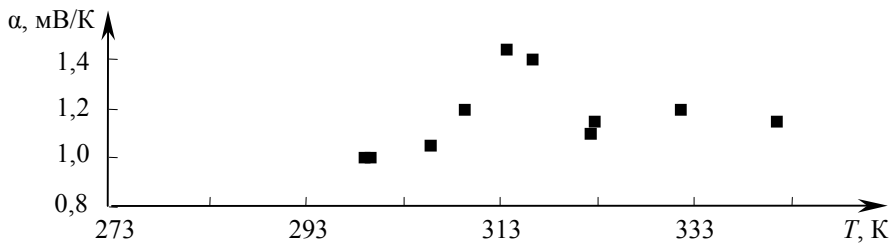


Рис. 4

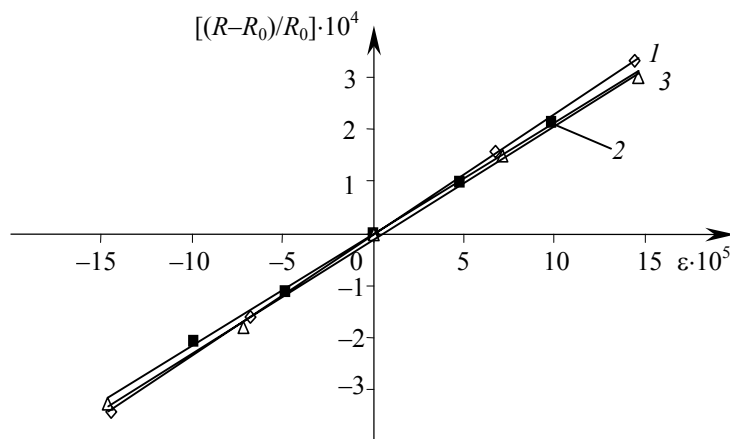


Рис. 5

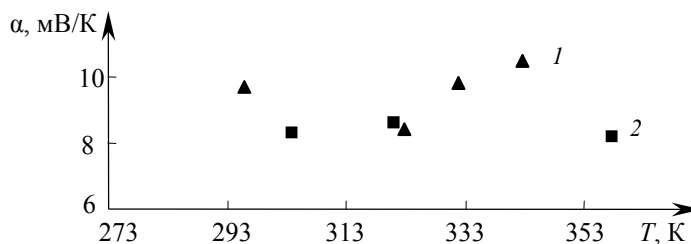


Рис. 6

*Осаждение слоев методом LIFT.* Было проведено осаждение слоев CrSi<sub>2</sub> на кварцевую подложку при комнатной температуре. Максимальное значение ширины запрещенной зоны для пленок, обладающих полупроводниковыми свойствами, составляет в температурном диапазоне 77—300 К,  $E_g \approx 0,09$  эВ при  $J \approx 1,1 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. При увеличении средней плотности мощности до  $1,8 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдалась металлическая температурная зависимость удельной проводимости осажденных слоев для той же мишени.



Были получены слои  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> на кварцевой подложке при комнатной температуре. Как показал XRD-анализ, слои, полученные из CrSi<sub>2</sub>- и  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>-мишеней на SiO<sub>2</sub>-подложке, имеют преимущественно аморфную структуру. Максимальное значение ширины запрещенной зоны для пленок, обладающих полупроводниковыми свойствами, составляет в температурном диапазоне 77—300 К  $E_g \approx 0,005$  эВ при  $J \approx 1,1 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. При увеличении средней мощности до  $2,7 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдалась полупроводниковая температурная зависимость удельной проводимости у слоя  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> с  $E_g \approx 0,05$  эВ. Коэффициент термоэдс для слоя CrSi<sub>2</sub> с полупроводниковыми свойствами составил 36 мкВ/К в диапазоне 300—350 К, а коэффициент тензочувствительности около 4,2. Коэффициент термоэдс для слоя  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> с  $E_g \approx 0,005$  эВ составил около 2 мкВ/К и для  $E_g \approx 0,05$  эВ — около 2,2 мкВ/К. Коэффициент тензочувствительности в обоих случаях — 2. Полученные коэффициенты  $\alpha$  и  $\Delta R/R_0 \epsilon$  представлены в таблице.

Коэффициенты  $\alpha$  и  $\Delta R/R_0 \epsilon$ , наблюдаемые при различных условиях

Метод осаждения	Мишень	Толщина пленки или слоя, нм	Подложка	Удельная проводимость, $(\Omega \cdot \text{см})^{-1}$	Ширина запрещенной зоны, эВ; тип проводимости	$\alpha$ , мВ/К	$\Delta R/R_0 \epsilon$
PLD	CrSi <sub>2</sub>	40	Si	870	0,18 при 270—296 К	1—1,4	5
PLD	CrSi <sub>2</sub>	40	SiO <sub>2</sub>	850	металл—полупроводник	0,005—0,0075	2
PLD	CrSi <sub>2</sub>	500	SiO <sub>2</sub>	820	металл—полупроводник	0,01—0,015	2
PLD	CrSi <sub>2</sub>	750	SiO <sub>2</sub>	183	0,013	0,01—0,015	2,3
PLD	$\beta$ -FeSi <sub>2</sub>	60	SiO <sub>2</sub>	110	0,023	0,008	2,3
PLD	$\beta$ -FeSi <sub>2</sub>	70	SiO <sub>2</sub>	171	0,027	0,0085	4,4
PLD	$\beta$ -FeSi <sub>2</sub>	150	SiO <sub>2</sub>	257	0,031	0,0085—0,01	4,7
LIFT	CrSi <sub>2</sub>	700	SiO <sub>2</sub>	4,8	0,09	0,036	4,2
LIFT	CrSi <sub>2</sub>	1150	SiO <sub>2</sub>	6,5	металл	0,0015	1,5
LIFT	$\beta$ -FeSi <sub>2</sub>	700	SiO <sub>2</sub>	26	0,005	0,0020	2
LIFT	$\beta$ -FeSi <sub>2</sub>	1700	SiO <sub>2</sub>	0,08	0,05	0,0022	2

**Обсуждение.** Можно видеть, что осаждение пленки при абляции мишени из CrSi<sub>2</sub> на подложку из кристаллического кремния способствует образованию поликристаллической пленки силицида, и наоборот — аморфная структура SiO<sub>2</sub>-подложки приводит к формированию аморфной пленки. Осаждение пленки на нагреваемую подложку приводит к получению пленки с большим процентом содержания полупроводниковой фазы. Пленки, осажденные при абляции мишени из  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> на аморфную SiO<sub>2</sub>-подложку, также представляют собой аморфные структуры. Но в этих пленках существует полупроводниковая фаза: толстые пленки и слои с высоким содержанием полупроводниковой фазы — полученные методами PLD и LIFT. В целом аморфные пленки силицида железа, осажденные на SiO<sub>2</sub>-подложку, имеют более высокое значение  $E_g$ , чем аморфные пленки силицида хрома, полученные PLD-методом.

Для слоев, полученных при абляции мишени из CrSi<sub>2</sub> методом LIFT, при увеличении толщины слоя наблюдается температурная зависимость удельной проводимости, свойственная металлу и определяемая преимущественным испарением атомов Cr из CrSi<sub>2</sub>-мишени при увеличении средней мощности лазера.

Коэффициент термоэдс для пленок, полученных осаждением CrSi<sub>2</sub>, выше для поликристаллических пленок, чем для аморфных, а также он выше для пленок с более высоким содержанием полупроводниковой фазы (то же и для коэффициента тензочувствительности). Коэффициенты термоэдс и тензочувствительности выше для пленок (осажденных абляцией мишени из FeSi<sub>2</sub>), имеющих более высокое содержание полупроводниковой фазы, при использовании как метода PLD, так и LIFT.

Установлено, что пленки на основе  $\text{CrSi}_2$  могут обладать как полупроводниковыми, так и металлическими свойствами в зависимости от параметров осаждения. Таким образом, пленка толщиной  $d \approx 40$  нм, осаждавшаяся на кремниевую подложку (Si), с температурой 740 К обладала шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 0,18$  эВ, коэффициентом термоэдс  $\alpha \approx 1,0$ — $1,4$  мВ/К для температуры  $300 \leq T \leq 340$  К и коэффициентом тензочувствительности  $(R - R_0)/R_0 \epsilon \approx 5$ . Пленка большей плотности, но осажженная на кварцевую подложку ( $\text{SiO}_2$ ), при 740 К вела себя как металл в диапазоне  $125 \leq T \leq 296$  К и как полупроводник в диапазоне  $77 \leq T \leq 125$  К. Коэффициент  $\alpha$  изменялся в диапазоне 5—7,5 мкВ/К при  $300 \leq T \leq 340$  К. Пленка толщиной 750 нм осажженная на  $\text{SiO}_2$  при 740 К продемонстрировала только полупроводниковые свойства в диапазоне 77—296 К с  $E_g \approx 0,013$  эВ и  $\alpha \approx 10$ — $15$  мкВ/К для температурного диапазона  $293 \leq T \leq 340$  К. Коэффициент тензочувствительности для такой пленки изменялся в диапазоне 2—5. Пленки на основе  $\beta\text{-FeSi}_2$ , осажженные на кварцевую подложку, при  $295 \leq T \leq 740$  К также показали только полупроводниковые свойства. При увеличении толщины пленки возрастает и значение  $E_g$ :  $d \approx 150$  нм —  $E_g \approx 0,032$  эВ;  $d \approx 70$  —  $0,027$ ;  $60$  —  $0,023$ . Коэффициент термоэдс составил для пленки толщиной 150 нм  $\alpha \approx 10$  мкВ/К, для 60 нм — 8 при  $293 \leq T \leq 340$  К. Коэффициент тензочувствительности для таких пленок находится в диапазоне 2,3—4,7. Во втором случае для нанесения пленок  $\text{CrSi}_2$  и  $\beta\text{-FeSi}_2$  методом LIFT был использован YAG:Nd-лазер. Коэффициент  $\alpha$  для осажженных слоев  $\beta\text{-FeSi}_2$  в этом случае составил 2,2 мкВ/К с  $E_g \approx 0,05$  эВ. При уменьшении средней плотности мощности излучения YAG:Nd-лазера ширина запрещенной зоны уменьшается до 0,005 эВ. Для этой пленки также был найден коэффициент  $\alpha \approx 2$  мкВ/К, для осажженных слоев  $\text{CrSi}_2$   $\alpha \approx 36$  мкВ/К при  $E_g \approx 0,09$  эВ. Коэффициент термоэдс для слоев, полученных методом LIFT, был измерен при  $300 \leq T \leq 350$  К. Коэффициент тензочувствительности слоев, полученных методом LIFT, варьировался в диапазоне 1,5—4,2. В пленках и слоях, полученных методами PLD и LIFT, наблюдалось высокое содержание полупроводниковой фазы, а также высокие значения  $\alpha$  и  $(R - R_0)/R_0 \epsilon$ . Можно заключить, что тонкие пленки и слои, полученные методами PLD и LIFT из  $\text{CrSi}_2$ - и  $\beta\text{-FeSi}_2$ -мишеней, подходят для изготовления термо- и тензодатчиков.

Работа поддержана проектом НАТО PDD (CP-CBR.EAP.CLG 982748).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mattheiss L. F. Structural effects on the calculated semiconductor gap of  $\text{CrSi}_2$  // Phys. Rev. 1991. Vol. 43. P. 1863—1866.
2. Chevrier J., Natoli J. Y., Berbezier I., Ronda A., Derrie J. Semiconducting silicide-silicon heterostructures // Solid State Phenomena. 1993. Vol. 32—33. P. 39—50.
3. Murarka S. P. Silicides for VLSI Applications. N. Y.: Academic Press, 1983.
4. Lien C. -D., Nicolet M. -A., Lau S. S. Kinetics of silicides on Si <100> and evaporated silicon substrates // Thin Solid Films. 1986. Vol. 143. P. 63—72.
5. Doolittle L. RUMP RBS Simulation Program. Computer Graphics Service, Ltd., 1993.
6. Wert C. W., Thomson R. M. Physics of Solids. N. Y.: McGraw-Hill Book Company, 1964.
7. Ренский А. Б., Баранов Д. С., Макаров Р. А. Тензоизмерения строительных конструкций и материалов. М.: Стройиздат, 1977.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

Г. А. Туричин, В. А. Лопота, Е. А. Валдайцева, Е. Ю. Поздеева,  
Е. В. Земляков, К. В. Савельева

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

## УПРАВЛЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЕМ МИКРОСТРУКТУРЫ ПРИ СВЕТОЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ СТАЛИ

Исследована возможность управления параметрами ансамблей наноразмерных включений при гибридной сварке. Для этих целей были разработаны тепловая модель комбинированного воздействия лазерного луча и мощной дуговой лампы на материал, а также кинетическая модель, описывающая фазовые превращения в стали при светолазерном воздействии. Полученные результаты подтверждают возможность управления процессом формирования микроструктуры стали путем изменения параметров процесса и комбинированного теплового источника.

**Введение.** Основной тенденцией в современном машиностроении является снижение массы движущихся элементов конструкций. Для этого все чаще применяются высокопрочные двух- и трехфазные стали нового поколения, свойства которых определяются параметрами ансамблей наноразмерных включений. Однако при этом остается нерешенной проблема достижения необходимой пластичности сварных швов.

Для решения этой проблемы необходима технология сварки, обеспечивающая достаточную пластичность металла сварных швов и качество, не уступающее качеству используемой в настоящее время лазерной сварки. Наиболее перспективным для получения заданной микроструктуры и механических свойств является использование высокоскоростного термоциклирования [1]. Термические циклы с управляемым изменением температуры могут быть получены при использовании двух и более тепловых источников, движущихся друг за другом, например, при „тандемной“ лазерной сварке [2]. Но с экономической точки зрения целесообразно использовать более дешевый локальный дополнительный источник нагрева, такой как мощная дуговая лампа. Для выбора параметров технологического режима, обеспечивающего получение заданной микроструктуры и свойств материала, необходимо иметь количественное описание влияния вида термического цикла на фазовые и структурные изменения, протекающие в материале при светолазерном (гибридном) воздействии. Современные термодинамические представления о механизме фазовых превращений в стали вследствие лазерного излучения [3] не принимают во внимание неравновесную природу быстропротекающих процессов, приводящих к формированию в зоне лазерного воздействия метастабильных микроструктур, влияние на температуру превращения скоростей нагрева и охлаждения, взаимное влияние процессов роста новой фазы и нестационарной диффузии, а также начальное состояние материала.

Численная модель изменения микроструктуры с учетом этих факторов может быть сформулирована на основе кинетической теории фазовых превращений в стали [4]. Исходным параметром для анализа является изменение температуры в цикле гибридной сварки, определяющее протекание фазовых превращений. Поэтому для исследования возможности управления параметрами микроструктуры необходимо:

- 1) разработать тепловую модель сварочного процесса;
- 2) разработать модель формирования микроструктуры материала в зоне обработки;
- 3) создать экспериментальную установку;
- 4) провести необходимые экспериментальные исследования и верификацию моделей.

**Модель сварочной ванны и зоны обработки при гибридном воздействии.** Математическая модель сварочной ванны при гибридной сварке, позволяющая рассчитывать термические циклы в металле сварного шва и в зоне термического влияния [5], основана на совместном решении взаимосвязанных задач о поглощении излучения, конвективном теплопереносе и гидродинамике расплава, газодинамике разлета паров и кинетике лазерно-индуцированной плазмы. Для решения поставленной задачи была использована численная модель сварочной ванны с явным определением ее границы. Лазерный источник нагрева для случая сварки с глубоким проплавлением был описан в работе [6]. Существенным отличием гибридной сварки является наличие второго, распределенного по поверхности сварочной ванны теплового источника. Это приводит к тому, что сварочная ванна в верхней части расширяется, и использование предположений о двумерном теплопереносе, как это было сделано для лазерной сварки, становится невозможным. Поэтому для гибридной сварки были получены трехмерные решения тепловой и гидродинамической задач для сварочной ванны, учитывающие влияние на распределение температур термокапиллярного течения в ней [7].

Нагрев мишени сфокусированным излучением дуговой лампы приводит к формированию на обрабатываемой поверхности движущегося теплового источника, распределение энергии которого обусловлено локальными значениями интенсивности излучения и коэффициентом поглощения излучения, зависящим от температуры поверхности. Поэтому задача нагрева материала с использованием сфокусированного излучения мощной дуговой лампы является нелинейной, так как параметры теплового источника зависят от температуры поверхности. На первом этапе задача рассматривалась как линейная. Для ее решения в подвижной системе координат можно использовать функцию Грина, тогда для теплового поля дополнительного источника нагрева можно записать

$$T(x, y, z) = \iint \frac{A(T(x', y'))I(x', y')}{2\pi\lambda|\mathbf{R}-\mathbf{R}'|} \exp\left[-\frac{\nu}{2\chi}(\|\mathbf{R}-\mathbf{R}'\|+(x-x'))\right] dx'dy',$$

где  $A(T)$  — коэффициент поглощения;  $I$  — интенсивность излучения;  $\nu$  — скорость сварки, а интегрирование ведется по поверхности, освещенной дуговой лампой;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\mathbf{R}, \mathbf{R}'$  — векторы координаты точки;  $\chi$  — температуропроводность.

При учете зависимости коэффициента поглощения от температуры это выражение является интегральным, для его решения был разработан следующий алгоритм: на первой стадии определяется только температура поверхности. Вычисление интеграла с помощью суммирования по двумерной сетке позволило получить для каждого узла алгебраическое нелинейное уравнение, которое решалось методом итераций. При этом локальная температура была определена в каждом узле, и с ее помощью рассчитывалось локальное значение поглощенной энергии излучения лампы.

На второй стадии тепловое воздействие поверхностного нагрева дополнительным источником суммировалось с температурным полем от лазерного источника. Данная модель была реализована как компьютерная программа, позволяющая рассчитывать размер и форму сварочной ванны, температурное поле и термические циклы в сварном шве и в зоне термического влияния. Сравнение результатов моделирования гибридной сварки стали 08Ю (образец толщиной 0,8 мм) с экспериментальными результатами подтверждает высокую точность разработанной модели (рис. 1, где  $a$  — мощность импульса лазерного излучения 2,25 кВт, длительность импульса 7 мс, частота следования импульсов 5 Гц, электрическая мощность дополнительного теплового источника 5,2 кВт, скорость сварки 2 мм/с;  $b$  — мощность импульса лазерного излучения 4,5 кВт, длительность импульса

3,5 мс, частота следования импульсов 10 Гц, электрическая мощность дополнительного теплового источника 5,7 кВт, скорость сварки 4 мм/с).

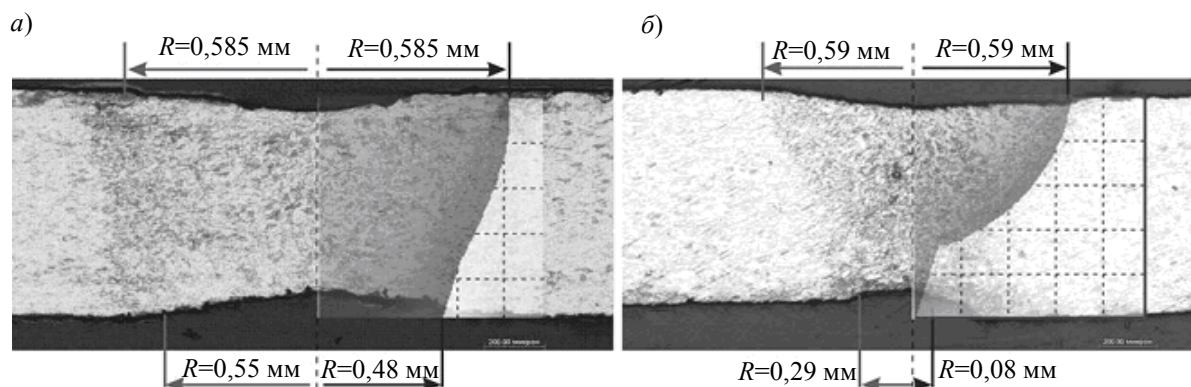


Рис. 1

**Формирование микроструктуры при гибридной сварке.** Фазовые превращения в стали за счет распада аустенита (при охлаждении) или его формирования (при нагреве), определяющие в итоге структуру металла, состоят из двух этапов. Первый связан с распадом (или формированием) твердого раствора углерода в железе и образованием (растворением) карбида железа, а второй — с перестройками кристаллической решетки ГЦК—ОЦК при охлаждении и нагреве. Для расчета параметров карбидных включений была разработана кинетическая модель формирования и роста включений второй фазы при распаде твердого раствора [4].

Кинетическая модель перестройки кристаллической решетки ( $\alpha$ — $\gamma$ -превращение) была построена на тех же принципах, что и модель зарождения и роста включений. Поскольку диффузионное число Пекле в данном случае не является малым, уравнение диффузии (в отличие от задачи о росте карбидов) решалось с учетом конвективного члена. С другой стороны, поскольку размеры зерен на этапе роста значительно превосходят толщину диффузионного слоя, диффузионная задача рассматривалась как одномерная. Совместное решение связанных задач о кинетике роста зерна новой фазы и о диффузии углерода перед его фронтом позволяет рассчитать количество новой фазы в любой момент термического цикла. Таким образом, была получена самосогласованная математическая модель, описывающая как превращение кристаллической решетки, так и распад твердого раствора при высокоскоростном нагреве и охлаждении. В качестве параметров исходной структуры металла при этом учитывались как размер исходных карбидов, так и коэффициент диффузии. Входным параметром модели является термический цикл, определяющийся технологическим режимом обработки. Полученное решение позволяет, решив уравнения модели, непосредственно рассчитать эволюцию фазового состава металла в зоне обработки.

**Структура и свойства сварного шва при светолазерной сварке.** Экспериментальная проверка разработанных теоретических положений проводилась на экспериментальной светолазерной установке, состоящей из импульсно-периодического YAG:Nd-лазера „Квант 15“ и дугового лампового излучателя производства фирмы SWAR. Для подачи лазерного излучения использовался зеркальный лучепровод. Конструкция излучателя позволяет изменять состав и давление рабочего газа и взаимное расположение „лазерного“ и „светового“ пятен на поверхности мишени.

С использованием экспериментальной установки было исследовано влияние параметров термических циклов сложной формы на формирование микроструктуры. Описанная выше самосогласованная кинетическая модель процесса формирования ансамбля карбидных включений позволила смоделировать влияние параметров „гибридного“ термического цикла на средний размер формирующихся карбидов. Приведенные примеры результатов расчетов и экспериментов (рис. 2—4) подтверждают, что управлять размером ( $a$ ) карбидных включений

можно, изменяя параметры термического цикла. На рис. 2 и 3 представлены термический цикл (*а*) и рост карбидных нановключений (*б*) для стали 08Ю. Время задержки между температурными пиками 2 (рис. 2) и 1 с (рис. 3); кривая 1 — лазерный процесс, 2 — гибридный. На рис. 4 приведена фотография микроструктуры стали 08Ю после гибридного светолазерного воздействия. Максимальная температура 1200 К, ширина поля 50 мкм, время задержки между температурными пиками: *а* — 2, *б* — 1 с.

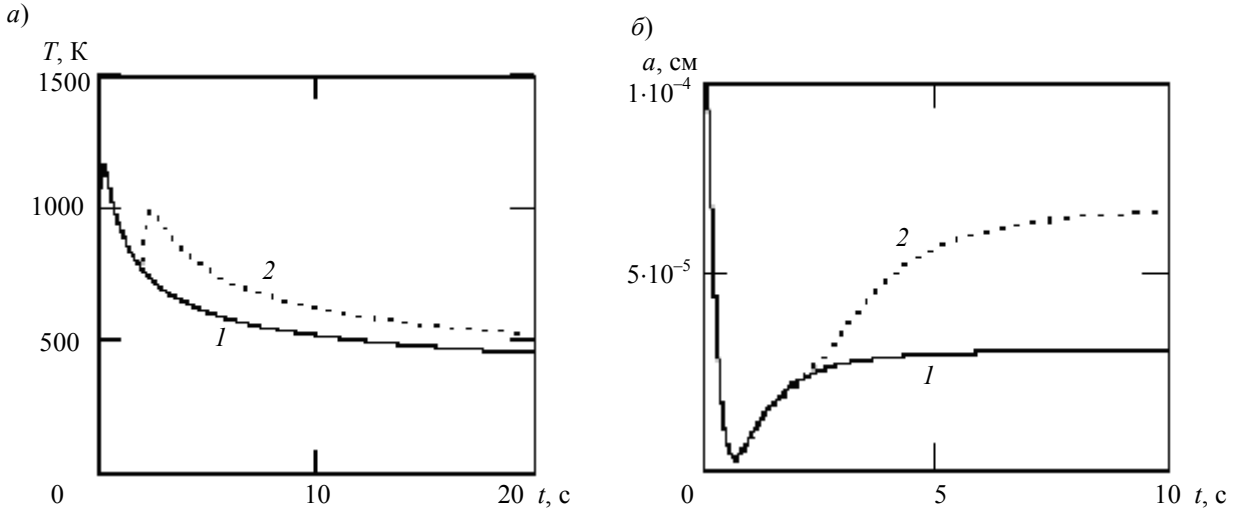


Рис. 2

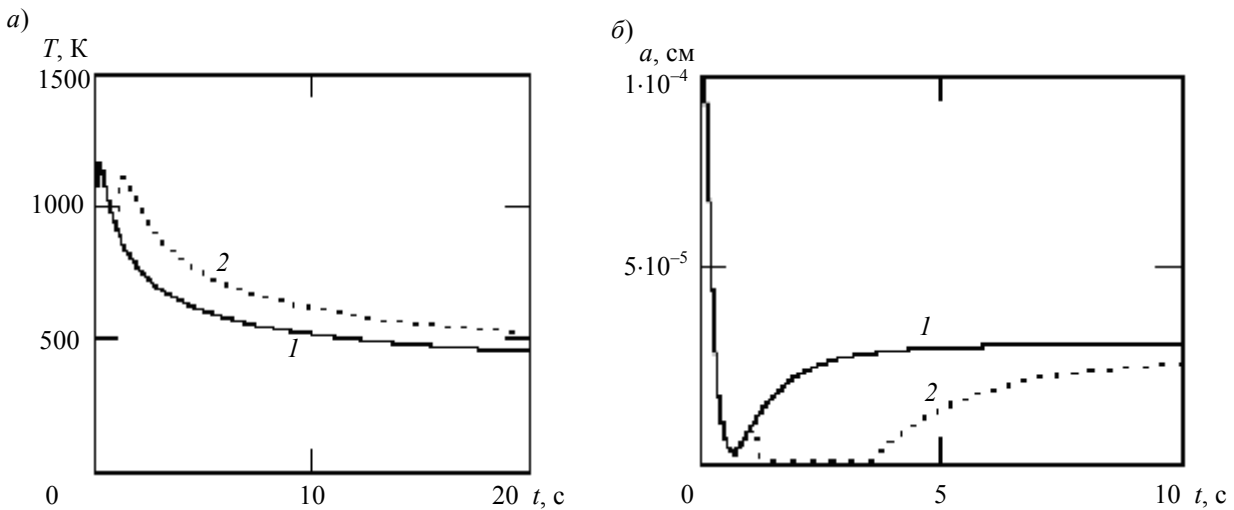


Рис. 3

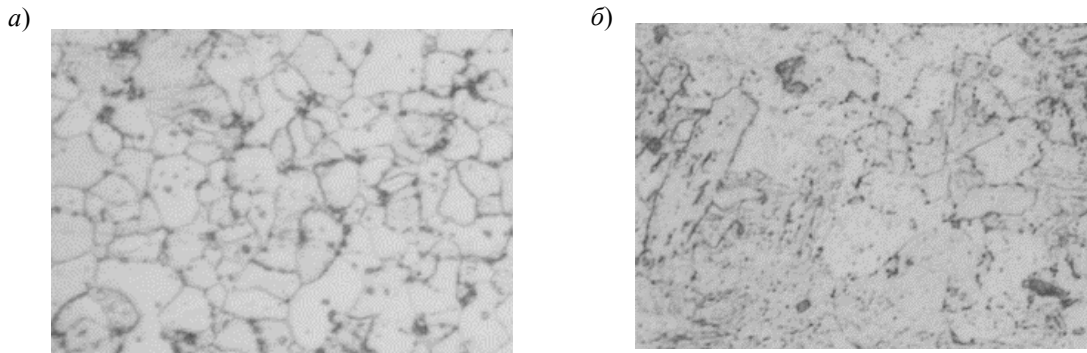


Рис. 4

Таким образом, полученные результаты показывают, что время задержки между пиками гибридного термического цикла является параметром, с помощью которого возможно управлять размерами карбидных нановключений, определяющим свойства материала после луче-

вой обработки. При этом во всех случаях моделирование показывает снижение химической неоднородности в твердом растворе при переходе от обычного термического цикла к „гибридному“.

Анализ распределения средних значений микротвердости показал, что образцы, полученные гибридной сваркой, характеризуются меньшей разницей значений микротвердости металла шва и околошовной зоны в сравнении с образцами, полученными лазерной сваркой. Уменьшение доли мартенсита в сварном шве приводит к повышению пластичности. Проведенные испытания по методу Эриксона показали, что, например, при переходе от лазерной к гибридной сварке легированной стали 30ХГСА технологическая пластичность возрастает более чем на 40 %.

Использование гибридной светолазерной сварки позволяет повысить эффективность проплавления стали и обеспечить стабильность формирования сварного шва при сварке металлов малой толщины. Перемещая пятно лампы по обрабатываемой поверхности относительно пятна лазера, можно управлять формированием микроструктуры сварного шва.

Применение гибридной технологии сварки с сопутствующей термической обработкой позволяет увеличить пластичность сварных швов.

Исследования проводились при поддержке РФФИ (грант 06-08-00609-а) и МНТЦ (грант 2868).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gyulikhandanov E. L., Khaidorov A. D.* Effect of Thermocycling on the Structure and Properties of High-Speed Steel Obtained by Electroslag Remelting // *J. Metal Sci. and Heat Treatment*. 2002. Vol. 44, N 9—10. P. 426.
2. *Glumann C., Rapp J., Dausinger F., Hugel H.* Welding with combination of two CO<sub>2</sub> lasers-advantages in processing and quality // *ICALEO' 93*. Orlando, 1993. P. 672—681.
3. *Гуреев Д. М., Камашев А. В., Ямщиков С. В.* Механизмы фазовых превращений в железе и сталях при лазерном нагреве. Самара: „Самарский университет“, 1999. 164 с.
4. *Dilthey U., Gumenyuk A., Turichin G.* Calculation of the kinetics of diffusion phase transformations in low-alloyed steels in beam welding // *Paton Welding J.* 2006. N 2. P. 11—16.
5. *Fuerst B., Dahmen M., Kaierle S., Kreutz E.W., Poprave R., Turichin G.* CALAS — A process model for laser beam welding // *Proc. Laser Assisted Net Shape Eng.* Maisenbach-Verlag, 1997. P. 193—201.
6. *Лопота В. А., Сухов Ю. Т., Туричин Г. А.* Компьютерное моделирование лазерной сварки для применений в технологии // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1997. Т. 61, № 8. С. 1613—1618.
7. *Лопота В. А., Туричин Г. А., Валдайцева Е. А., Бейер Е., Вольмер З.* Влияние конвекции Марангони в хвостовой части сварочной ванны при лазерной сварке с глубоким проплавлением // *Изв. вузов. Приборостроение*. 2004. Т. 47, № 10. С. 76—81.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

В. К. СЫСОЕВ, П. А. ВЯТЛЕВ

*Научно-производственное объединение им. С. А. Лавочкина  
Химки, Московская область*

## ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ

Показано влияние параметров лазерного термораскалывания на качество получаемых стеклянных изделий — прочность, шероховатость и температурный профиль зоны нагрева. Показано преимущество эксплуатационных свойств стеклянных изделий, полученных лазерным термораскалыванием, по сравнению с другими методами.

Метод управляемого лазерного термораскалывания хрупких неметаллических материалов [1—6], таких как стекло, сапфир, керамика, имеет ряд неоспоримых достоинств: высокую точность и скорость обработки, низкую энергоемкость и себестоимость процесса обработки. Все это вызывает интерес к данной технологии и к промышленному выпуску соответствующего оборудования.

Однако в литературе, посвященной управляемому лазерному термораскалыванию, весьма мало сведений о характеристиках изделий, получаемых по данной технологии. К таким характеристикам относятся: прочность получаемых изделий, шероховатость торцов получаемых изделий и температурный профиль нагрева изделий в зоне воздействия лазерного луча. Знание этих характеристик позволяет применять технологию, в том числе и для обработки изделий, содержащих электронные элементы, например дисплеев.

Цель настоящей работы — исследование прочностных и точностных характеристик, качества поверхности разреза и измерение температурного профиля нагрева полученных изделий при управляемом лазерном термораскалывании.

Методика эксперимента при исследовании прочностных характеристик состояла в следующем. На факультете стекла в РХТУ им. Д. И. Менделеева с помощью прибора РМ-500 из дисплейного стекла толщиной 0,7 мм по технологии лазерного термораскалывания изготавливались образцы, которые подвергались механическим испытаниям по трехточечной схеме. Использовались три способа изготовления образцов:

- алмазное скрайбирование с последующим механическим доломом;
- лазерное скрайбирование излучением CO<sub>2</sub>-лазера;
- лазерное термораскалывание — сквозная микротрещина под воздействием излучения CO<sub>2</sub>-лазера (далее „термораскалывание“).

Образцы изготавливались из одной партии стекла, и с помощью каждого способа обработки получали не менее 50 экземпляров. На рис. 1 представлены прочностные характеристики образцов боросиликатных стекол: 1 — алмазное скрайбирование, 2 — лазерное скрайбирование, 3 — термораскалывание;  $F$  — прочность образца. Номера образцов присваивались последовательно от наименьшей прочности к наибольшей. Из рисунка можно сделать следующие выводы — образцы, изготовленные методом сквозного разделения с помощью управляемого термораскалывания (кривая 2), имеют наибольшую прочность и наименьший разброс по параметрам; образцы, изготовленные в режиме лазерного скрайбирования, имеют меньшую прочность и больший разброс значений прочности. Алмазное скрайбирование дает наихудшие результаты.



В рамках настоящей работы были проведены испытания образцов, полученных методом термораскалывания под нагрузкой. Десять образцов размером  $50 \times 50 \times 0,125$  мм выдержали нагрузку 1 кг в течение 12 месяцев.

Проблема геометрической однородности (шероховатости) торцов стеклянных образцов, получаемых по трем методам разделения, включает два аспекта — геометрия разделения по всей длине образца, которая чаще всего определяется инструментальными возможностями, и определяемая методом обработки локальная шероховатость, которая исследовалась в настоящей работе. Для этой цели исследовалось не менее 50 образцов, получаемых по каждому способу обработки в МГТУ „Станкин“ профилометром-профилографом Калибр-252.

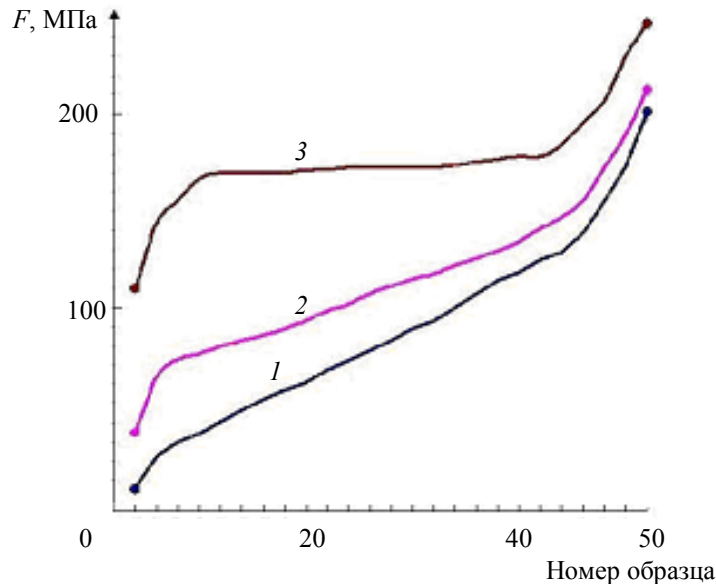


Рис. 1

На рис. 2 показаны типичные профили шероховатости образцов боросиликатных стекол, показания прибора откалиброваны по кремниевой пластинке: 1 — алмазное скрайбирование ( $R_a = 14$ ,  $R_{max} = 49$  мкм), 2 — лазерное скрайбирование ( $R_a = 13$ ,  $R_{max} = 47$  мкм), 3 — термораскалывание ( $R_a = 0,0053$ ,  $R_{max} = 0,15$  мкм). Здесь  $R_a$  — шероховатость образца,  $L$  — длина оцениваемого среза. Видно, что практически гладкая поверхность получается в случае термораскалывания.

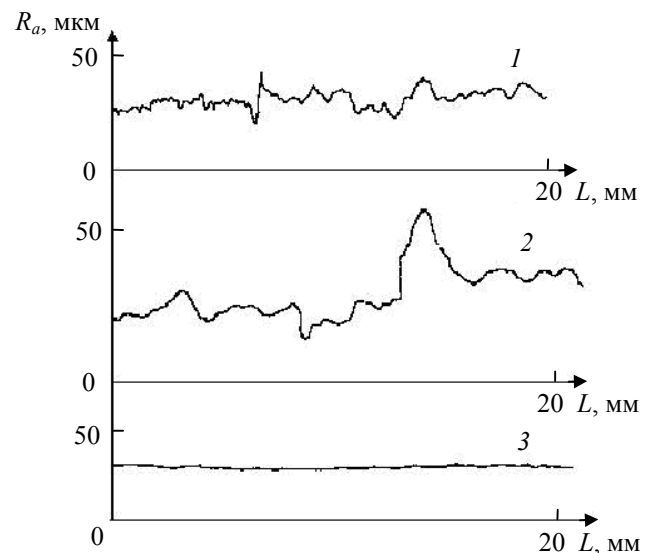


Рис. 2

Также в настоящей работе определялся температурный профиль нагрева стеклянных образцов, для того чтобы установить минимальное расстояние между зоной воздействия лазерного луча и элементами электронной схемы на дисплейной стеклянной плате. Методика заключалась в непосредственном измерении температуры поверхности стеклянных образцов с помощью краски-термоиндикатора НПФ „Люминофор“, что является наиболее простым и достоверным методом.

Применение термоиндикаторных красок позволяет определить возможную температуру электронных элементов на дисплейном стекле при лазерной обработке стекла. Термоиндикаторы наносились на стекло в виде небольших точек диаметром не более 0,5 мм. На рис. 3 представлены температурные профили нагрева стекла в процессе термораскалывания,

измеренные с помощью термоиндикаторов „Люминофор“: 1 — термоиндикаторы сверху, образцы находятся на полированном дюралевом столе; 2 — термоиндикаторы снизу, образцы лежат на полированном дюралевом столе; 3 — термоиндикаторы сверху, образцы помещены на точечные опоры.

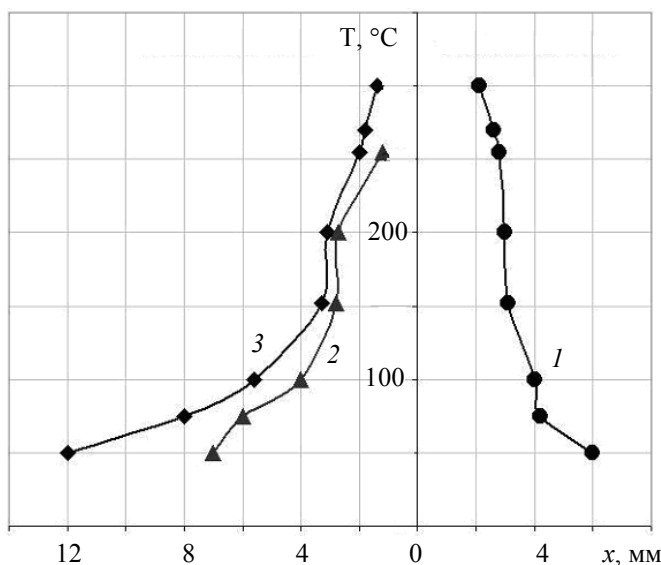


Рис. 3

Из проведенных измерений следует, что зона с температурой более 80  $^\circ\text{C}$  не превышает 4 мм при ширине луча на стекле не более 1,5 мм. Измерения показывают, что максимальная температура в центре зоны нагрева при термораскаливании стекла имеет значение порядка 350  $^\circ\text{C}$ , что отвечает термостойкости исследуемого стекла.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных работ установлено, что стеклянные изделия, получаемые термораскаливанием, обладают повышенной прочностью, меньшей геометрической неоднородностью (менее 1 мкм) по сравнению с другими способами получения образцов, температура зоны термического воздействия более 80  $^\circ\text{C}$  находится на расстоянии не более 4 мм от линии разделения материала.

Полученные результаты позволяют применять технологию термораскаливания в промышленности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мачулка Г. А. Лазерная обработка стекла. М.: Сов. радио, 1979. 136 с.
2. Жималов А. Б., Солинов В. Ф., Кондратенко В. С., Каплина Т. В. Лазерная резка флоат-стекла в процессе обработки // Стекло и керамика. 2006. № 10. С. 4—9.
3. Абрамович Б. Т. Термоиндикаторы и их применение. М.: Энергия, 1972. 224 с.
4. Иванов А. В. Прочность оптических материалов. Л.: Машиностроение, 1989. 144 с.
5. Сысоев В. К., Булкин Ю. Н., Чадин В. С., Вятлев П. А., Захарченко А. В., Лезвинский К. Л. Управляемое гибридное светолазерное термораскаливание стекол // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, № 1. С. 54—68.
6. Сысоев В. К., Вятлев П. А., Захарченко А. В., Папченко Б. П. Увеличение эффективности управляемого лазерного термораскаливания диэлектрических материалов // Оптич. журн. 2004. Т. 71, № 2. С. 41—45.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

В. А. ТРОФИМОВ, С. А. ВАРЕНЦОВА

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА И ПРОФИЛЯ ПУЧКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Предложен новый метод восстановления формы импульса и профиля лазерного пучка, основанный на использовании интегральных измерений энергии лазерного излучения. В одномерном случае работоспособность и эффективность алгоритма продемонстрирована на примере восстановления отклика молекулы *L-cystine* при воздействии малопериодного терагерцового импульса. Для пространственно двумерной области предложенный метод позволяет получить высокоточное восстановление модельных профилей пучка. Аналогичное восстановление профиля пучка, выполненное на основе методов оптической томографии, существенно уступает по качеству.

Как известно, для многих практических приложений, основанных на применении лазерного излучения, необходимо использовать оптическое излучение с определенными профилем пучка и формой импульса. Измерение данных характеристик в физических экспериментах в ряде случаев (например, для излучения терагерцового диапазона) является достаточно трудной задачей. Для этих целей используются автокорреляционные функции или пространственное преобразование Фурье.

В настоящей работе описывается метод восстановления формы импульса (или отклика среды) и профиля пучка, основанный на интегральных измерениях их характеристик: для временной зависимости — в частично перекрывающихся временных интервалах, а для пространственного распределения — в разнонаправленных „полосах“.

Информация о форме воздействующего импульса (или отклика среды) представляет интерес прежде всего для решения задач терагерцовой пространственно-временной спектроскопии, основной целью которых является временной анализ спектра отклика среды. Существующие алгоритмы не всегда корректны [1]. Поэтому создание нового алгоритма для реконструкции формы импульса и соответственно мгновенного анализа спектра под действием терагерцового лазерного импульса является в настоящее время актуальной задачей.

Ранее [2—4] нами были предложены два возможных алгоритма анализа мгновенной спектральной интенсивности среды под действием ультракороткого импульса. В первом алгоритме [2] использовалось „оконное“ преобразование Фурье—Габора. Однако этот алгоритм дает возможность получить динамику только одной спектральной линии для одной серии измерений. Второй алгоритм [3, 4] позволяет по одной серии измерений энергии лазерного импульса (отклика среды) восстановить его форму и получить информацию о динамике всего спектра или нескольких спектральных линий сразу. При этом эффективность алгоритма была исследована в [3] применительно к пространственным распределениям, обладающим

аксиальной симметрией. Приведенные результаты восстановления модельных функций, описывающих пространственный профиль пучка, продемонстрировали высокую точность развиваемого метода. При этом восстановление пространственного распределения интенсивности лазерного излучения более общего вида в этой работе не обсуждалось.

Развиваемый в настоящей работе подход обобщается именно на случай восстановления несимметричного профиля пучка. Проведенные расчеты показали высокую точность восстановления профиля. Отметим, что ранее аналогичная задача решалась в [5] методом оптической томографии. Однако на данный момент он не позволяет достичь точности, сравнимой с результатами метода SVD-восстановления (Singular Value Decomposition), представленного в настоящей работе.

**Постановка задачи и алгоритм ее решения.** Обозначим через  $f(t)$  исходный сигнал (например, форму светового импульса или отклик среды), непрерывный на отрезке времени  $[t_b, t_e]$ . Требуется определить динамику спектральных линий сигнала  $f(t)$  на данном временном интервале. Отметим, что в общем случае форма сигнала может быть неизвестной, однако в результате измерений в физическом эксперименте можно получить набор данных  $d_1, d_2, \dots, d_N$  от функции  $f(t)$ , где значения  $d_i$  определяются следующим образом:

$$d_i = \int_{t_{c,i}-0,5T_i}^{t_{c,i}+0,5T_i} f(t) dt. \quad (1)$$

Для промежутков времени справедливо соотношение

$$t_{c,1}-0,5T_1 \leq t_b; \quad t_{c,N}+0,5T_N \geq t_e; \quad t_{c,i} < t_{c,i+1}; \quad \Delta_i = t_{c,i+1} - t_{c,i} < 0,5(T_{i+1} + T_i); \quad i=1, \dots, N. \quad (2)$$

Здесь  $N$  — число временных интервалов, на которых производится измерение интегральных данных,  $t_b$  — время начала регистрации сигнала,  $t_e$  — время ее окончания,  $T_i$  — длина окна (длина интервала, на котором производится измерение),  $\Delta_i$  — величина сдвига окна, т.е.

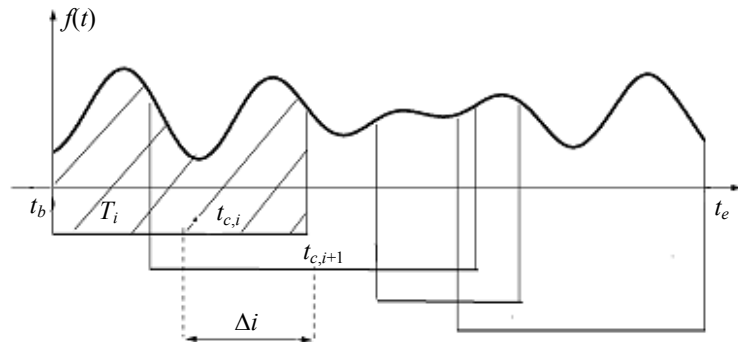


Рис. 1

промежуток времени, на который сдвигается центр окна  $t_{c,i}$  в интеграле (1). На рис. 1 представлено схематическое изображение интегральных измерений неизвестного сигнала  $f(t)$  методом скользящих окон. Из соотношения (2) и рис. 1 видно, что временные интервалы частично пересекаются.

Наибольший интерес для практики представляют случайные изменения значений  $\Delta_i$  и  $T_i$  при переходе от одного измерения к другому. Отметим, что в [6] анализировалась эффективность восстановления сигнала для случая, когда эти изменения равновероятны и происходят вблизи некоторой средней величины каждого из параметров  $\Delta$  и  $T$ . Таким образом, задача состояла в восстановлении сигнала  $f(t)$  по известному набору интегральных величин  $d_i$  и значениям  $\Delta_i$  и  $T_i$ , которые могут случайным образом изменяться в некоторых пределах.

Если в (1) интеграл заменить какой-либо квадратурной формулой, тогда получим линейную обратную задачу:

$$\mathbf{d} = \mathbf{A}\mathbf{f}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{A}$  — матрица линейного оператора размером  $N \times K$ , а  $\mathbf{f} = (f_1, \dots, f_K)^T$  — вектор неизвестных значений восстанавливаемого сигнала, размерность которого равна  $K$  — числу мо-

ментов времени, в которых восстанавливается сигнал. Очевидно, что число интегральных измерений  $N$  меньше числа точек восстановления сигнала  $K$ . Поэтому система уравнений (3) является недоопределенной и соответственно имеет неединственное решение, из всех возможных будем искать решение  $\mathbf{f}_0$ , минимизирующее квадрат евклидовой нормы невязки

$$\mathbf{J}(\mathbf{f}_0) = \min_{\mathbf{f}} \|\mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{f}\|_2^2,$$

ее решение дает так называемая нормальная система уравнений

$$\mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{f} = \mathbf{A}^T \mathbf{d}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{A}^T$  — транспонированная матрица. Важным свойством системы (4) является то, что она всегда совместна, поэтому у нее существует решение (называемое также псевдорешением системы (3)), которое можно записать как

$$\mathbf{f}_0 = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{d}.$$

Для численного нахождения псевдорешения  $\mathbf{f}_0$  вместо непосредственного обращения матрицы  $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$  применяют так называемое сингулярное разложение матрицы  $\mathbf{A}$  (SVD-разложение) [7—9]. Для этого матрицу  $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$  представляют в виде:

$$\mathbf{A}^T \mathbf{A} = (\mathbf{U} \mathbf{Q} \mathbf{V}^T)^T (\mathbf{U} \mathbf{Q} \mathbf{V}^T) = \mathbf{V} \mathbf{Q} (\mathbf{U}^T \mathbf{U}) \mathbf{Q} \mathbf{V}^T = \mathbf{V} \mathbf{Q}^2 \mathbf{V}^T,$$

где  $\mathbf{Q}$  — диагональная матрица с элементами  $q_i \geq 0$  и размерностью  $K \times K$ , а  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{V}$  — ортогональные матрицы размерностью  $N \times K$  и  $K \times K$  соответственно. Тогда решение системы (4), или псевдорешение системы (3), можно записать в виде

$$\mathbf{f}_0 = (\mathbf{V} \mathbf{Q}^2 \mathbf{V}^T)^{-1} \mathbf{V} \mathbf{Q} \mathbf{U}^T \mathbf{d} = \mathbf{V} \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{U}^T \mathbf{d}. \quad (5)$$

Анализ спектрального состава сигнала  $f(t)$  по измеренному набору его интегральных характеристик можно провести, применив преобразование Фурье к восстановленному по правилу (5) сигналу на всем временном отрезке  $[t_b, t_e]$ . Информацию о динамике изменения всего спектра отклика среды или его части можно получить, воспользовавшись методикой „скользящего“ вдоль временного отрезка  $[t_b, t_e]$  окна по отношению к восстановленной с помощью алгоритма (5) функции  $f(t)$  (подробней об этой методике см. [3, 4]).

**SVD-восстановление формы сигнала и его спектра.** В качестве первого примера восстановления формы сигнала и его спектра рассмотрим следующую функцию:

$$f(t) = \sin(1,2t) + e^{-\left(\frac{t-10}{10}\right)^2} \sin(1,5t) + 2e^{-\left(\frac{t-50}{20}\right)^2} \sin(4t), \quad (6)$$

моделирующую сигнал с несущими частотами  $\omega_1 = 1,2$ ,  $\omega_2 = 1,5$  и  $\omega_3 = 4$ .

На рис. 2, а приведен восстановленный SVD-методом сигнал  $f(t)$ . Исходный сигнал отдельно не приводится, поскольку в масштабах данного рисунка он практически совпадает с восстановленным. Вычисления проводилось на отрезке времени  $[0, 100]$  с постоянными значениями длины окна  $T = 1,5$  и его сдвига  $\Delta = 0,1$ , которые обеспечили полное отсутствие в спектре восстановленного сигнала посторонних частот. В этом смысле такие значения вычислительных параметров могут быть названы оптимальными. Для тех случаев, когда измерительная аппаратура не может обеспечить оптимальных значений параметров восстановления, в [4] предлагается несколько способов исключения ложных частот из спектра.

В качестве второго примера рассмотрим отклик среды (молекулы *L-cystine*) при воздействии реального терагерцового импульса, рассмотренного в [2] (рис. 5, а статьи [2]). На рис. 2, б представлены результаты восстановления отклика среды, полученные на временном интервале  $[-5, 20]$  с постоянной шириной окна  $T = 1$  и постоянным сдвигом  $\Delta = 0,05$ . Для данных значений  $T$  и  $\Delta$ , как и в предыдущем случае, спектр восстановленного сигнала (пунктир) не

содержит ложных частот. Для сравнения на рис. 2, б также приведен исходный сигнал (сплошная линия).

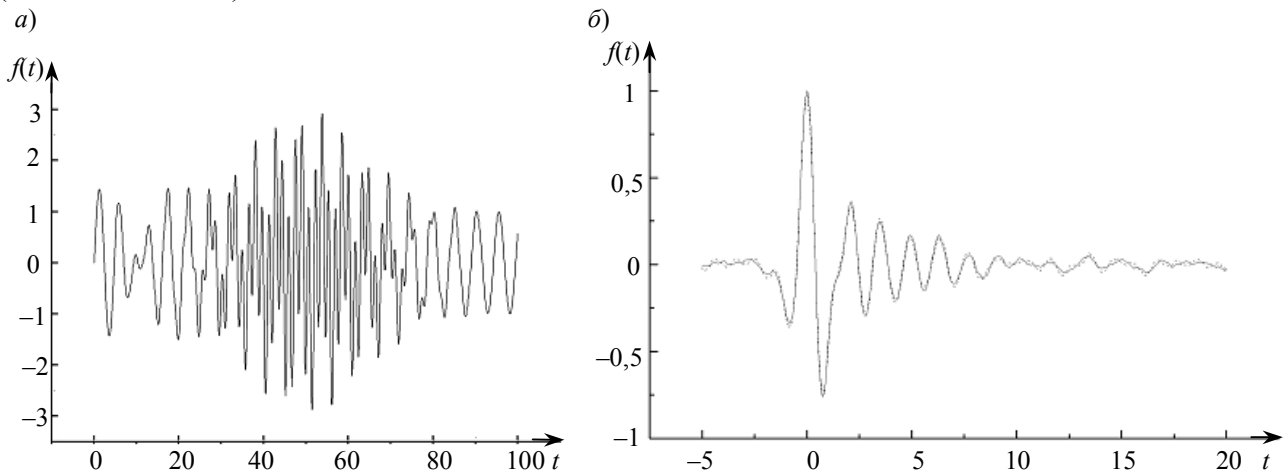


Рис. 2

Заметим, что никаких ограничений на восстанавливаемый сигнал  $f(t)$ , кроме непрерывности, не требуется. В ряде случаев это приводит к неединственности SVD-восстановления сигнала. Так, для монотонной на отрезке  $[t_b, t_e]$  функции  $f(t)$  после SVD-восстановления можно получить кусочно-линейную функцию  $f_{\text{SVD}}(t)$ . При этом число „ступенек“ у нее приблизительно будет равно  $(t_b - t_e)/T$ . Для выяснения причины возникновения этих ступенек применяется подход, предложенный в [3, 4], а именно: проводится несколько серий измерений с различными значениями окна  $T = \text{const}$ . Если исходная функция  $f(t)$  была гладкой, то после SVD-восстановления с различными значениями  $T$  число „ступенек“ у функции  $f_{\text{SVD}}(t)$  будет изменяться. Если исходная функция была кусочно-линейной — оно останется тем же. Далее, при определении свойства гладкости у исходной функции  $f(t)$ , для изменяющегося числа ступенек функцию  $f_{\text{SVD}}(t)$  можно сгладить, например методом наименьших квадратов.

На рис. 3 приведена SVD-восстановленная функция  $f(t) = 0,01t^2$  с окном  $T = 10$  (а) и 5 (б). Там же приведена функция, полученная в результате сглаживания  $f_{\text{SVD}}(t)$  методом наименьших квадратов. Она практически точно совпала с исходной функцией  $f(t) = 0,01t^2$ .

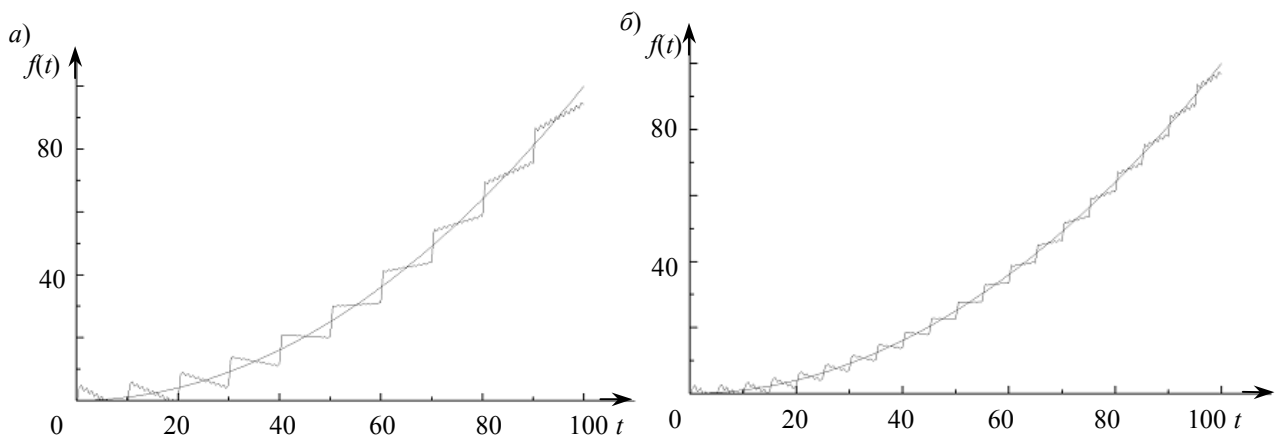


Рис. 3

Отметим, что для функций постоянных или кусочно-постоянных проблема неединственности при SVD-восстановлении не возникает.

**SVD-восстановление профиля пучка.** Методика восстановления функции по серии интегральных измерений переносится на проблему определения профиля интенсивности

пучка. В качестве иллюстрации рассмотрим случай распределения интенсивности с осевой симметрией. Обозначим профиль пучка функцией  $f(x, y) = f(r)$ , которая непрерывна в круговой области  $x^2 + y^2 \leq R^2$  с центром в начале координат. Вместо интегралов (1) рассмотрим следующие выражения:

$$d_i = \int_{D_i} f(x, y) dx dy, \quad i=1, \dots, N, \quad (7)$$

где  $D_i$  — сечение поверхности  $z = f(x, y)$  плоскостью  $y_i = k_i x + b_i$ , параллельной оси  $Z$ . Важно подчеркнуть, что плоскости измерений должны частично пересекаться. На практике измерения для лазерных пучков осуществляются с помощью оптических волокон [5].

Заменяя интегралы в (7) квадратурными формулами так же, как и выше, получим линейную обратную задачу  $\mathbf{d} = \mathbf{A}\mathbf{f}$  с матрицей  $\mathbf{A}$  размером  $N \times K$ . Здесь  $K$  — число точек полярной сетки  $(r_m, \phi_l)$ , в которых восстанавливается функция. В качестве примера на рис. 4 представлено несколько восстановленных аксиально-симметричных функций [3] ( $a$  —  $f(r) = \exp(-r^2)$ ,  $b$  —  $r^2 \exp(-r^2)$ ,  $в$  —  $\sin(r^2)$ ,  $г$  —  $\sin(4r) \exp(-r^2/2)$ ). Для удобства здесь изображены распределения исходной (сплошная кривая) и SVD-восстановленной (пунктир) функции в сечении  $y = 0$ . Вычисления проводились в круге радиусом  $R=4$ . При этом число не совпадающих по радиусу интегральных измерений было равно  $N = 20$ , а число точек по каждой полярной координате также было выбрано равным 20. Приведенные примеры показывают высокую точность SVD-восстановления аксиально-симметричных функций.

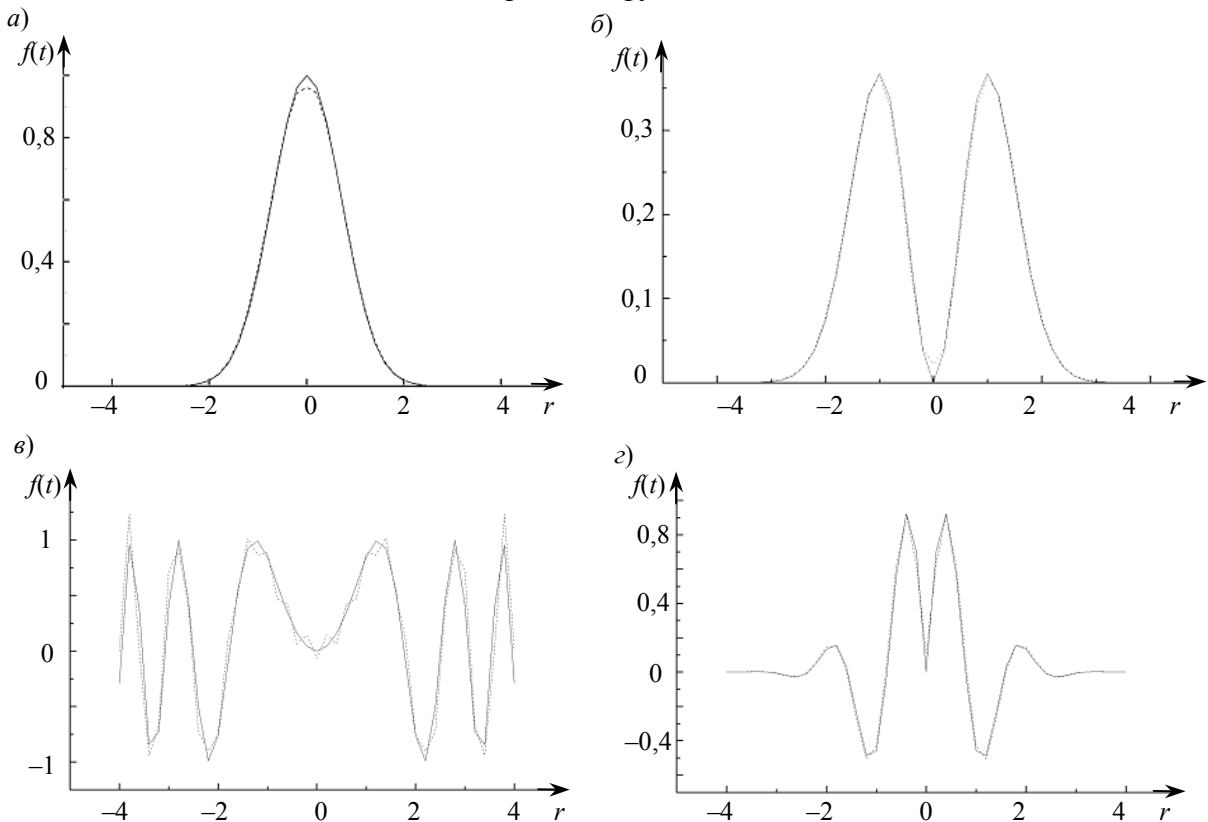


Рис. 4

Распределения интенсивности, не обладающие аксиальной симметрией, удобнее восстанавливать в декартовой системе координат. Пусть  $z = f(x, y)$  — неизвестная функция, форму поверхности которой требуется найти в прямоугольной области  $\Omega = [x_1, x_2] \times [y_1, y_2]$ . В качестве интегральных значений  $d_i$  рассмотрим „объемы“ тонких полос шириной  $H$ , каждая из

которых получена с помощью двух параллельных секущих плоскостей  $y_i^{1,2} = k_i x + b_i^{1,2}$ , перпендикулярных плоскости  $OXY$ . Для восстановления поверхности  $f(x, y)$  введем в область  $\Omega$  равномерную по каждому из направлений сетку  $\omega$  с шагами  $h_x = (x_2 - x_1) / L$ ,  $h_y = (y_2 - y_1) / M$  и аппроксимируем объемные интегралы  $d_i$  на сетке какой-либо квадратурной формулой. Получаем систему линейных алгебраических уравнений (см. (3)) с матрицей  $\mathbf{A}$  размером  $N \times K$ , где  $N$  — число интегральных измерений (объемных полос),  $K = (L + 1)(M + 1)$  — число точек сетки  $\omega$ , в которых восстанавливается поверхность  $f(x, y)$ . Систему уравнений (8) будем решать SVD-методом совместно со стандартной тихоновской регуляризацией [10], т.е. искать вектор  $\mathbf{f}_0$ , минимизирующий следующий функционал

$$\mathbf{F}_\alpha(\mathbf{f}_0) = \min_{\mathbf{f}} (\|\mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{f}\|_2^2 + \alpha \|\mathbf{f}\|^2), \quad (8)$$

где  $\alpha > 0$  — параметр тихоновской регуляризации. Нетрудно показать, если  $\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{Q}\mathbf{V}^T$  — сингулярное разложение матрицы  $\mathbf{A}$ , то решение  $\mathbf{f}_0$  задачи (8) находится по формуле

$$\mathbf{f}_0 = \mathbf{V}\mathbf{Q}_\alpha \mathbf{U}^T \mathbf{d}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{Q}_\alpha$  — диагональная матрица с элементами  $q_i = \sigma_i / (\sigma_i^2 + \alpha)$ ,  $\sigma_i$  — сингулярные числа матрицы  $\mathbf{A}$ . Отметим, что аналогично предыдущим случаям  $N < K$ , поэтому задача имеет единственное решение. Отметим, что значение  $H$  выбиралось таким образом, чтобы оно было меньше соответствующих шагов интегрирования по координатам:  $H < \min(h_x, h_y)$ . Это обеспечивает наилучшую точность используемого метода.

На рис. 5 приведены примеры SVD-восстановления нескольких профилей интенсивности, которые задавались аналитически, от них отсчитывались соответствующие интегралы вдоль секущих плоскостей. Восстановление проводилось с различными значениями параметра регуляризации  $\alpha$ ; здесь  $a$  —  $F(x, y) = \exp(-((x/2)^2 + y^2))$ ,  $b$  —  $F(x, y) = \exp(-((x-1)^2 + y^2))$ ,  $v$  —  $F(x, y) = \exp(-((x-2)^2 + y^2)) + 2 \exp(-((x+2)^2 + y^2))$ ,  $z$  —  $F(x, y) = \exp(-((x-2)^2 + (y+2)^2)) + 1,5 \exp(-((x-2)^2 + (y-2)^2)) + 2 \exp(-((x+2)^2 + y^2))$  в области  $\Omega = [-2, 2] \times [-2, 2]$ ,  $L = M = 20$  ( $a, b$ );  $\Omega = [-4, 4] \times [-4, 4]$ ,  $L = M = 40$  ( $v, z$ ) (число интегральных измерений  $N = 241$  ( $a$ ), 217 ( $b$ ), 721 ( $v, z$ )). Вычисления показали, что использование стандартной тихоновской регуляризации с  $\alpha = 10^{-6} - 10^{-3}$  не влияло на устойчивость решения и не приводило к какому-либо увеличению точности восстановления, т.е. введение тихоновской регуляризации не приводило к росту устойчивости алгоритма. Для устойчивого восстановления профиля пучка в приведенном выше алгоритме (8)–(9) вполне достаточно использовать только сингулярное разложение матрицы системы с соответствующим выбором сингулярных чисел. Максимальная погрешность восстановления формы пучка  $\delta = \|f - f_{\text{SVD}}\|_C / \|f\|_C$  (рис. 5,  $a$ ) не превышает 6%, что свидетельствует о высокой точности восстановления при сравнительно небольшом (по сравнению с числом точек сетки) числе интегральных измерений. В других случаях погрешность восстановления распределения была меньше 1%. Отметим, что метод оптической томографии дает значительно большую (порядка 23%) погрешность при реконструкции формы пучка (рис. 3 статьи [5]) и, как отмечают авторы работы, нуждается в существенной доработке.

Представленный алгоритм позволяет по одной серии интегральных измерений энергии лазерного излучения восстановить в одномерном случае форму импульса и его спектральный состав, а также проследить эволюцию спектральных амплитуд как отдельных частот, так и



всего спектра. Это особенно важно для развивающейся в настоящее время терагерцовой спектроскопии [11—15].

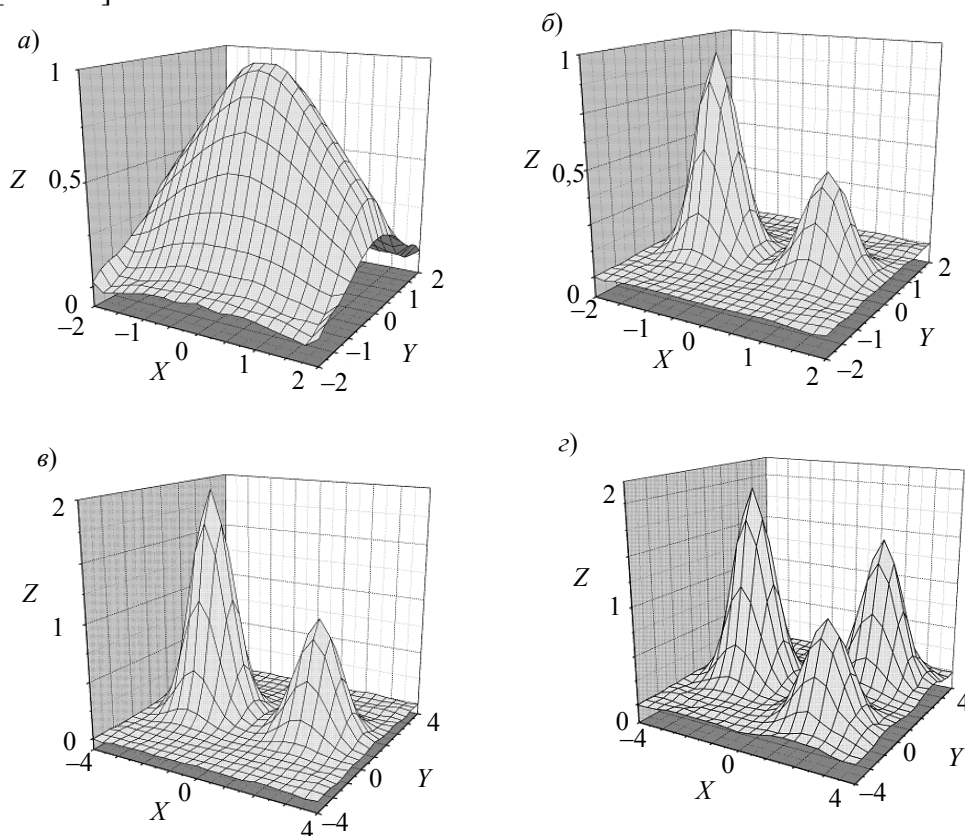


Рис. 5

С помощью алгоритма проведено восстановление как аксиально-симметричных распределений интенсивности, так и профилей пучка общего вида, показавшее высокую точность предложенного метода, которой в настоящее время невозможно достичь на основе методов оптической томографии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-01-507)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cohen L. Time-frequency distributions // Proc. IEEE. 1989. Vol. 77, N 7. P. 941—981.
2. Сафонов В. Н., Трофимов В. А., Шкуринов А. П. О точности измерения мгновенных спектральных интенсивностей фемтосекундных импульсов // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып. 4. С. 78—85.
3. Trofimov V. A., Varentsova S. A. New method for analysis of temporal dynamics of medium spectrum under the action of terahertz pulse // „Laser Physics and Photonics VII, Spectroscopy and Molecular Modeling“. Proc. SPIE. 2007. Vol. 6537. N 653 703.
4. Варенцова С. А., Трофимов В. А. Восстановление сигнала и его мгновенных спектральных характеристик методом скользящих окон // ЖТФ. 2007. Т. 77, вып. 5. С. 58—64.
5. Бульгин Ф. В., Горяинова И. В., Ковалев А. А., Марамзин К. Д. Измерение распределения интенсивности в лазерном пучке методом оптической томографии // ЖТФ. 2007. Т. 77, вып. 7. С. 87—90.
6. Trofimov V. A., Troshchiev Yu. V., Varentsova S. A. Highly effective method for temporal terahertz spectroscopy under the condition of random probe signals // „Nonlinear Laser Spectroscopy and High-Precision Measurements; and Fundamentals of Laser Chemistry and Biophotonics“. Proc. SPIE. 2007. Vol. 6727. N 67271H.
7. Хорн Р., Джонсон Ч. Матричный анализ. М.: Мир, 1989. 655 с.
8. Воеводин В. В. Вычислительные основы линейной алгебры. М.: Наука, 1977. 303 с.

9. *Nazarov M. M., Mukina L. S., Shuvaev A. V., Sapozhnikov D. A., Shkurinov A. P., Trofimov V. A.* Excitation and propagation of surface electromagnetic waves studied by terahertz spectrochronography // *Laser Phys. Lett.* 2005. Vol. 2, N 10. P. 471—475.
10. *Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 284 с.
11. *Berry E., Boyle R. D., Fitzgerald A. J., Handley J. W.* Time frequency analysis in terahertz pulsed imaging // „Computer Vision Beyond the Visible Spectrum“. Ser. Advances in Pattern Recognition. N.Y.: Springer-Verlag, 2005. Vol. 13. P. 290—329.
12. *Smye S. W., Chamberlain J. M., Fitzgerald A. J., Berry E.* The interaction between terahertz radiation and biological issue // *Phys. Med. Biol.* 2001. Vol. 46. P. R101—R112.
13. *Berry E.* Risk perception and safety issues // *Biol. Phys.* 2003. Vol. 129. P. 263—267.
14. *Прохоров А. С., Анзин В. Б., Витухновский Д. А.* и др. Терагерцовая спектроскопия спиновых стекол AuFe // *ЖЭТФ.* 2006. Т. 130, вып 6(12). С. 1027—1034.
15. *Zandonella C.* Terahertz imaging: T-ray specs // *Nature.* 2003. Vol. 424. P. 721—722.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

УДК 681.7.069.24:621.81-023.5

А. Г. ВЕРХОГЛЯД

*Конструкторско-технологический институт научного приборостроения  
Сибирского отделения РАН, Новосибирск*

## **ОПТИЧЕСКИЙ ТРАКТ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО МИКРОПРОФИЛИРОВАНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ИЗДЕЛИЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ**

Рассчитаны параметры лазерного излучения для одноимпульсного удаления металлических пленок, применяемых при создании большеразмерных антенн с заданной диаграммой направленности. С помощью реализованной оптической схемы лазерного технологического комплекса обеспечены необходимые параметры излучения на обрабатываемой поверхности произвольного профиля, долговременная (более 10 ч) стабильность этих параметров при высоких (до  $3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) значениях плотности мощности на поверхности обрабатываемого изделия с сохранением хорошей адгезии между металлом и диэлектриком на границе зоны абляции при неровности края зоны менее 10 мкм.

**Введение.** Развитие средств связи и глобальных навигационных систем требует разработки технологии изготовления большеразмерных (диаметром в несколько метров) прочных антенн с заданной диаграммой направленности. Одной из наиболее перспективных является технология нанесения на заранее сформированную поверхность из углепластика тонкой металлической пленки с последующим ее удалением в соответствии с заранее рассчитанной топологией. Эта технология требует прецизионной аппаратуры (для антенн миллиметрового диапазона сформированная топология должна отличаться от расчетной не более чем на несколько десятков микрон по всему полю антенны) для удаления металлической пленки в соответствии с рассчитанной топологией. Формировать заданную топологию возможно с использованием многокоординатного лазерного технологического комплекса (ЛТК) [1—5].

Оснастив комплекс мощным импульсным лазером и используя процесс абляции, возможно испарять тонкие пленки металла, нанесенные на поверхность диэлектрика, тем самым формируя необходимую топологию отражающего слоя. Размер обрабатываемых изделий может достигать  $3000 \times 3000 \times 600$  мм при характерном размере единичного элемента микропрофиля до  $0,5 \times 0,5$  мм и отклонении положения синтезированного элемента от заданного менее чем на 20 мкм в любой точке обрабатываемой поверхности. Изделие максимального размера должно обрабатываться не более чем за 24 рабочих часа.

При создании такого комплекса необходимо рассчитать и реализовать требуемые характеристики технологического лазера (энергия, длительность, модовый состав лазерного импульса, частота повторения импульсов), а также определить необходимые параметры оптической системы, способной создавать заданное распределение интенсивности, форму и размер пятна излучения в зоне обработки.

Основные общие характеристики созданного в КТИ Научного приборостроения многоцелевого лазерного комплекса для резки, сварки и абляции изложены в [5]. В настоящей работе представлены результаты расчета требуемых параметров технологического лазера для абляции, детально описана оптическая схема созданного ЛТК в режиме абляции и приведены экспериментальные результаты.

**Определение параметров излучения.** Сформулируем основные технологические требования к процессу обработки:

- время обработки большой поверхности ( $\sim 10 \text{ м}^2$ ) в пределах рабочей смены ( $\sim 8$  ч);
- форма единичного элемента топологии — прямоугольная (размером —  $0,5 \times 0,5$  мм);
- неровность края сформированного профиля не более 20 мкм.

Кроме того, следует учесть, что обрабатываемый материал — напыленная пленка меди, алюминия, никеля толщиной около 2 мкм, материал подложки — углепластик (кевлар), поэтому допустимо лишь минимальное повреждение материала подложки.

Существует два подхода к поверхностной обработке: послойное испарение материала под действием множества лазерных импульсов, имеющих относительно низкую плотность мощности излучения на обрабатываемой поверхности, а также испарение заданного слоя при воздействии единичного лазерного импульса с достаточной плотностью мощности. Первый подход рассмотрен в работе [4], где было показано, что в этом случае температура материала мишени при увеличении количества лазерных импульсов в серии возрастает (вплоть до образования расплава). Следует отметить, что, вероятно, именно по этим причинам нам не удалось сериями лазерных импульсов в постановочных экспериментах достичь приемлемого качества абляции: на краях области воздействия импульсов с поверхностью была нарушена адгезия металлической пленки и диэлектрического материала подложки. Однако при испарении пленки одним импульсом на всю толщину за счет правильного выбора его параметров удалось сохранить хорошую связь между пленкой и подложкой на краях области воздействия.

С целью испарения слоя одним импульсом исходя из перечисленных выше технологических требований были оценены параметры лазерной генерации: энергия единичного лазерного импульса, частота повторения импульсов, длина волны лазерного излучения, длительность единичного лазерного импульса.

Размер пятна лазерного излучения на поверхности обрабатываемого изделия выбирался равным размеру минимального элемента рассчитываемой топологии профиля поверхности. Пятно на обрабатываемой поверхности имеет форму квадрата со стороной 0,5 мм. Исходя из того что металлическая пленка по всей площади пятна должна испаряться в результате воздействия одного импульса, нижняя граница значения энергии лазерного импульса находится из следующего соотношения:

$$W \geq SL\rho(C\Delta T + r + q)/(1 - R),$$

где  $S$  — площадь лазерного луча на обрабатываемой поверхности,  $L$  — толщина испаряемого материала,  $\rho$  — плотность материала,  $R$  — коэффициент отражения обрабатываемой поверхности,  $\Delta T$  — изменение температуры испаряемого материала (фактически температура кипения испаряемой пленки),  $C$ ,  $r$ ,  $q$  — удельные теплоемкость, теплота парообразования и теплота плавления материала пленки соответственно. Значение  $R$  изменяется в процессе воздействия на материал лазерного излучения при оценках  $R = 0,8$ .

Если в качестве материала выбрать алюминий, то для нижней границы энергии лазерного импульса получим  $W \geq 15$  мДж.

Длительность импульса определяется из условия, что за время действия импульса толщина нагреваемого материала не должна превышать толщины пленки. Характерное значение коэффициента поглощения излучения для металлических пленок  $\delta \geq 10^5 \text{ см}^{-1}$ . При толщине испаряемой пленки  $L$  даже в несколько микрометров выполняется условие прогрева материала пленки вследствие действия механизма термодиффузии. В этом случае толщина прогрева металла [6] определяется следующим образом:

$$L_{\tau} = (\chi\tau)^{1/2},$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности материала пленки,  $\tau$  — длительность лазерного импульса. Подставив в это выражение соответствующие значения для алюминия, находим  $\tau \leq 10^{-8}$  с.

Из приведенных оценок и были определены длительность, энергия и мощность единичного лазерного импульса. Частота следования лазерных импульсов должна обеспечивать достаточную производительность лазерного технологического комплекса (возможность обработки детали за одну или две смены). Также, для отработки технологии, была предусмотрена возможность изменения длины волны (возможность работы на первой либо на второй гармонике лазерного излучения). В результате были сформулированы следующие требования к технологическому лазеру.

Длина волны излучения, мкм.....	–0,532 (вторая гармоника) либо 1064
Режим работы.....	импульсно-периодический
Энергия единичного импульса, мДж .....	$\geq 33$
Частота повторения импульсов, Гц.....	–300
Длительность единичного импульса, нс .....	$\leq 10$
Средняя мощность излучения (на длине волны 0,532 мкм), Вт .....	$\geq 10$
Модовый состав излучения.....	основная мода TEM <sub>00</sub>

Технологический лазер разработан и создан по схеме задающий генератор—усилитель; в нем использованы двухкаскадный усилитель и задающий YAG:Nd-лазер. Общий вид лазера и выходного каскада приведен на рис. 1 (а и б соответственно).

а)



б)



Рис. 1

**Оптическая схема ЛТК.** При разработке оптической схемы ЛТК необходимо учитывать

- величину линейных перемещений исполнительного элемента вплоть до нескольких метров;
- значения пиковой мощности лазерного излучения до  $10^7$  Вт;
- необходимость создания равномерного распределения интенсивности в пятне на поверхности обрабатываемой детали;
- необходимость управления мощностью излучения и размером пятна на поверхности детали.

Эти требования должны учитываться при выборе схемы построения ЛТК, а именно:

- неподвижные лазерный излучатель и лазерная головка + подвижное обрабатываемое изделие;
- неподвижные изделие и лазерный излучатель + подвижная лазерная головка.

В первом случае, вследствие того что размеры обрабатываемых деталей достигают 3 м в поперечнике, габариты ЛТК могут быть более 10 м. Для обеспечения высокой точности обработки (погрешность менее 20 мкм) необходимо иметь термостабилизированное помещение соответствующих размеров.

При неподвижных изделии и лазерном излучателе обработка изделия производится за счет перемещения исполнительного элемента — лазерной головки. Один из существенных недостатков данной схемы — большие относительные и абсолютные изменения расстояния между излучателем и объективом лазерной головки. Данное обстоятельство, при условии сохранения параметров лазерного пятна в любой точке обрабатываемой поверхности, приводит к резкому увеличению диаметра пучка в оптическом канале, а следовательно, и апертуры всех оптических элементов. При этом во избежание выхода из строя оптических элементов необходимо герметизировать оптический канал на всем его протяжении.



Рис. 2

Учитывая эти причины и особенности конструкции ЛТК (портальная конструкция при значительной массе подвижных частей) была выбрана схема: неподвижное изделие— подвижный лазерный излучатель [5]. Система позиционирования ЛТК обеспечивает перемещение излучателя вдоль любого из трех направлений одновременно с погрешностью менее 10 мкм, а лазерная головка (рис. 2) вращается вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, что позволяет производить обработку любой точки поверхности при условии ортогональности сфокусированного лазерного луча к обрабатываемой поверхности.

Оптическая схема ЛТК приведена на рис. 3. Излучение с выхода технологического лазера 1 (вторая гармоника YAG:Nd-лазера) поступает на дифракционный аттенюатор 2 [7], предназначенный для управления мощностью лазерного излучения, а часть излучения

(+1 и -1 порядки дифракции) попадает на поглотитель 3. Применение дифракционного аттенюатора для управления мощностью излучения позволяет сохранять постоянными все режимы работы лазерного генератора, что обеспечивает высокую стабильность параметров лазерной генерации и простоту управления. Далее излучение проходит через коллиматор 4. Назначение коллиматора — снизить плотность мощности в лазерном пучке и согласовать диаметр лазерного пучка с входными диаметрами последующих оптических элементов. На выходе аттенюатора диаметр лазерного пучка (на уровне мощности  $1/e^2$ ) равен  $\sim 20$  мм (входное значение  $\sim 3,4$  мм). После коллиматора излучение попадает на поворотное зеркало 5. Зеркало расположено под углом  $45^\circ$  к оси пучка и приводится во вращение в горизонтальной плоскости приводом и системой числового программного управления ЛТК. Вращение зеркала обеспечивает соответствующую ориентацию лазерного пучка. Для выравнивания интенсивности по сечению пятна и придания нужной формы используется многопризменный гомогенизатор 6 с фокальным расстоянием 102 мм. В фокальной плоскости гомогенизатора пучок имеет в сечении форму квадрата со стороной 5 мм и практически равномерным распределением интенсивности (отклонение от квадратной формы составило менее 0,2 мм, а отклонение интенсивности в любой точке квадрата от среднего уровня — менее 10 %). В фокальной плоскости гомогенизатора установлена маска переменного размера 7. При изменении размера маски изменяется размер пятна на обрабатываемой поверхности. Маска имеет форму квадрата, размер стороны которого может изменяться в пределах от 0,5 до 5 мм. После маски излучение попадает на второе поворотное зеркало 8. С помощью этого зеркала обеспечивается ориентация лазерного пучка в вертикальной плоскости. Линзы 9 и 10 образуют рабочий объектив ЛТК. Данный объектив проецирует изображение маски на обрабатываемую поверхность с уменьшением линейных размеров в 10 раз.

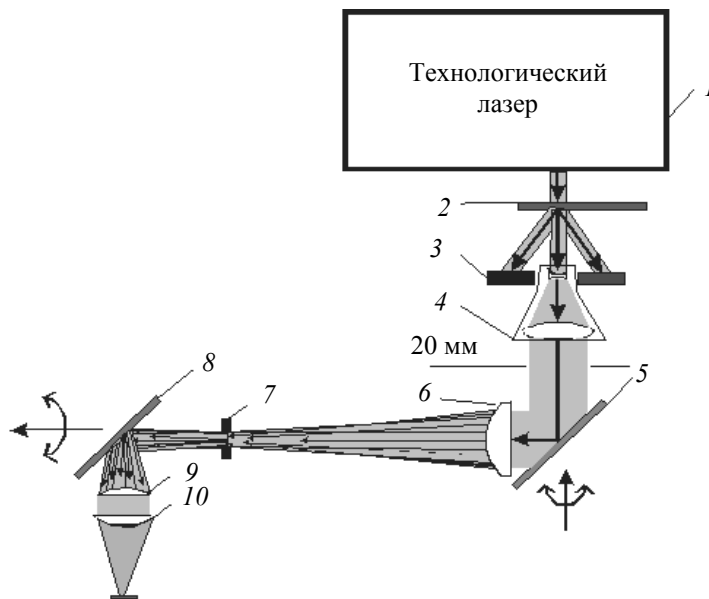


Рис. 3

**Результаты эксперимента.** Излучение на выходе технологического лазера в сечении имело эллиптическую форму (длины полуосей незначительно отличались друг от друга) с расходимостью, практически равной дифракционной  $\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$  рад. Средняя энергия единичного импульса — 0,038 Дж, максимальный разброс энергий отдельных импульсов не превышал 7 %, длительность импульса (на полувысоте) равнялась  $8 \pm 1$  нс. Распределение энергии было близким к гауссовому, максимальная частота следования импульсов могла плавно изменяться от 0 до 300 Гц. Потери энергии в оптическом канале при максимальной диафрагме в

фокальной плоскости гомогенизатора не превышали 10 %. Пятно в фокальной плоскости рабочего объектива имело форму, близкую к прямоугольной, с практически равномерным распределением интенсивности по сечению (рис. 4).

Применение данной оптической схемы позволило производить обработку большемерных (с характерным размером в несколько метров) изделий при одинаковых условиях фокусировки и поддержании стабильных параметров излучения на поверхности обрабатываемого изделия при длительности обработки более 10 ч. Неровность края обработки не превышала 10 мкм.

На основе проведенных оценок и экспериментальных исследований выявлены необходимые значения параметров лазерного излучения для удаления металлических пленок с сохранением хорошей адгезии между металлом и диэлектриком в композитных изделиях (металлическая пленка на диэлектрической основе).

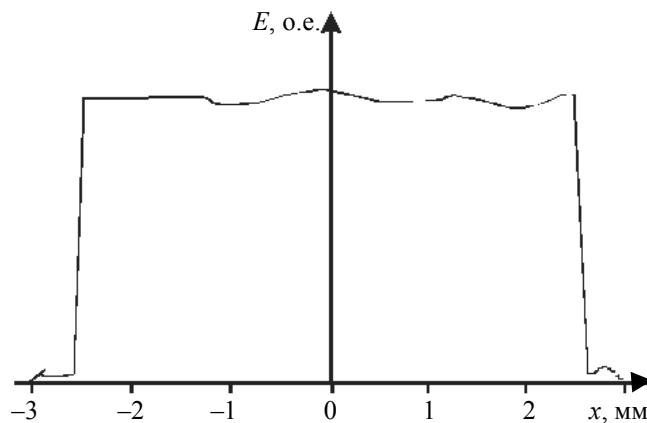


Рис. 4

Реализованная оптическая схема ЛТК обеспечила необходимые параметры лазерного излучения на обрабатываемой поверхности, долговременную (более 10 ч) стабильность этих параметров при высоких (до  $3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) значениях плотности мощности на поверхности обрабатываемого изделия. Осуществлен одноимпульсный режим абляции с сохранением хорошей адгезии между металлом и диэлектриком на границе зоны абляции при неровности края зоны менее 10 мкм.

Рабочие испытания ЛТК показали возможность промышленного применения технологии лазерной абляции для прецизионного формирования микропрофиля композитных поверхностей большемерных изделий.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kunihiko W.* Overview of lasers for materials processing and laser materials processing technologies // *NEC Res. and Dev.* 2000. Vol. 41, N 2. P. 171—177.
2. *Vatsya S. R., Bordatchev E. V., Nikumb S. K.* Geometrical modeling of surface profile formation during laser ablation of materials // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, N 12. P. 9753—9759.
3. *Азизбеян Г. В., Григорян Г. В., Казарян М. А.* и др. Лазерные системы генератор-усилитель на парах меди для микрообработки материалов // *Изв. вузов. Приборостроение.* 2006. Т. 49, № 9. С. 59—62.
4. *Горный С. Г., Григорьев А. М., Патров М. И., Соловьев В. Д., Туричин Г. А.* Специфика поверхностной обработки металла сериями лазерных импульсов наносекундной длительности // *Квант. электрон.* 2002. Т. 32, № 10. С. 929—932.
5. *Базин В. С., Верхогляд А. Г., Выхристюк И. А., Касторский Л. Б., Кирьянов В. П., Кокарев С. А., Проць В. И., Сысоев Е. В.* Многофункциональная прецизионная лазерная технологическая система для обработки большемерных деталей произвольной топологии // *Автоматрия.* 2005. Т. 41, № 6. С. 107—114.

6. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. М.: Изд-во МГУ, 1998. С. 82.

7. Poleschchuk A. G. Diffractive light attenuators with variable transmission // J. Modern Optics. 1998. Vol. 45. P. 1513—1522.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

УДК 535.211

Е. Б. ЯКОВЛЕВ, В. П. ВЕЙКО, В. К. КИРИЛЛОВСКИЙ, А. О. ГОЛУБОК,  
Д. Т. ЛЕ, З. ЗЫОНГ

*Санкт-Петербургский государственный университет  
информационных технологий, механики и оптики*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНФИГУРАЦИИ АПЕРТУРЫ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

Описан метод лазерной вытяжки ближнепольных оптических зондов из оптоволоконна. Разработан метод регистрации излучения зонда в дальнем поле с расширенным диапазоном регистрируемой освещенности. Распределения освещенности в дальней зоне сопоставлены с качеством зондов.

**Введение.** Сканирующий ближнепольный оптический микроскоп (СБОМ), относящийся к семейству зондовых, работает на основе сканирования образца источником оптического излучения с размерами, меньшими длины волны света. Этим источником является зонд — заостренное оптическое волокно с металлическим покрытием. Металлом не покрывается вершина острия (апертура зонда). В СБОМ фактором, который определяет его максимально возможное разрешение, является качество используемого зонда. Именно размер острия зонда (апертура) определяет разрешение СБОМ, значение которого порядка диаметра острия зонда. Более того, основными характеристиками являются не только размер диафрагмы, но и оптическое пропускание, а также качество металлического покрытия, формирующего апертуру [1].

Известно [2, 3], что характер распределения интенсивности света в дальнем поле связан с параметрами апертуры. Поэтому по дальнему световому полю можно охарактеризовать апертуру ближнепольных оптических зондов (БОЗ), что является целью настоящей работы.

Излучение, проходящее через субволновую апертуру, имеет две составляющие: первая, соответствующая высокой частоте в пространственном спектре источника, является эванесцентной волной, которая быстро затухает. Вторая составляющая, соответствующая низкой частоте, является излучающей волной, которая может распространяться [4]. Регистрируется излучающая волна, и по ее распределению в дальнем поле вполне возможно рассчитать распределение этой волны в апертуре, с помощью чего можно установить ее размер.

Проблема состоит в том, что для восстановления светового поля в плоскости апертуры нужно знать распределение дальнего поля на всей плоскости. Конечно, регистрация не может быть проведена на всей плоскости — это и не требуется, поскольку интенсивность излучения при большом угле имеет столь малое значение, что им можно пренебречь.



Для регистрации излучения зонда в дальней зоне разработана специальная программа управления ПЗС-матрицей — устройством регистрации, которая расширяет диапазон чувствительности. Это означает, что с использованием программы будет зарегистрирован большой объем информации о распределении интенсивности в дальней зоне. Поэтому будет восстановлено световое поле в плоскости апертуры.

**Изготовление БОЗ методом лазерной вытяжки.** Изготовление БОЗ из оптического волокна осуществлялось на экспериментальной лазерной установке с тороидальным зеркалом. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки „лазерной вытяжки“ с равномерным нагревом волокна и перпендикулярной фокусировкой лучей. Излучение  $\text{CO}_2$ -лазера, отразившись от конического элемента и поворотного зеркала, под прямым углом фокусируется тороидальным зеркалом на волокно. Лазерным излучением нагревается участок кварцевого волокна. К концам волокна прикладывается растягивающее механическое усилие (груз). При повышении температуры волокна снижается его вязкость, в результате чего происходит растяжение, диаметр волокна уменьшается вплоть до обрыва и образования острия на концах волокна [5].

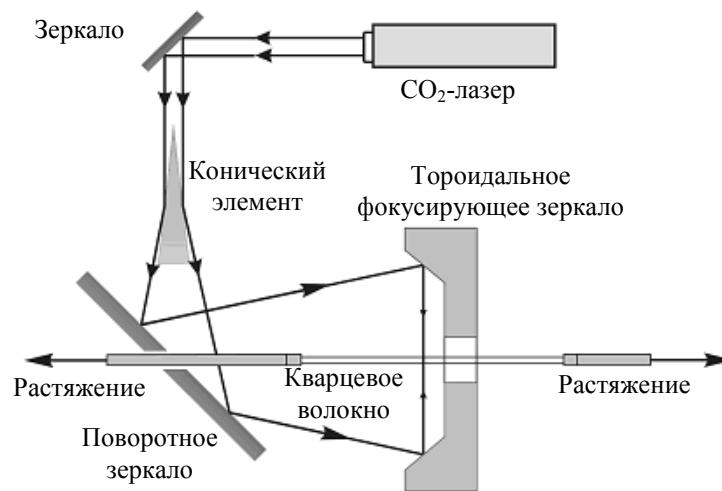


Рис. 1

На полученные острия волокна должно быть напылено металлическое покрытие, которое позволяет излучению, введенному в волокно, выйти через нее. Напыление было осуществлено в вакуумной установке. В качестве металла использован алюминий, имеющий высокий коэффициент отражения в видимом диапазоне. При напылении острие, установленное под углом к потоку испаренного алюминия (чтобы на кончике острия была сформирована апертура), вращалось. На рис. 2 приведено заостренное волокно: *а* — без покрытия, *б* — с алюминиевым покрытием и введенным излучением лазера.

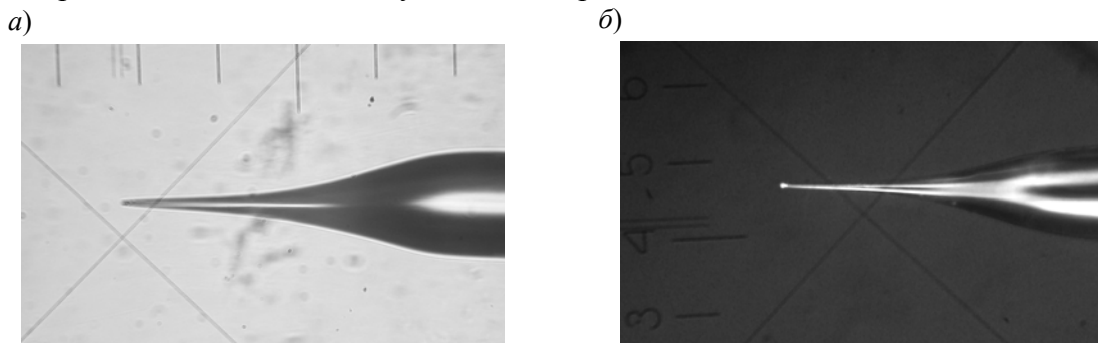


Рис. 2

**Методика измерения распределения излучения зонда в дальнем поле.** Лазерное излучение ( $\lambda = 680$  нм) фокусируется с помощью линзы (микрообъектив) и направляется в БОЗ, который находится на расстоянии  $h$  от центра ПЗС-матрицы, расположенной перпендикулярно ему (рис. 3). Зонд и ПЗС-матрица расположены в закрытой коробке с целью ликвидации всяких шумовых сигналов, результаты измерений выводятся на экран компьютера.

Для расширения диапазона регистрируемых освещенностей и учета нелинейной световой характеристики ПЗС-матрицы было разработано программное обеспечение, основанное на регистрации серии фотоснимков пятна рассеяния с переменным временем экспозиции на одном и том же фотоприемнике, т.е. получении совокупности фотометрических сечений, соответствующих различным уровням равной освещенности. Из каждого фотометрического сечения формируется фигура с четким контуром, которая называется изофотой. Из системы изофот можно получить карту распределения освещенности в дальнем поле. Такой метод назван методом изофотометрии с изменяющимся временем накопления [6]. Диапазон регистрации освещенности по данному методу (не меньше  $10^3$ ) не зависит от протяженности рабочего участка световой характеристики фотоприемника, которая обычно не превышает  $10^2$ , а зависит от интервала изменения времени накопления. В установке (рис. 3) использована матричная видеокамера VAC-135 с диапазоном относительного времени накопления свыше трех порядков (1—2047). Распределение света в дальнем поле регистрировалось с отношением  $I_{\max}/I_{\min} \approx 10^3—10^4$  по сравнению с  $I_{\max}/I_{\min} \approx 10^2$ , которое дает приемник.

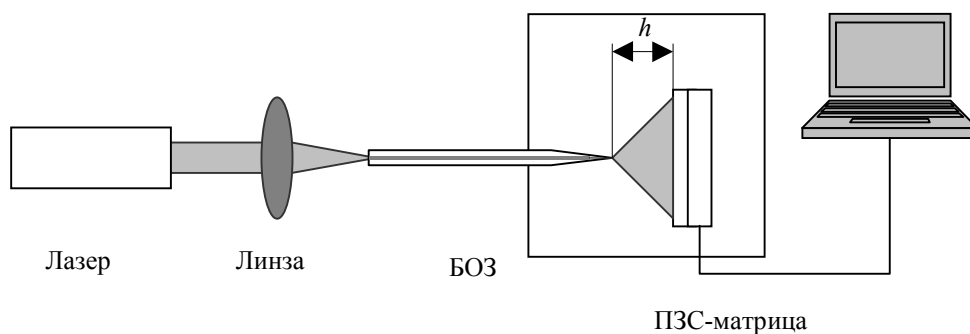


Рис. 3

**Результат измерения.** При регистрации распределения интенсивности излучения зонда в дальнем поле (рис. 4) были получены картины распределения (справа) с особенностями, соответствующими различным зондам (слева); расстояние от плоскости регистрации до зонда — 4 мм.

Из рис. 4 можно сделать следующие выводы:

- изгиб острия (*a*) приводит к формированию несимметричного распределения интенсивности;
- осажденное на кончике зонда зерно алюминия (*б*) дает в распределении яркую точку;
- эллиптическая апертура приводит к появлению на картине распределения интенсивности двух лепестков с повышенной интенсивностью, которые направлены параллельно большому радиусу эллипса (*в*);
- лучшее распределение дает зонд *г*, который имеет круглую и симметричную апертуру, что проявляется в круглой и симметричной картине распределения.

Распределение излучения в дальнем поле имеет полосатую структуру. Эти полосы возникают вследствие интерференции волн, идущих из центра и края апертуры [7, 8].

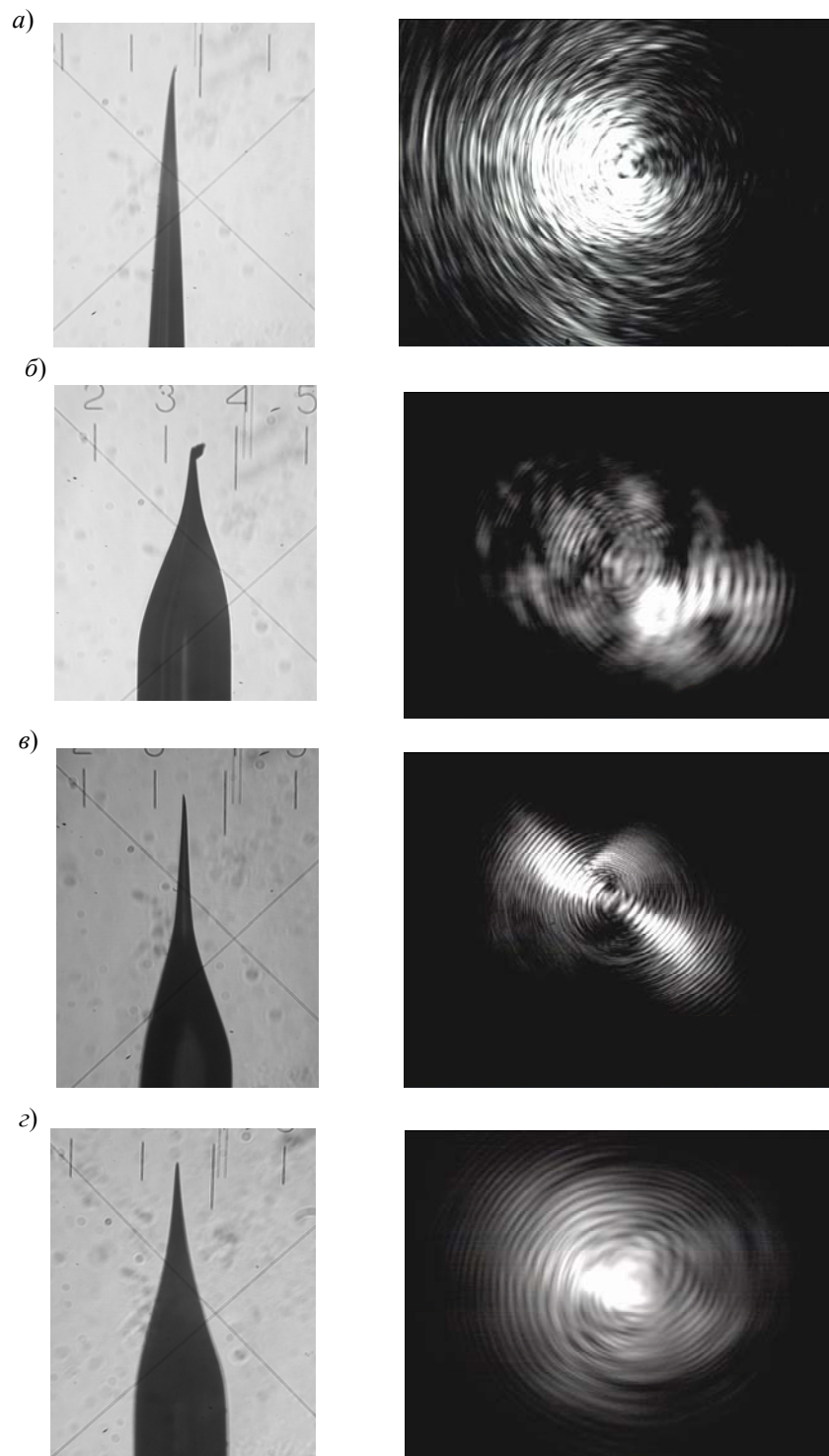


Рис. 4

**Метод вычисления размера БОЗ по распределению излучения в дальнем поле.** Как уже было сказано, БОЗ определяет разрешение и качество изображения, полученного в ближнепольном оптическом микроскопе. Поэтому необходимо знать параметры его апертуры.

Для определения размера апертуры БОЗ можно использовать электронный микроскоп либо тестировать зонд непосредственно на ближнепольном микроскопе путем сканирования тест-объекта. Оба метода требуют сложной и дорогой техники.

Более простым является метод вычисления размера апертуры по распределению излучения в дальнем поле. Распределение на плоскости апертуры зонда можно получить из распределения интенсивности в дальней поле с помощью обратного фурье-преобразования.

Однако для получения полной информации о световом поле в плоскости апертуры нужно знать полное распределение комплексной амплитуды (амплитуда и фаза) светового поля в дальней зоне. Поскольку размер апертуры меньше длины волны, можно допустить, что волна, падающая на апертуру, — плоская, а выходящая незатухающая — сферическая. Зная расстояние от зонда до плоскости ПЗС-матрицы, можно рассчитать запаздывание фазы в каждой точке, т.е. определить распределение фазы на плоскости ПЗС-матрицы. Тогда из распределения интенсивности можно вычислить распределение амплитуды в дальней зоне. Результат восстановления светового поля в плоскости представлен на рис. 5 (*а* — распределение интенсивности в дальней зоне; *б* — распределение интенсивности незатухающей волны в плоскости апертуры; *в* — результат восстановления профиля светового пятна в плоскости апертуры).

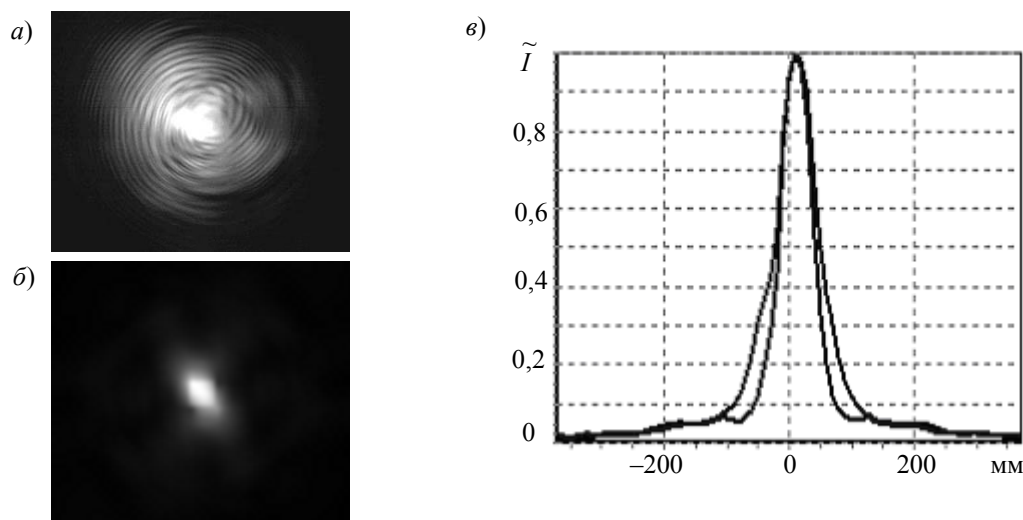


Рис. 5

Для сравнения различных методов контроля размера апертуры БОЗ на рис. 6 представлены электронно-микроскопическая фотография (*а*), трехмерное изображение (*б*), полученное с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) NanoEducator, и сечение пятна светового поля в плоскости апертуры (*в*). Видно, что результаты измерений одинаковы —  $\sim 320$  нм.

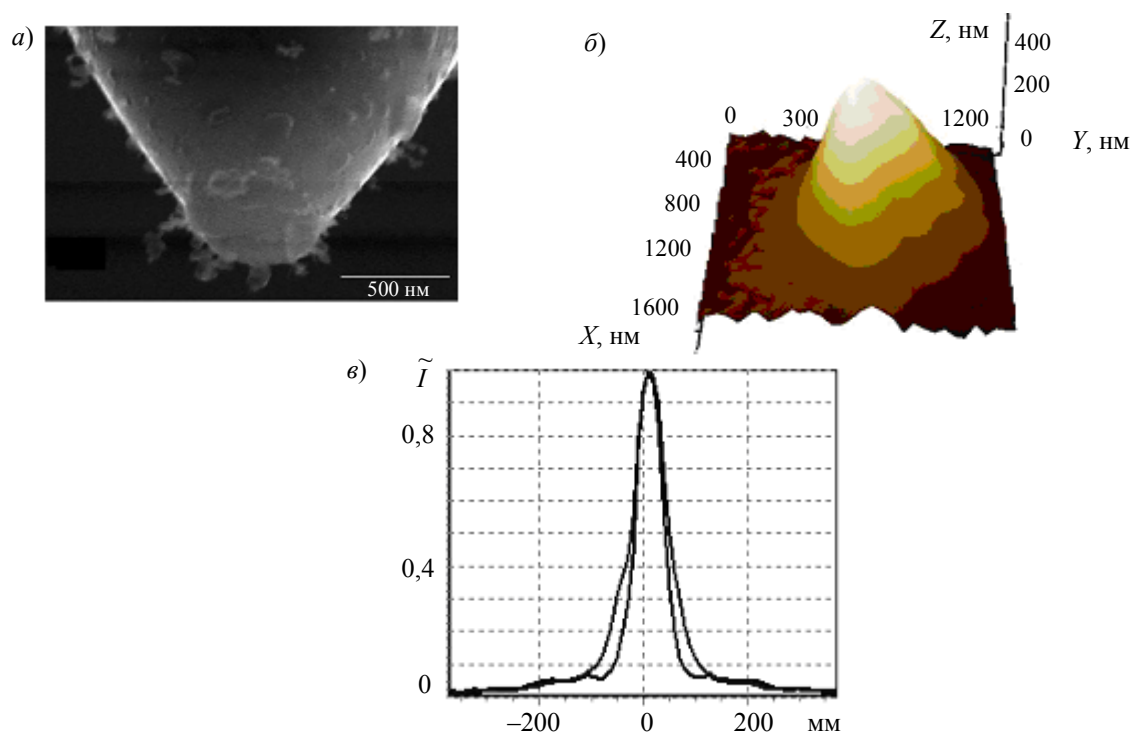


Рис. 6

Реализован оптический метод определения размера апертуры БОЗ. Распределение интенсивности излучения зонда в дальней зоне, регистрируемое по новой методике, содержит количество информации, достаточное для восстановления светового поля в апертуре. Использование заостренного волокна в качестве зонда СЗМ NanoEducator для сканирования тест-объектов с целью контроля параметров острия по получаемым изображениям дало аналогичные остальным результаты.

Работа проведена при поддержке гранта на ведущую научную школу Российской Федерации (госконтракт № 02.512.11.2136).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pohl D. W.* Scanning Near-field optical microscopy // *Appl. Phys. A.* 1994. Vol. 59. P. 89—101.
2. *Obermuller Ch., Karrai Kh.* Far field characterization of diffracting circular apertures // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 67 (23). P. 3408—3410.
3. *Вейко В. П., Вознесенский Н. Б., Гусев А. Е., Иванова Т. В., Родионов С. А.* Возможность определения параметров вторичных источников света, меньших длины волны, по характеристикам дальнего поля // *Оптич. журн.* 1998. Т. 65, № 10. С. 49—53.
4. *Labeke D. Barchiesi Van D., Baida F.* Optical characterization of nanosources used in scanning near-field optical microscopy // *JOSA. A.* 1995. Vol. 12, N 4. P. 695—703.
5. *Atlasov K. A., Veiko V. P., Kalachev A. I.* Technology Optimization of the Laser-assisted SNOM — Tips Stretching // *Proc. SPIE.* 2003. Vol. 5399. P. 63—68.
6. *Кирилловский В. К., Туан Ле Зуи.* Фундаментальные проблемы широкодиапазонного исследования электромагнитного излучения и новый подход к разработке методов и аппаратуры // *Сб. тр. Седьмой междунар. конф. „Прикладная оптика“.* СПб: Уником, 2006. С. 214—222.
7. *Вознесенский Н. Б.* Математическое моделирование процессов распространения и дифракции света в наноструктурах // *Сб. матер. всеросс. совещания „Зондовая микроскопия—2000“.* Нижний Новгород, 2000. С. 142—146.
8. *Shin D. J., Chavez-Pirson A., Kim S. H., Jung S. T., Lee Y. H.* Diffraction by a subwavelength-sized aperture in a metal plane // *JOSA. A.* 2001. Vol. 18, N 7. P. 1460—1464.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

Ю. А. ЧИВЕЛЬ, Д. А. ЗАТЯГИН

*Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Белоруссии, Минск*

И. Ю. СМУРОВ

*Национальная школа инженеров, Сент-Этьенн, Франция*

## СИСТЕМА МОНИТОРИНГА ПРОЦЕССА СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЕКАНИЯ

Для контроля параметров технологического процесса селективного лазерного спекания и визуализации области обработки разработана и создана система оптического мониторинга, основанная на измерении максимальной температуры и ее распределения в области спекания методом спектрального отношения с пространственным и временным разрешением. Система интегрирована с лазерной системой технологического комплекса.

**Введение.** Для использования лазеров в современном производстве необходимо разработать системы мониторинга и управления лазерными технологическими процессами. В последние годы предприняты значительные усилия в этом направлении [1]. Определенные успехи были достигнуты при использовании оптических методов регистрации температуры поверхности в области лазерного воздействия с пространственным и временным разрешением [2], рассеянного поверхностью воздействующего лазерного излучения [3], излучения приповерхностной плазмы и комбинации этих методов. Следующий шаг — развитие систем мониторинга, интеграция их с лазерным оборудованием технологических комплексов для контроля и управления технологическими процессами в режиме реального времени.

В настоящей работе представлена система мониторинга в режиме реального времени процесса селективного лазерного спекания (СЛС), интегрированная с оптической системой лазерного технологического комплекса на основе импульсно-периодического YAG:Nd-лазера средней мощностью 150 Вт. Мониторинг процесса СЛС в разработанной системе контроля [4] основан на измерении распределения температуры и ее максимального значения на поверхности порошковой насыпки в области спекания и визуальном контроле процесса спекания с помощью видеокамеры.

Элементы системы мониторинга (СМ) процесса селективного лазерного спекания, оптическая схема которой приведена на рис. 1, размещены в оптико-механическом блоке, установленном на плоттере системы координатного перемещения. Лазерное излучение с помощью зеркал 6, 7 и силового объектива 3 фокусируется в плоскость поверхности порошковой насыпки 1. Элементы оптической системы СМ процесса СЛС — объектив 3, система поворотных дихроичных зеркал 7—9, 13—15, дихроичные призмы 15, 17 и объективы 10, 11, 18 отображают плоскость поверхности порошковой насыпки в плоскость ПЗС-матрицы видеокамеры визуального контроля 12, в плоскость приемных площадок чувствительных элементов фотодиодов 15, а также в плоскость фотокатода микроканальной пластинки 21.

**Устройство и функции СМ процесса СЛС.** С помощью системы мониторинга осуществляются:

- наблюдение за областью спекания в реальном масштабе времени;
- контроль распределения температуры на поверхности спекаемой области;

— контроль максимальной температуры поверхности в области спекания.

СМ процесса СЛС состоит из канала визуального контроля (КВК), видеоканала температурного контроля на основе цифровой видеокамеры с усилителем яркости на микроканальной пластинке и двухволнового пирометра спектрального отношения. Оптическая схема СМ процесса СЛС установлена коаксиально по отношению к системе фокусировки воздействующего лазерного излучения (см. рис. 1).

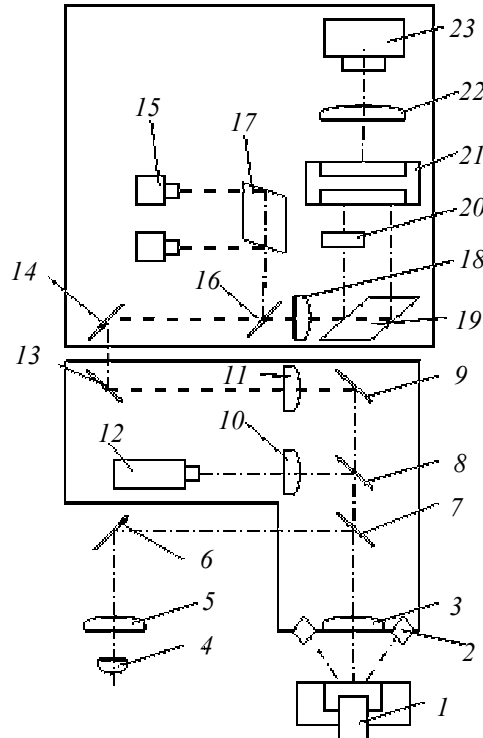


Рис. 1

Канал визуального контроля позволяет вести непрерывный контроль области  $20 \times 20$  мм на поверхности порошковой засыпки. На рис. 2 представлен процесс спекания титанового порошка с частицами диаметром 100 мкм, контролируемый с помощью КВК. Канал характеризуется максимальным подавлением лазерного излучения и теплового излучения поверхности системой фильтров и дихроичных зеркал.

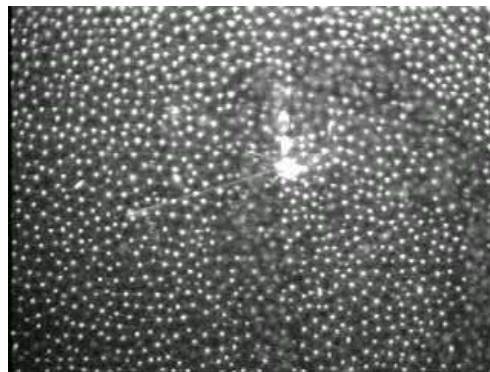


Рис. 2

Зеркало 3 (рис. 1) в комбинации с зеркалом 10 проецирует изображение поверхности на матрицу видеокамеры TSC2952 12, которая регистрирует рассеянное излучение круговой системы из восьми светодиодов RL5-UV2030 2 в узком спектральном интервале 10 нм вблизи  $\lambda = 400$  нм. Интенсивность рассеянного излучения фотодиодов на матрице видеокамеры превосходит интенсивность рассеянного излучения лазера, а также интенсивность

теплового излучения поверхности при температуре  $<2000$  К, что позволяет оператору вести постоянный контроль качества спекаемого изделия.

*Видеоканал температурного контроля.* Оптические элементы (рис. 1, 3, 11, 18) проецируют изображение области спекания диаметром 2 мм на фотокатод стробируемой микроканальной пластины 21 с пятикратным увеличением, что обеспечивает высокое пространственное разрешение. Предварительно излучение проходит через призму 19, в результате чего происходит разделение на два изображения на длине волны  $\lambda = 0,7$  и  $0,55$  мкм. Стробируемый импульсами длительностью 10—1000 мкс с частотой до 10 Гц усилитель яркости на микроканальной пластинке включается с регулируемой задержкой 20—2000 мкс относительно переднего фронта лазерного импульса, что позволяет получить распределение температуры в любой заданный момент времени воздействия лазерного излучения с точностью до 10 %. Кадр, полученный с помощью цифровой видеокамеры, и распределение цветовой температуры в области спекания представлены на рис. 3, 4.

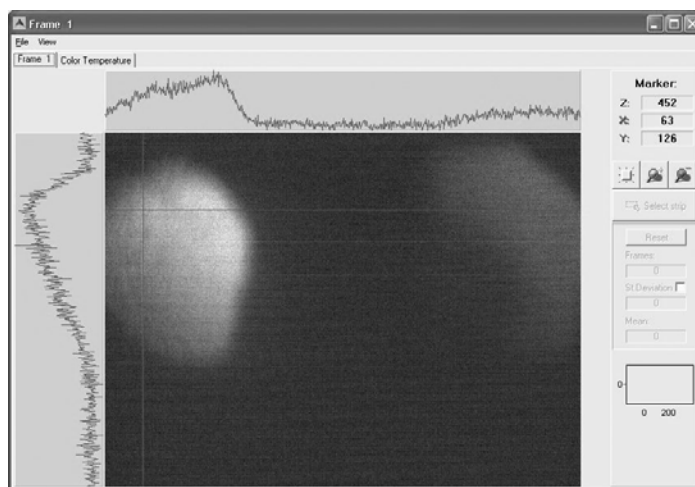


Рис. 3

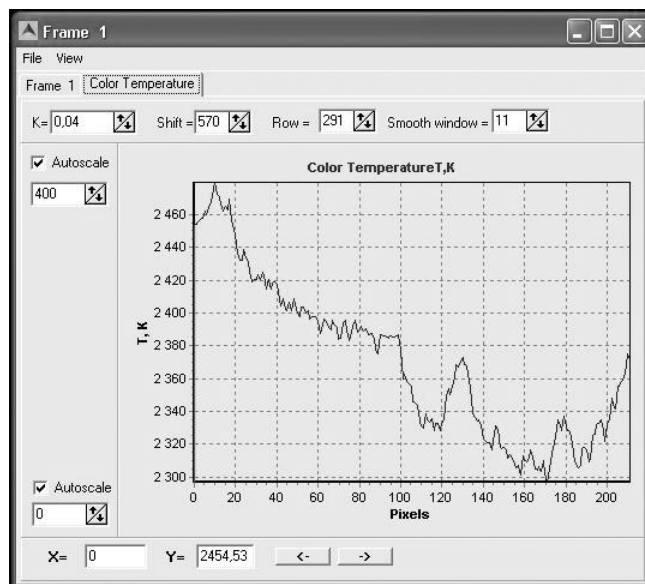


Рис. 4

*Пирометр спектрального отношения.* Однако используемая видеокамера не может обрабатывать изображения с частотой 50—100 Гц. Для непрерывного контроля максимальной температуры поверхности в области лазерной обработки используется двухволновой пирометр на основе двух фотодиодов ФД-10 и ФДУК-11, регистрирующих излучение на длине



волны 0,8 и 1,15 мкм (рис. 1, 15) и помещенных в единый блок. Пространственное разделение излучения производится призмой 17 с дихроичными покрытиями. Сигналы фотодиодов стробируются, а максимальная цветовая температура в зоне спекания постоянно отображается в программе контроля на мониторе компьютера. Точность измерения максимальной температуры определяется длительностью строба интегрирования и может достигать 5 %.

Калибровка всех каналов СМ процесса СЛС выполняется с помощью температурной лампы, нить которой размещается в фокальной плоскости фокусирующего объектива лазера. Синхронизация работы каналов системы мониторинга с технологическим процессом, обработка сигналов и вывод информации на дисплей компьютера осуществляются с применением разработанного программного обеспечения.

**Программное обеспечение СМ процесса СЛС** представляет собой единый многопоточный программный комплекс, обеспечивающий одновременное адаптивное управление технологическим процессом, получение и обработку данных.

Изображение поступает из канала визуального контроля через вход видеокарты персонального компьютера с помощью WDM-драйвера, после чего дополнительно обрабатывается программой и выводится на монитор. Программа позволяет работать с камерами различного разрешения в разных телевизионных стандартах, а также вести кодирование и запись сигнала в реальном масштабе времени.

Управление камерой в видеоканале температурного контроля, а также захват данных производятся по стандартному интерфейсу USB2. Программный комплекс позволяет вести анализ и запись данных в реальном масштабе времени, а также анализ предварительно записанных данных.

Данные с пирометра спектрального отношения поступают по стандартному последовательному интерфейсу RS-232, после обработки в реальном масштабе времени они могут быть представлены отдельно, наложены на данные КВК или записаны в отдельный файл.

Разработанная система мониторинга процесса селективного лазерного спекания, построенная на оптических методах измерения параметров технологического процесса, обеспечивает контроль процесса в режиме реального времени с необходимой точностью с высоким временным и пространственным разрешением. Система интегрирована с лазерной системой технологического комплекса и встроена в ее оптико-механический блок.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smurov I. Laser process optical sensing and control // Proc. LIM-2007. 2007. P. 537—546.
2. Smurov I. Pyrometry applications in laser machining // Laser-Assisted Microtechnology 2000. Proc. SPIE. 2001. Vol. 4157. P. 55—66.
3. Muller M., Dausinger F., Hugel H. Online process monitoring of laser welding by measurement of reflected laser power // Proc. ICALEO. 1998. P. 85.
4. Chivel Yu., Uzunbadjakov A., Zatiagin D. Automated Complex for SLS-process Monitoring // Proc. V Int. Conf. Beam Technologies and Laser Applications. 2006. P. 108.

Рекомендована кафедрой  
лазерных технологий  
и экологического приборостроения

Поступила в редакцию  
26.12.07 г.

---

---

## ИНФОРМАЦИЯ

---

---

### **О КОНКУРСЕ НАУЧНЫХ СТУДЕНЧЕСКИХ РАБОТ 2007 ГОДА ПО РАЗДЕЛУ „ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И КОМПЛЕКСЫ, ОПТИЧЕСКИЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ“**

В соответствии с приказом Министерства образования РФ от 22.10.2007 г. № 1936 „О проведении открытого конкурса в 2007 г. на лучшую научную работу студентов по естественным, техническим и гуманитарным наукам“ Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики (СПбГУ ИТМО) как базовый вуз провел конкурс по разделу „Оптико-электронные приборы и системы, оптические и лазерные технологии“.

В конкурсе приняли участие 106 научных работ 109 студентов, в том числе 2 студенческих коллектива, 105 научных руководителей из 29 вузов 18 городов России: Москвы, Санкт-Петербурга, Владивостока, Вологды, Голицына-3, Ижевска, Казани, Курска, Новосибирска, Орла, Самары, Саранска, Саратова, Томска, Хабаровска, Химок, Чебоксар, Чистополя.

Из представленных работ 7 имеют фундаментальный характер (2 из них награждены медалями, 1 — дипломом), 2 работы имеют поисковый характер, 97 — прикладной (2 из них награждены медалями, 7 — дипломами).

98 представленных работ выполнены в рамках учебного процесса, 8 работ выполнены вне учебного плана. В 64 конкурсных работах имеются ссылки на статьи из научных журналов, в 9 — ссылки на патенты, в 11 — ссылки на каталоги фирм и компаний, в 25 — на стандарты РФ, в 61 работе упомянуты материалы сайтов сети Интернет. Авторы 84 работ использовали литературные источники последних 5 лет издания.

В числе авторов 21 студент 6-го курса (из них 1 автор представлен к награждению медалью, 3 — дипломами), 84 — 5-го курса (из них 3 автора представлены к награждению медалями, 4 — дипломами), 2 — 4-го курса (из них 1 автор представлен к награждению дипломом), в творческом коллективе авторов работ есть 1 студент 3-го курса.

29 руководителей представленных на конкурс научных работ имеют степень кандидата наук (из них 1 — руководитель работы, представленной к награждению медалью, 3 — руководители работ, представленных к награждению дипломами), 7 — степень доктора наук, 28 руководителей ученых степеней не имеют (из них 1 — руководитель работы, представленной к награждению медалью).

Результаты 24 работ опубликованы в открытой печати в 53 публикациях.

24 работы содержат результаты, апробированные на конференциях различного уровня с публикацией материалов докладов.

Представлены к награждению медалями конкурса научные работы студентов:

— Алексея Коротенко „Системы мониторинга морской воды методом индуцированной флуоресценции“ (руководитель — Е. Л. Гамаюнов), Дальневосточный государственный технический университет,

— Елены Бугаенко „Способы и адаптивное устройство коррекции абберационных искажений на цифровых изображениях“ (руководитель — В. С. Титов), Курский государственный технический университет,

— Константина Кирпичева „Аппаратно-программный комплекс для осуществления тестирования оптоэлектронных компонентов“ (руководитель — А. А. Егоров), Московский государственный авиационный институт (технический университет),

— Елены Степановой „Коэффициенты использования свето- и теплотехнических устройств и проблема светового загрязнения городов“ (руководитель — В. Д. Никитин), Томский политехнический университет.

Представлены к награждению дипломами конкурса 8 работ студентов следующих 7 вузов 5 городов России:

— Владивостокского государственного университета экономики и сервиса,

— Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики,

— Северо-Западного государственного заочного технического университета (Санкт-Петербург),

— Самарского государственного аэрокосмического университета им. ак. С. П. Королева,

— Балтийского государственного технического университета „ВОЕНМЕХ“ им. Д. Ф. Устинова (Санкт-Петербург),

— Новосибирского государственного технического университета,

— Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники.

Председатель конкурсной  
комиссии по разделу 12  
„Оптико-электронные приборы и комплексы,  
оптические и лазерные технологии“,  
проректор СПбГУ ИТМО развитию  
*В. О. Никифоров*  
Ответственный секретарь  
конкурсной комиссии  
*С. С. Гвоздев*

## РЕФЕРАТЫ

УДК 536.42; 539.213.27

**ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОЛНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ И ПОТЕМНЕНИЯ В СТЕКЛОКЕРАМИКЕ / В. П. ВЕЙКО, Е. А. ШАХНО, Е. Б. ЯКОВЛЕВ, Б. Ю. НОВИКОВ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 5—13.**

Лазерный нагрев стеклокерамических сред приводит к изменению их структурно-фазового состояния. Поглощательная способность стеклокерамики на длине волны излучения  $\text{CO}_2$ -лазера (10,6 мкм) весьма велика и практически одинакова в аморфном и кристаллическом состояниях. Излучение видимого и ближнего ИК-диапазона сильно рассеивается в кристаллической фазе стеклокерамики, что приводит к ее быстрому разогреву в облученной области, но аморфная фаза для данного излучения прозрачна. Это приводит к возникновению специфических термооптических эффектов. Исследование кинетики структурных изменений в стеклокерамике под действием излучения непрерывного YAG:Nd-лазера показало ряд принципиальных отличий от случая применения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Наиболее интересным из наблюдавшихся явлений при воздействии излучения YAG:Nd-лазера оказалось возникновение режима колебательного изменения пропускания пластины ситалла в облученной области. Была составлена принципиальная картина изменений прозрачности в стеклокерамике при воздействии излучения YAG:Nd-лазера и решена термооптическая задача характерной кинетики изменения температуры. Показано, что скачкообразное изменение поглощательной способности от температуры приводит к колебательному характеру изменения пропускания во времени. Обнаруженные явления открывают возможность создания новых типов элементов и устройств.

Ил. 7, табл. 1, библиогр. 3.

УДК 533.6.011

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ И ИХ НАПЫЛЕНИЯ НА ПОДЛОЖКУ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ / Н. Ю. БЫКОВ, Г. А. ЛУКЪЯНОВ, Л. Ю. НИКОЛАЕВА // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 13—17.**

Предложена комплексная модель, описывающая процессы образования кластеров в облаке пара продуктов лазерной абляции (ЛА) и их осаждения на плоской подложке при формировании тонкой пленки. Модель позволяет проводить мониторинг всех параметров процесса ЛА: температуры мишени, газодинамических параметров потока продуктов ЛА, параметров нанокластеров и характеристик напыляемой пленки. С использованием предложенной модели выполнено численное исследование задачи нанесения пленки атомов и кластеров ниобия методом ЛА в вакууме. Выполненные численные исследования позволяют установить общие закономерности между параметрами течения пара (включая параметры кластеров) и свойствами получаемых пленок.

Ил. 4, библиогр. 6.

УДК 539.213

**АНАЛИЗ СВОЙСТВ СТЕКЛА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ „ЖИДКОСТЬ—ДЕФОРМИРОВАННЫЙ ВАКАНСИЯМИ КРИСТАЛЛ“ / Д. В. ИЛЬИН, Е. Б. ЯКОВЛЕВ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 18—25.**

Проведен анализ термодинамически неустойчивого по концентрации вакансий кислорода состояния стекла, которое возникает при лазерном локальном нагревании. Показано, что в этом случае процесс кристаллизации происходит со значительно большими скоростями, чем в равновесном состоянии. Также проведен анализ зависимости вязкости материала от концентрации примесей, содержащихся в нем. Таким образом, рассмотрен процесс лазерного нагревания кварцевого стекла на основе модели „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“, а также математически продемонстрирована возможность применения этой вакансионной модели для анализа вязкости кварцевого стекла с примесями.

Ил. 4, библиогр. 10.

УДК 539.213.27

**ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ ВЕЩЕСТВ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИОННУЮ АКТИВНОСТЬ СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ / В. П. ВЕЙКО, Е. Б. ЯКОВЛЕВ, Н. В. НИКОНОРОВ, А. И. ИГНАТЬЕВ, Д. В. ОРЛОВ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 26—29.**

Экспериментально показано протекание быстрой лазерной кристаллизации любого стеклообразного материала вне зависимости от наличия в нем примесей, атомы которых отвечают за образование центров кристаллизации при общепринятом процессе кристаллизации. Результаты экспериментов, приведенные в статье, предсказаны на основе применения модели структуры стекла „жидкость—деформированный вакансиями кристалл“ к описанию лазерной кристаллизации стеклообразных материалов.

Ил. 4, библиогр. 11.

УДК 621.38

**ЛАЗЕРНАЯ ОЧИСТКА ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТАЛЛОВ: ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРИМЕНЕНИЕ / В. П. ВЕЙКО, Т. Ю. МУТИН, В. Н. СМИРНОВ, Е. А. ШАХНО, С. А. БАТИЩЕ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 30—36.**

Разработаны специальные методы, повышающие качество лазерной очистки поверхностей и расширяющие возможности ее применения, такие как обработка через прозрачную пленку и обработка наклонным пучком. Проведенные исследования выявили перспективность применения лазерной очистки для снятия покрытия, удаления радиоактивно загрязненного поверхностного слоя, очистки микроотверстий, очистки предметов исторического и культурного наследия.

Ил. 8, библиогр. 5.

УДК 539.234

**НАНЕСЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК СИЛИЦИДОВ МЕТАЛЛОВ МЕТОДАМИ PLD И LIFT / С. А. МУЛЕНКО, Ю. В. КУДРЯВЦЕВ, Н. Т. ГОРБАЧУК, А. ЛУЧЕС, А. П. КАРИКАТО, В. П. ВЕЙКО, А. А. ПЕТРОВ, В. А. ЧУЙКО // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 37—42.**

При осаждении тонких пленок и слоев в работе были использованы два метода: импульсное лазерное осаждение (PLD) и лазерно-индуцированный перенос пленок (LIFT). Первый метод основан на использовании излучения эксимерного KrF-лазера. Излучением KrF-лазера производилась абляция материала мишени из  $\text{CrSi}_2$  или  $\beta\text{-FeSi}_2$  с целью получения тонкой пленки или слоя силицида с узкой шириной запрещенной зоны для последующего использования в качестве сенсора. Пленки на основе  $\text{CrSi}_2$  могут обладать как полупроводниковыми, так и металлическими свойствами в зависимости от параметров осаждения. Показано, что чем выше содержание полупроводниковой фазы в осажденных пленках и слоях, полученных методом PLD и LIFT, тем выше значения термоэдс и коэффициента тензочувствительности.

Ил. 6, табл. 1, библиогр. 7.

УДК 621.791

**УПРАВЛЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЕМ МИКРОСТРУКТУРЫ ПРИ СВЕТОЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ СТАЛИ / Г. А. ТУРИЧИН, В. А. ЛОПОТА, Е. А. ВАЛДАЙЦЕВА, Е. Ю. ПОЗДЕЕВА, Е. В. ЗЕМЛЯКОВ, К. В. САВЕЛЬЕВА // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 43—47.**

Рассмотрены преимущества гибридной светолазерной сварки на основе анализа процессов тепломассопереноса и транспортировки излучения. Разработана модель комбинированного воздействия лазерного луча и дополнительного источника нагрева (мощной дуговой лампы) на обрабатываемый материал. Для моделирования формирования микроструктуры в стали при комбинированном гибридном термическом цикле была получена кинетическая модель, описывающая фазовые превращения. Результаты моделирования, а также экспериментальные данные подтверждают, что возможно управлять процессом формирования микроструктуры стали, изменяя параметры комбинированного светолазерного воздействия.

Ил. 4, библиогр. 7.

УДК 621.791.78

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУЧАЕМЫХ ИЗДЕЛИЙ / В. К. СЫСОЕВ, П. А. ВЯТЛЕВ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 48—50.**

Показано влияние параметров лазерного термораскалывания на качество получаемых стеклянных изделий — прочность, шероховатость и температурный профиль зоны нагрева. Показано преимущество эксплуатационных свойств стеклянных изделий, полученных лазерным термораскалыванием, по сравнению с другими методами.

Ил. 3, библиогр. 6.

УДК 535.36

**МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА И ПРОФИЛЯ ПУЧКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ / В. А. ТРОФИМОВ, С. А. ВАРЕНЦОВА // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 51—58.**

Предложен новый метод восстановления формы импульса и профиля лазерного пучка, основанный на использовании интегральных измерений энергии лазерного излучения. В одномерном случае работоспособность и эффективность алгоритма продемонстрирована на примере восстановления отклика молекулы *L-cystine* при воздействии малопериодного терагерцового импульса. Для пространственно двумерной области предложенный метод позволяет получить высокоточное восстановление модельных профилей пучка. Аналогичное восстановление профиля пучка, выполненное на основе методов оптической томографии, существенно уступает по качеству.

Ил. 5, библиогр. 15.

УДК 681.7.069.24:621.81-023.5

**ОПТИЧЕСКИЙ ТРАКТ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО МИКРОПРОФИЛИРОВАНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ИЗДЕЛИЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ / А. Г. ВЕРХОГЛЯД // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 58—63.**

Расчитаны параметры лазерного излучения для одноимпульсного удаления металлических пленок, применяемых при создании большеразмерных антенн с заданной диаграммой направленности. С помощью реализованной оптической схемы лазерного технологического комплекса обеспечены необходимые параметры лазерного излучения на обрабатываемой поверхности произвольного профиля, долговременная (более 10 ч) стабильность этих параметров при высоких (до  $3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) значениях плотности мощности на поверхности обрабатываемого изделия с сохранением хорошей адгезии между металлом и диэлектриком на границе зоны абляции при неровности края зоны менее 10 мкм.

Ил. 4, библиогр. 7.

УДК 535.211

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНФИГУРАЦИИ АПЕРТУРЫ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ / Е. Б. ЯКОВЛЕВ, В. П. ВЕЙКО, В. К. КИРИЛЛОВСКИЙ, А. О. ГОЛУБОК, Д. Т. ЛЕ, З. ЗЫОНГ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 64—69.**

Описан метод лазерной вытяжки ближнеполюсных оптических зондов (БОЗ) из оптоволокна. Сканирующий ближнеполюсный оптический микроскоп (СБОМ) работает на основе сканирования образца источником оптического излучения с размерами, меньшими длины волны света. Этим источником является зонд — заостренное оптическое волокно с металлическим покрытием. Фактором, который определяет его максимально возможное разрешение, является качество используемого зонда. Распределение интенсивности света в дальнем поле связано с параметрами апертуры БОЗ. Поэтому по дальнему световому полю можно охарактеризовать апертуру БОЗ. Разработана методика регистрации излучения зонда в дальнем поле с расширенным диапазоном регистрируемой освещенности. Распределения освещенности в дальней зоне сопоставлены с качеством зондов.

Ил. 6, библиогр. 8.

УДК 621.378.33

**СИСТЕМА МОНИТОРИНГА ПРОЦЕССА СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЕКАНИЯ / Ю. А. ЧИВЕЛЬ, Д. А. ЗАТЯГИН, И. Ю. СМУРОВ // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 4. С. 70—73.**

Целью работы являются разработка и создание системы оптического мониторинга в режиме реального времени лазерного технологического процесса и интеграция этой системы с системами лазерного технологического комплекса.

Контроль процесса селективного лазерного спекания в представленной системе оптического мониторинга основан на измерении максимальной температуры и ее распределения в области спекания методом спектрального отношения с пространственным и временным разрешением, визуализации области спекания с помощью цифровой видеокамеры. Канал визуального контроля позволяет вести непрерывное наблюдение области спекания на поверхности порошковой насыпки и оценивать качество спекаемого изделия.

Синхронизация работы каналов системы мониторинга с технологическим процессом, обработка сигналов и вывод информации на дисплей компьютера осуществляются с применением разработанного программного обеспечения.

Результаты применения данной системы мониторинга указывают на возможность построения на ее основе систем управления лазерными технологическими процессами в режиме реального времени.

Ил. 4, библиогр. 4.