

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГЕОСИСТЕМ И ТЕХНОЛОГИЙ»
(СГУГиТ)

XI Международные научный конгресс и выставка

ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ-2015

Международная научная конференция

СибОптика-2015

Т. 1

Сборник материалов

Новосибирск
СГУГиТ
2015

Ответственные за выпуск:

Доктор экономических наук, доцент, директор ИОиОТ СГУГиТ, Новосибирск
А. В. Шабурова

Доктор технических наук, заведующий кафедрой специальных устройств
и технологий СГУГиТ, Новосибирск
В. С. Айрапетян

Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой метрологии
и технологии оптического производства СГУГиТ, Новосибирск
О. В. Минин

Кандидат технических наук, заведующий кафедрой наносистем
и оплотехники СГУГиТ, Новосибирск
Д. В. Чесноков

С26 Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2015. XI Междунар. науч. конгр., 13–25 апреля
2015 г., Новосибирск : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2015» : сб. ма-
териалов в 3 т. Т. 1. – Новосибирск : СГУГиТ, 2015. – 272 с.

ISBN 978-5-87693-821-3 (т. 1)

ISBN 978-5-87693-818-3

ISBN 978-5-87693-795-7

В сборнике опубликованы материалы XI Международного научного конгресса «Ин-
терэкспо ГЕО-Сибирь-2015», представленные на Международной научной конференции
«СибОптика-2015».

Печатается по решению редакционно-издательского совета СГУГиТ

Материалы публикуются в авторской редакции

УДК 535

ISBN 978-5-87693-821-3 (т. 1)

ISBN 978-5-87693-818-3

ISBN 978-5-87693-795-7

© СГУГиТ, 2015

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫЕ ВИДЕОАНАЛИЗАТОРЫ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ-ПЕРО

Владимир Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Дмитрий Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой наносистем и оптоэлектроники, тел. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Денис Вячеславович Кочкарев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, инженер кафедры физики, т. (383)361-08-36, e-mail: denlnsk@mail.ru

Дмитрий Михайлович Никулин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: dimflint@mail.ru

Сергей Леонидович Шергин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: serkron@mail.ru

Рассматриваются физико-технические принципы создания гиперспектральных видеоанализаторов на основе электрически управляемых интерферометров Фабри-Перо с наноразмерными зазорами и технологические ограничения при их изготовлении.

Ключевые слова: гиперспектральный видеоанализатор, электрически управляемый интерферометр Фабри-Перо, наноразмерный зазор.

THE HYPERSPECTRAL VIDEO ANALYZER ON BASE OF ELECTRIC DRIVEN FABRY-PEROT INTERFEROMETER

Vladimir V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor of Physics Department, tel. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Dmitry V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technology, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated Professor, Chair of Nanosystems and Optical Engineering Department, tel. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Denis V. Kochkarev

Siberian State University of Geosystems and Technology, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., engineer of department of physics, tel. (383)361-08-36, e-mail: denlnsk@mail.ru

Dmitry M. Nikulin

Siberian State University of Geosystems and Technology, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated prof. of Physics department, tel. (383)361-08-36, e-mail: dimflint@mail.ru

Sergey L. Shergin

Siberian State University of Geosystems and Technology, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated prof. of Physics department, tel. (383)361-08-36, e-mail: serkron@mail.ru

The physicotchnical principles of creation hyperspectral video analyzers on base electric driven Fabry-Perot interferometer with nano-sized gaps and technological limits of its manufacturing observed.

Key words: hyperspectral video analyzer, electric driven Fabry-Perot interferometer, nano-sized gap.

Как известно, существует проблема распознавания объектов, отличающихся в некотором узком спектральном диапазоне спектральной яркостью от остальных объектов наблюдаемой сцены. При наблюдении таких объектов современными матричными фотоприемными устройствами (МФПУ), интегрирующими излучения с разными длинами волн, спектральные яркости изображений объектов усредняются, объём получаемой информации уменьшается. Типичными задачами, при решении которых необходима спектральная избирательность приёма и динамическая перестройка положения максимума спектральной узкой полосы приёма является: – обнаружение наличия и визуализация картины распределения токсичных, взрывчатых и наркотических веществ в атмосфере по их индуцированному подсветкой излучению, в том числе, в местах скопления людей; – обнаружение замаскированных объектов по разнице спектральных характеристик отражения света маскировочными материалами и фоновыми объектами; – наблюдение объектов в солнечно-слепом варианте приёмника с подсветкой излучением с узкой полосой спектра; – обнаружение загрязнений окружающей среды и др. В основе таких спектрально-чувствительных оптико-электронных приборов (ОЭП) лежит использование электрически управляемых перестраиваемых оптических фильтров, устанавливаемых по ходу светового потока, идущего от объекта наблюдения, перед спектрально не избирательным фотоприёмником.

Исследования в области создания многодиапазонных ФПУ с перестройкой положения участка спектрального диапазона приёма проводятся. В работе [1] представлен проект мультиспектрального тепловизора на основе матричного приёмника теплового изображения и интерферометров, установленных под углом Брюстера к оптической оси устройства; тепловизор может быть применен для получения информации о пространственном и спектральном распределении

исследуемых объектов при быстропротекающих явлениях, например, при взрывах, в ИК-области спектра (3–14 мкм); расчётное значение полосы приёма при средней длине волны 10 мкм составляет 0,18 мкм. Для фильтрации светового потока используются интерферометры Фабри-Перо с расстояниями между отражающими поверхностями зеркал, сопоставимыми с длиной волны фильтруемого излучения.

Прибор ночного видения на основе ЭОП фирмы *Tenebraex Corp.* оснащен парой вращающихся фильтров, в каждом из которых три секции — по числу основных цветов. Тройной фильтр, стоящий перед ЭОП, разделяет цвета. Фильтр, стоящий после ЭОП и вращающийся синхронно с первым, восстанавливает цвета. Быстрое вращение фильтров в сочетании с инерционностью зрения и даёт человеку цветную картинку местности.

В работе [2] представлены результаты разработок гиперспектрального ФПУ, использующего электрически управляемые многолучевые интерференционные фильтры Фабри-Перо с перестройкой полосы пропускания. Общая спектральная область приема изображения лежит в диапазоне (500–900) нм, спектральное разрешение составляет (10–30) нм, угол поля зрения $10^\circ \times 10^\circ$, количество отдельных спектральных полос приёма в спектральной области – более 20. За время одного кадра при стандартной для современных ФПУ частоте развертки фиксируется изображение в «цвете» одной узкой полосы спектра.

Наиболее универсальным подходом для организации многоспектрального приёма (в связи с возможностью компьютерного управления) представляется использование электрически управляемых интерференционных перестраиваемых фильтров. Разработки таких фильтров с большой оптической апертурой известны [2,3], также разрабатываются электрически управляемые дисперсионные фильтры [4], жидкокристаллические фильтры [5,6].

В настоящем сообщении обсуждаются оптические и технологические особенности специализированных МФПУ – видеоанализаторов с возможностью перестройки положения максимума узкой спектральной полосы приёма излучения, идущего от исследуемого объекта, на базе использования электрически управляемых многолучевых интерферометров.

Одним из условий получения узкой спектральной полосы пропускания интерферометра является высокая отражательная способность зеркал и высокая степень параллельности зеркал с сохранением параллельности в процессе управления величиной зазора между ними. Относительная ширина полосы пропускания определяется формулой [15]:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_0}{2N_{эф}d}; \quad N_{эф} \approx \frac{\pi}{1-R}, \quad (1)$$

где $N_{эф}$ – эффективное число отражений между зеркалами интерферометра; R – коэффициент отражения зеркал; λ_0 – длина волны излучения в вакууме. Для получения ширины пропускания 1 нм при средней длине волны 1 мкм в полосе

пропускания в четвёртом порядке интерференции ($d = 2\lambda_0$) требуется значение $R = 0,987$, что достижимо только при использовании диэлектрических зеркал интерферометра, при этом свободный спектральный диапазон составляет $\Delta\lambda = 250$ нм; при использовании двадцатого порядка интерференции ($d = 10\lambda_0$) свободный спектральный диапазон равен $\Delta\lambda = 50$ нм, и требуется значение $R = 0,937$.

Допустимое отклонение от плоско-параллельности зеркал двухзеркального многолучевого интерферометра определяется формулой:

$$\frac{\delta d}{\lambda_0} \leq \frac{1}{2N_{эф}} \quad (2)$$

и составляет, в случае использования четвёртого порядка (допустимо минимальное значение $N_{эф} = 250$), $\delta d \leq 0,002\lambda_0$, а в случае двадцатого порядка – $\delta d \leq 0,01\lambda_0$

Разность фаз ε точек половинной интенсивности в области максимума интерференционной картины связана с эффективным числом отражений $N_{эф}$ уравнением [16]:

$$\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{R}} \frac{1-R}{2} \approx \frac{2\pi}{N_{эф}}. \quad (3)$$

При наличии расходимости в падающем на интерферометр световом потоке максимум «размывается», расширяется. Соответствующая ширине максимума допустимая расходимость падающего излучения равна:

$$\theta_m = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{2}{m_0 N_{эф}}}; \quad m_0 = \frac{2d}{\lambda_0}, \quad (4)$$

где m_0 – порядок интерференции.

Результаты расчёта возможных геометрических и оптических параметров интерференционного многолучевого фильтра приведены в табл. 1. Принятые в таблице обозначения: d – расстояние между зеркалами интерферометра, f – диапазон изменения расстояния при регулировке, $\Delta\lambda_0$ – величина свободной спектральной области интерферометра, $\Delta'\lambda_0$ – спектральная ширина диапазона перестройки максимума полосы пропускания интерферометра при изменении положения зеркал, δd – допустимые отклонения расстояния между зеркалами интерферометра, вызванные неровностями зеркальной поверхности, $\delta\lambda_0$ – спектральная ширина полосы пропускания интерферометра.

Из данных табл. следует, что для получения ширины полосы пропускания интерферометра на уровне (1–2) нм и обеспечения высокого значения ширины свободной спектральной области требуется одновременное выполнение условий – коэффициент отражения зеркал R должен быть не менее (0,937–0,987) при неровности поверхности зеркал порядка $0,002\lambda_0$, при этом интерферометр должен работать в первом – втором порядках интерференции. Следует отметить, что в производственных условиях возможно изготовление оптических поверхностей с неровностями до $0,1\lambda_0$.

Таблица 1

Расчётные параметры оптического интерференционного фильтра

λ_0 , нм	m_0	d , мкм	$\Delta\lambda_0$, нм	$\Delta'\lambda_0$ при $f = 500$ нм	R	$N_{эф}$	$\frac{\delta d}{\lambda_0}$	$\delta\lambda_0$, нм	θ_m , мрад
500	20	5,0	25	50	0,9	31,4	0,016	0,80	56
	2	0,5	250	500	0,85	20,9	0,024	12,00	220
1000	1	0,5	1000	1000	0,85	20,9	0,024	48,00	309
	2	1,0	500	500	0,85	20,9	0,024	24,00	220
	1	0,5	1000	1000	0,9	31,4	0,016	31,80	
1000	4	2,0	250	250	0,987	241,7	0,002	1,00	45
	4	2,0	250	250	0,9	31,4	0,016	7,96	
1000	20	10,0	50	50	0,937	50,0	0,01	1,00	45
	20	10,0	50	50	0,9	31,4	0,016	1,60	
	20	10,0	50	50	0,85	20,9	0,024	2,40	

Требования к качеству оптических поверхностей упрощаются при работе интерферометра при более высоких порядках интерференции, то есть, при больших значениях расстояния между зеркалами. При работе с порядком $m_0 = 20$ и при сохранении узкой полосы пропускания допускаются неровности $(0,01–0,02)\lambda_0$. Если требуемое спектральное разрешение $\delta\lambda_0 = (8...12)$ нм, необходимо работать при небольших порядках интерференции, и требования к качеству поверхностей ещё ослабляются.

Авторами найдены технологические решения, позволяющие существенно улучшать качество оптических поверхностей изделий, полученных в производственных условиях [10]. Это позволило разработать базовые конструкции и лабораторные технологии изготовления электрически управляемых интерферометров с перестройкой полосы пропускания [8,11-14].

Схема конструкции такого интерферометра показана на рис. 1.

Интерферометр образован прозрачными пластинами 1 и 2 со слоями зеркальных покрытий 3 и 4 и воздушным зазором между зеркалами. Пластины скреплены между собой пьезокерамическим цилиндром 5 с электродами 6 и 7 с помощью слоя 8 клея.

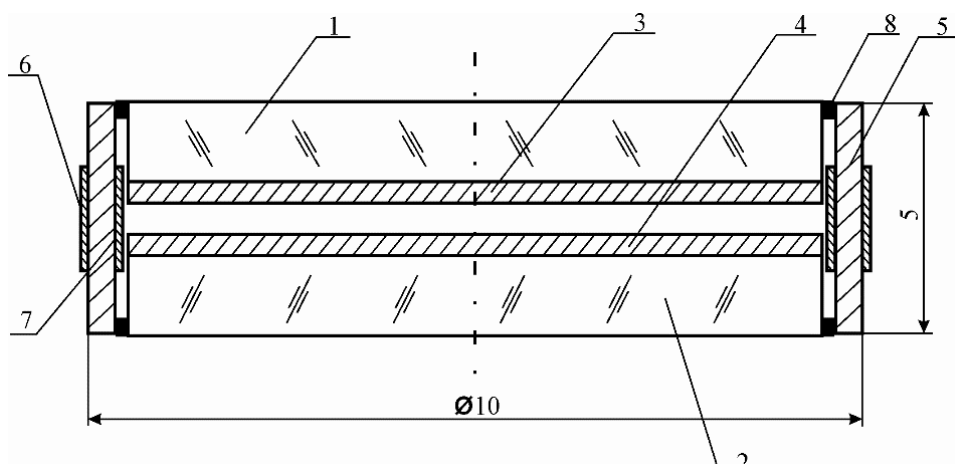


Рис. 1. Конструкция перестраиваемого интерферометра

Важнейшей конструктивной особенностью устройства является использование между зеркалами 3 и 4 субмикронного эквидистантного воздушного зазора на всей площади оптической апертуры диаметром 10 мм, регулируемого в пределах 0,2...0,4 мкм. Управление величиной воздушного зазора осуществляется изменением управляющего напряжения, приложенного между обкладками 6 и 7 пьезокерамического цилиндра. Чувствительность к приложенному управляющему напряжению длины волны полосы пропускания интерферометра составляет 1,24 нм/В, что позволяет производить перестройку положения полосы пропускания интерферометра в пределах половины октавы; в соответствии с расчётами, возможна перестройка в пределах октавы при использовании первого порядка интерференции.

Проводятся исследования по разработке многолучевых интерферометров с электростатическим приводом перемещения зеркал.

Оптическая схема гиперспектрального видеоанализатора на основе электрически управляемого интерферометра с перестройкой линии максимума полосы пропускания показана на рис. 2.

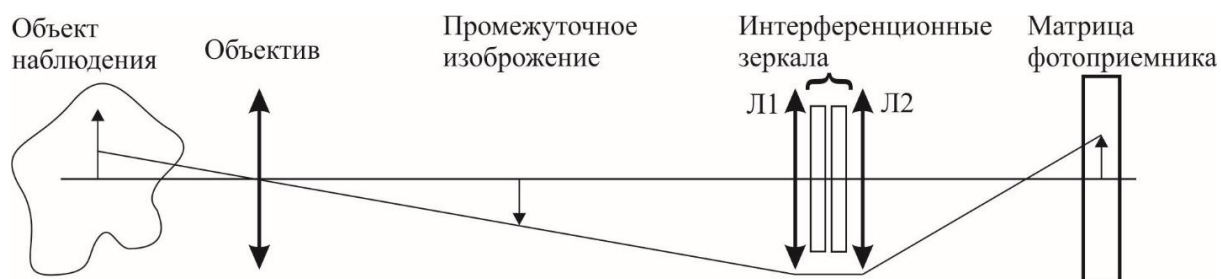


Рис. 2. Оптическая схема гиперспектрального видеоанализатора на основе электрически управляемого интерферометра с перестройкой линии максимума полосы пропускания

Интерферометр установлен между двумя линзами Л1 и Л2 с одинаковыми фокусными расстояниями F_2 . В передней фокальной плоскости линзы Л1 формируется объективом с фокусным расстоянием F_1 промежуточное изображение объекта наблюдения, в задней фокальной плоскости линзы Л2 устанавливается фотоприемная матрица; оптическое увеличение интерференционного блока системы с указанными линзами равно единице, высоты промежуточного изображения и крайнего элемента матрицы $h_{\text{матр}}$ равны между собой.

Свет от осевых точек промежуточного изображения после линзы Л1 распространяется параллельно оптической оси; лучи от крайних точек после линзы Л2 наклонены к оси, что приводит к некоторой разнице в цветовой передаче средней и крайних частей изображения. Максимальное значение расходимости $\theta_{\text{инт}}$ излучения в пространстве интерферометра (после прохождения линзы) уменьшается с увеличением фокусного расстояния линз:

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{инт}} = \frac{h_{\text{матр}}}{F_2} \quad (5)$$

В случае выполнения равенства $\theta_{\text{инт}} = \theta_m$ существует сдвиг спектра пропускания интерферометра от середины изображения к его краям на величину, равную ширине полосы пропускания, что диктует использование длиннофокусной оптики.

При величине эффективного диаметра D_{FP} интерферометра относительное отверстие объектива гиперспектрального видеоанализатора равно:

$$A = \frac{D_{\text{FP}}}{F_2} = \frac{D_{\text{FP}} \operatorname{tg} \theta_{\text{инт}}}{h_{\text{матр}}} \quad (6)$$

Размеры угла поля зрения интерференционного блока определяются из выражения [9]:

$$2\omega' = 2 \operatorname{arctg} \frac{h_{\text{матр}}}{2F_2} \quad (7)$$

Угол поля зрения наблюдательного устройства определяется из выражения:

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{F_2}{F_1} \operatorname{tg} \omega', \quad (8)$$

где F_1 и F_2 - фокусные расстояния объектива наблюдательного устройства и линзы интерференционного блока, соответственно.

При размере матрицы приёмника $2h_{\text{матр}} = 5$ мм получим для значений $\theta_m = 50 \dots 200$ мрад величину фокусного расстояния линз $F_2 > (50 \dots 12,5)$ мм (см. таблицу). Учитывая ограниченное значение свободной спектральной области интерферометра Фабри-Перо, перед интерферометром необходимо уста-

новить полосовой пропускающий оптический фильтр с шириной полосы 500 нм при работе интерферометра во втором порядке интерференции и шириной полосы 250 нм при работе в четвёртом порядке ($\lambda_0 = 1000$ нм).

При частоте кадровой развертки 25...50 Гц каждый кадр может быть сформирован на своей длине волны, последовательность кадров несёт информацию об спектральном составе излучения от объекта; спектральный состав отраженного от объекта света или света флуоресценции под действием ультрафиолетовой подсветки объекта подвергается компьютерной обработке для выявления спектральных особенностей в изображении.

Таким образом, рассмотрены физико-технические принципы и технологические ограничения создания специализированных ФПУ с возможностью перестройки линии максимума спектральной полосы приёма на базе электрически управляемых интерферометров Фабри-Перо. Показана возможность получения значений электрически перестраиваемой спектральной полосы приёма оптического изображения в видимом и ближнем ИК-диапазонах порядка 1...12 нм, при ширине диапазона перестройки от 50 нм до октавы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Свиридов А. Н. Мультиспектральный тепловизор // Прикладная физика. – 2007. – №5. – С. 107–114.
2. Saari, H.; Antila, J.; Holmlund, C.; Mannila, R.; Mäkynen, J.; Viherkanto, K. Fabry-Perot Interferometer Hyperspectral Imaging Technology Transfer to Space Applications. 8th ESA Round Table on Micro and Nano Technologies for Space Applications. Session 6: Optical Sensors & Actuators VTT Technical Research Centre of Finland - 10/22/2012.
3. K. Hsu, and R. Cormack, "Tunable optical filters for dynamic networks," Proceedings of 53rd Electronic Component and Technology Conference, pp. 776 – 781, May 27-30, 2003.
4. Дик В.П., Лойко В.А. Электроуправляемые дисперсионные фильтры видимого и среднего инфракрасного диапазонов спектра / Оптический журнал. – 2012. – Т.79, вып.7. – С.29-34.
5. Hirabayashi K., Tsuda H., Kurokawa T. Tunable wavelength selective liquid crystal filters for 600 channel FDM systems // IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, no. 6, pp. 597-599, 1992.
6. S. Matsumoto, K. Hirabayashi, S. Sakata, T. Hayashi "Tunable wavelength filter using nano-sized droplets of liquid crystal/ IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, no.4, pp. 442-444, 1999.
7. US Patent 20090040616 A1 / Fabry-perot piezoelectric tunable filter / Pinyen Lin, Peter M. Gulvin, Yao Rong Wang, Lalit Keshav Mestha, aug. 7, 2007.
8. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Никулин Д. М. Интерференционные светофильтры с перестраиваемой полосой пропускания // Изв. вузов. Приборостроение. – 2009. – Т. 52. – № 6. – С. 63–68.
9. Заказов Н. П., Кирюшин С. И., Кузичев В. И. Теория оптических систем. – М.: Машиностроение, 1992. – 448 с.
10. Пат. 2485558 РФ, G02B 5/28. Способ получения равномерных нанозазоров между поверхностями тел / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. М. Никулин. – № 2012102627/28 ; заявл. 25.01.2012 ; опубл. 20.06.2013, Бюл. № 17.
11. Пат. 2399935 РФ, МПК G 02 B 5/28, G 01 J 3/26. Интерференционный светофильтр с перестраиваемой полосой пропускания / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. М. Никулин, А. Е. Чесноков. – № 2008112913/28 ; заявл. 03.04.2008 ; опубл. 20.09.2010, Бюл. № 26.

12. Пат. 2388025 РФ, МПК G 02 В 5/28. Способ изготовления перестраиваемого свето-фильтра с интерферометром Фабри-Перо / В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, Д.М. Никулин, А.Е. Чесноков. – № 2008130196/28; заяв. 21.07.2008; опубл. 27.04.2010, Бюл. № 12.

13. Пат. 2485456 РФ, МПК G01J 3/26 G01B 9/02. Интерференционный монохроматор / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. М. Никулин. – № 2012102665/28 ; заявл. 25.01.2012 ; опубл. 20.06.2013, Бюл. № 17.

14. Никулин Д. М. Разработка и исследование перестраиваемых микромеханических интерференционных оптоэлектронных приборов для спектрального анализа. Автореферат диссертации на соискание степени к.т.н. – Новосибирск: СГГА, 2012.

15. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. – М.: МГУ, 1998. – 656 с.

16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970. – 855 с

© В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков,
Д. В. Кочкарев, Д. М. Никулин, С. Л. Шергин, 2015

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ФОТОЛИТОГРАФИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ПОВОРОТНОГО ФОКУСИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ИК ДИАПАЗОНА

Артем Владимирович Паньков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, инженер-программист, тел. (923)175-66-68, e-mail: dabrdadub@mail.ru

Виктор Павлович Корольков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, старший научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: vkorolkov@yandex.ru

Руслан Камильевич Насыров

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, кандидат технических наук, научный сотрудник, тел. (383)330-79-31, e-mail: nasyrov.ruslan@gmail.com

Для фокусировки излучения мощных CO₂ лазеров, используемых для обработки и резки металлов, можно использовать дифракционные отражающие фокусаторы. Они могут быть экономически эффективно изготовлены с применением фотолитографии с зазором на основе растриванного фотошаблона. Однако этот метод дает характерные дефекты: сглаженные обратные скаты пилообразного профиля и паразитную синусоидальную модуляцию рельефа на несущей пространственной частоте растра фотошаблона. Эти дефекты приводят к рассеянию света в паразитные дифракционные порядки. В настоящей работе изучены способы решения этой проблемы. Проведено компьютерное моделирование, рассмотрены методы оптимизации растриванного фотошаблона, определен оптимальный размер зазора при печати фотошаблона и период его растривания.

Ключевые слова: ДОО, фокусаторы, фотолитография с зазором, растриванный фотошаблон.

MODELING AND OPTIMISATION PROXIMITY PRINTING METHOD FOR IR RANGE DIFFRACTIVE SWIVEL FOCUSATOR

Artyom V. Pankov

Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, software engineer, tel. (923)175-66-68, e-mail: dabrdadub@mail.ru

Victor P. Korolkov

Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, Doctor of Engineering Sciences, Senior Researcher, tel. (383)333-30-91, e-mail: vkorolkov@yandex.ru

Ruslan K. Nasyrov

Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, Candidate of Engineering Sciences, Research Officer, tel. (383)330-79-31 e-mail: nasyrov.ruslan@gmail.com

Refractive diffractive focusators may be used to focus radiation of high-powered CO₂ lasers, that are used for metal cutting. They can be created economically effective by the method of proximity printing. However, this method has characteristic defects, they are: non-vertical reverse slope of sawtooth profile and parasitic sinusoidal relief modulation on spatial frequency of rasterized photomask. This defects lead to dissipation of radiation into parasitic diffraction orders. Computer modulation was conducted, optimisation methods of rasterized photomask were studied, optimal value of clearance between photomask and photoresist and rasterizing period of photomask were determined.

Key words: DOE, focusators, proximity printing, rasterized photomask.

Оптические компоненты систем фокусировки излучения мощных СО₂ лазеров, используемых для обработки и резки металлов, являются расходным материалом из-за нарастающего со временем количества дефектов, вызванных продуктами разрушения обрабатываемого материала. Поэтому актуальной является задача разработки дешевой фокусирующей оптики. Одним из вариантов решения проблемы является создание отражающего дифракционного фокусатора, микроструктура которого сформирована на поверхности медной водоохлаждаемой пластины. С учетом характеристик лазерного пучка в технологических системах резки в ИАиЭ был разработан высокоэффективный дифракционный поворотный фокусирующий элемент (ДПФЭ) [1]. Угол падения входного коллимированного пучка на ДПФЭ - 45 градусов, диаметр входного пучка - 20 мм, длина волны лазера - 10.6 мкм, фокусное расстояние ДПФЭ - 250 мм, размер ДПФЭ в плоскости падения пучка - 43 мм, минимальный период дифракционной структуры – 70 мкм. Для изготовления ДПФЭ предполагается использовать фотолитографическую технологию как наиболее экономически эффективную при серийном производстве дифракционных элементов, устойчивых к мощному ИК излучению.

Применение проекционной литографии для изготовления описанного ДПФЭ невозможно из-за его большого размера. Поэтому было предложено формировать полутонное распределение интенсивности экспонирующего излучения на пленке фоторезиста теневым методом печати растрированного фотошаблона через зазор [2]. В этом методе фотошаблон и фоторезист находятся на расстоянии d друг от друга (рис. 1) для сглаживания модуляции локального распределения интенсивности, вызванной растром фотошаблона.

Предлагаемую технологию изготовления ДПФЭ с применением фотолитографии с зазором можно разбить на следующие основные этапы: расчет и изготовление растрированного фотошаблона; экспонирование слоя фоторезиста через растрированный фотошаблон с зазором на стандартной установке контактной литографии; проявление фоторезиста и формирование рельефа; покрытие фоторезистного рельефа тонкой пленкой серебра или золота и выращивание на нем слоя меди; отделение медной реплики от фоторезиста и закрепление ее на медной шайбе пайкой или клеем.

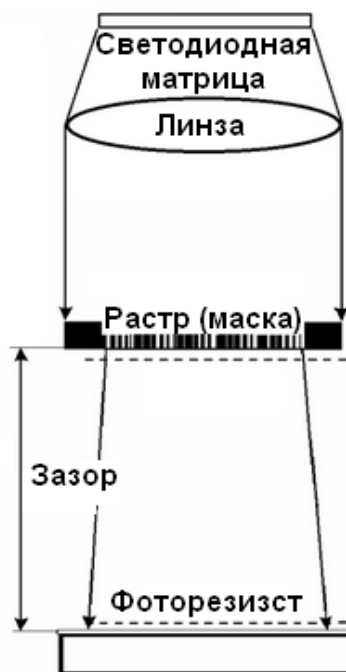


Рис. 1. Схема теневого метода создания ДОЭ

При создании ДОЭ с пилообразным профилем методом фотолитографии с зазором на нем возникают характерные дефекты микрорельефа: из-за наличия зазора между фотошаблоном и фоторезистом возникает не вертикальный обратный скат пилообразного профиля; наличие амплитудной дифракционной решетки с постоянным периодом (растра фотошаблона) приводит, из-за эффекта Тальбота, к синусоидальной паразитной модуляции пилообразной формы микрорельефа на несущей частоте растра фотошаблона. С увеличением зазора амплитуда синусоидальных модуляций падает, но при этом растет величина обратного ската, из-за чего уменьшается дифракционная эффективность ДОЭ по формуле[3]:

$$\eta_c = \left(1 - \frac{\varepsilon}{\Lambda}\right)^2$$

где η_c – дифракционная эффективность, Λ - период пилообразного профиля, ε - величина обратного ската. Задача состоит в том, чтобы выбрать оптимальную пространственную частоту растривания и величину зазора. Для устранения влияния эффекта Тальбота можно сделать растр со случайным размером ячейки. Также важно понять как влияет субволновая синусоидальная решетка на оптические свойства медного зеркала.

Задача решалась с помощью численного моделирования эффективности дифракционных порядков методом Релеевского разложения отраженного и прошедшего излучения с последующим решением уравнений Максвелла [4]. Расчеты показали, что рассеяние света при падении света под углом 45° на си-

нусоидальную решетку, сформированную на поверхности медного зеркала, может быть значительным при неоптимальном выборе периода раstra и достаточно большой глубине решетки (рис. 2). Паразитное рассеяние возникает из-за наличия -1 порядка дифракции от синусоидальной решетки. Это единственный не нулевой порядок дифракции отраженного света, который может существовать при условии, что длина волны падающего излучения больше периода дифракционной решетки. Наличие этого паразитного порядка дифракции определяется условием:

$$\left| \sin(\theta) - \frac{\lambda_0}{d} \right| < 1$$

где θ - угол падения излучения на дифракционную решетку, λ_0 - длина волны излучения, d - период дифракционной решетки. Таким образом, для устранения паразитного рассеяния света необходимо при растривании полутонного фотомасштаба выбирать размер ячейки, учитывая угол падения излучения на решетку и данное условие. Для ДПФЭ, рассматриваемого в данной работе, для устранения -1 порядка дифракции размер ячейки раstra должен быть меньше, чем 6.2 мкм.

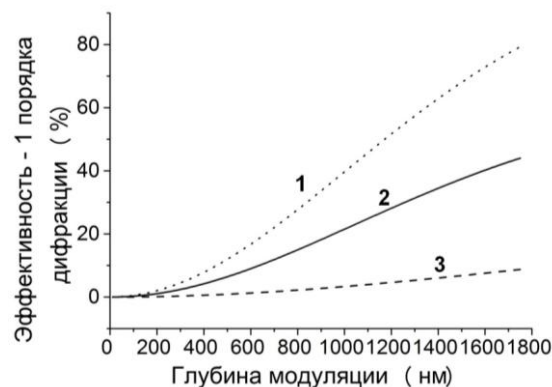


Рис. 2. Потери на дифракцию излучения с $\lambda=10.6$ мкм для решетки с периодом 7 мкм (материал – медь) в зависимости от глубины решетки: 1 – для ТМ поляризованного излучения, 2 – для не поляризованного излучения, 3 – для ТЕ поляризованного излучения

Наличие на поверхности металла субволновой решетки приводит к изменению эффективного комплексного коэффициента преломления и как следствие к изменению поглощения излучения. Влияние решетки на поглощение моделировалось с помощью демонстрационной версии программы PCGRATE [5]. Расчеты показали, что поглощение излучения для решетки глубиной до 1.75 мкм меняется незначительно.

Влияния случайного распределения в структуре раstra фотошаблона моделировалось численно на основе метода расчета интеграла Релея-Зоммерфельда с помощью быстрого Фурье преобразования [6]. Было выбрано два вида случайного распределения, которые можно внести в растр при его создании: смещение бинарных структур, отвечающих пилообразному профилю рельефа, на случайную величину от 0 до 2 мкм от начального положения по оси Y и случайное изменение размера ряда ячеек раstra по оси Y в диапазоне от -40% до +40% от их изначального размера. После этого проведены расчеты модуляции распределения интенсивности на расстояниях от 1 до 100 мкм для трех растров (рис. 3): а – регулярный растр, б и с – с ранее указанными случайными распределениями. Для характеристики синусоидальной модуляции и величины обратного ската было выбрано среднеквадратичное отклонение между расчетным рельефом от идеального пилообразного рельефа с вертикальным обратным скатом (рис. 4, а):

$$RMS = \frac{1}{M * N} \sqrt{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (I(x_i, y_j) - I_{sawtooth})^2}$$

где $I(x_i, y_j)$ – расчетное распределение интенсивности, а $I_{sawtooth}$ – профиль идеальной пилообразной формы, М – количество точек по оси X, N – количество точек по оси Y.

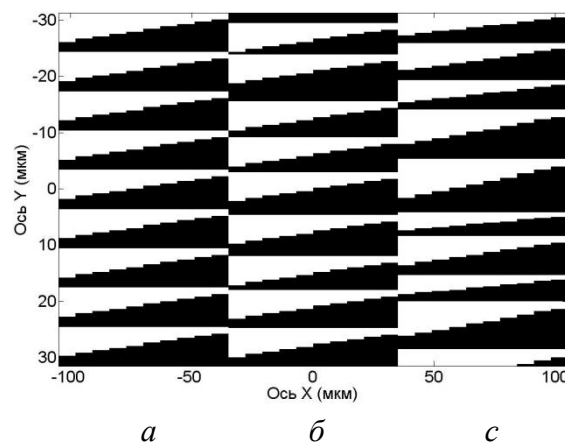


Рис. 3. Функция пропускания бинарного фотошаблона:

- а) регулярный растр; б) со смещением структур;
с) – с изменением размера ряда ячеек

Из графика (рис. 4, б) видно, что введение случайного распределения в растр не принесло желаемого результата. Но по минимуму графика среднеквадратического отклонения определен оптимальный зазор, при котором пара-

зитная модуляция минимальна. Для длины волны 405 нм (источник экспонирующего излучения в фотолитографической установке) и размера ячейки растра 7 мкм это расстояние равно 63 мкм. При этом ширина обратного ската составила – 4.3 мкм

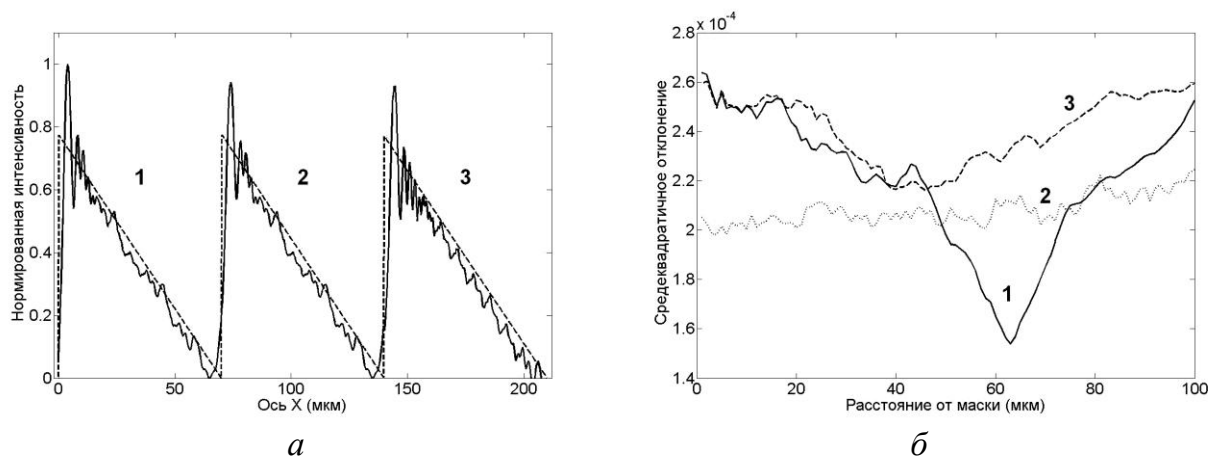


Рис. 4. а) срез расчетного распределения интенсивности по оси X в сравнении с профилем идеальной пилообразной формы для 3 растров, зазор 63 мкм. б) среднеквадратичное отклонение расчетных профилей от идеальных. 1 – регулярный растр, 2 – со смещением структур, 3 – с изменением размера ряда ячеек

Таким образом, показано, что метод фотолитографии с зазором, использующий растрованный фотошаблон, может быть использован для изготовления отражающих дифракционных фокусирующих элементов, работающих в дальнем ИК-диапазоне.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ленкова Г.А. // Сборник трудов 11-ой Международной конференции “Голография ЭКСПО -2014” (16 - 17 сентября 2014 г., г. Сочи), 2014 г. С. 67-69. М.: Изд-во ООО “Голография-Сервис”.
2. Полещук А.Г. // Компьютерная оптика. – 1996. – В.16 – С. 54-61.
3. F. Shen, A. Wang // APPLIED OPTICS. – 2006. – V.45, №.6 – P. 1102-1110.
4. Дифракционная компьютерная оптика: / Под ред. В.А. Сойфера. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – С. 308–320.
5. www.pcgrate.com
6. T. Hessler, M. Rossi, R.E. Kunz and M.T.Gale// APPLIED OPTICS. – 1998. – V.16, №.19 – P. 4069-4079.

© А. В. Паньков, В. П. Корольков, Р. К. Насыров, 2015

АНАЛИЗ ЭНЕРГООБМЕНА ПРИ ЗАПИСИ ОБЪЕМНОГО ГОЛОГРАММНОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

Юрий Цыдыпович Батомункуев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10 кандидат технических наук, доцент, e-mail: opttechnic@mail.ru

Для динамического объемного ГОЭ, записываемого двумя цилиндрическими волнам, выполнен анализ энергообмена между прошедшими волнами.

Ключевые слова: голограммный оптический элемент.

ANALYSIS OF ENERGY EXCHANGE BETWEEN CYLINDRICAL WAVES IN THE TIME OF RECORDING OF VOLUME HOLOGRAPHIC OPTICAL ELEMENT

Yury Ts. Batomunkuev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., associate professor, e-mail: opttechnic@mail.ru

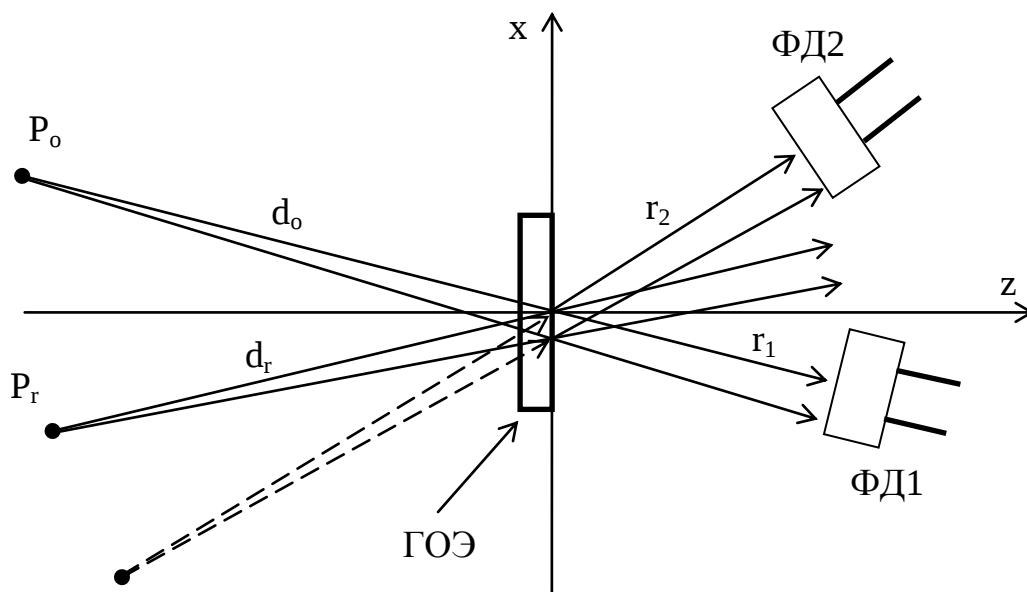
The analysis of energy exchange between the transmitted waves is carry out for dynamic volume holographic optical element recoding by two cylindrical waves.

Key words: holographic optical element.

Известно, что в процессе записи динамического объемного ГОЭ между плоскими волнами возникает разность фаз и имеет место энергообмен в прошедших ГОЭ волнах [1-4]. Причем величина этого энергообмена не изменяется по мере удаления волн от ГОЭ, если не учитывать рассеянных в «шумы» волн. Однако, при записи объемного ГОЭ волнами с неплоской волновой поверхностью, например цилиндрическими волнами [5,6], интенсивность прошедших волн уменьшается по мере их удаления от ГОЭ. Причем, уменьшение различно для опорной и объектной цилиндрических волн. Кроме этого при записи высокоэффективных ГОЭ необходимо учитывать не только дифракцию в «шумы», но и самодифракцию во второй порядок, а для низкочастотных ГОЭ и самодифракцию в высшие порядки. Целью работы является анализ энергообмена между волнами, прошедшими объемный ГОЭ, который регистрируется двумя цилиндрическими волнами.

Рассмотрим запись объемного ГОЭ в динамической голографической среде, представляющей собой слаборассеивающую светочувствительную плоскопараллельную пластину. Эту пластину расположим в центре системы координат так, чтобы ось Oz была перпендикулярна поверхностям пластины, а оси Ox и Oy находились на задней поверхности пластины относительно падающих волн. Одну из расходящихся цилиндрических волн будем считать опорной, а другую – объектной. Координаты источников (или их изображений) P_r и P_o цилиндрических волн будем задавать координатами соответствующих радиус-

векторов d_r , d_o от центра системы координат. Нить цилиндрических источников света направим перпендикулярно к плоскости xOz (рис. 1). Динамическую голографическую среду считаем изотропной, а прошедшие ГОЭ волны линейно поляризованными перпендикулярно плоскости xOz . Прошедшие волны регистрируются фотодиодами ФД1, ФД2. Координаты расположения фотодиодов (центров приемной площадки фотодиодов) задаются радиус-векторами r_1 , r_2 . Интенсивность волны, регистрируемой первым фотодиодом, обозначим $I_1 = I_1(t)$, а вторым фотодиодом – $I_2 = I_2(t)$, где t – время. Среднюю относительную дифракционную эффективность ГОЭ в m -том порядке дифракции обозначим $\eta_m = \eta_m(t)$, а среднюю относительную дифракционную эффективность «шумовых» решеток $\eta_n = \eta_n(t)$. В дальнейшем, в работе вместо термина относительная дифракционная эффективность будет использоваться термин эффективность.



P_r , P_o – источники опорной и объектной волн; ФД1, ФД2 – фотоприемники

Рис. 1. Схема записи объемного ГОЭ цилиндрическими волнами в динамической голографической среде

Известно, что при сдвиге интерференционной картины относительно решетки ГОЭ на четверть периода разность фазы дифрагировавших волн равна π [1]. В обзорной работе Денисюка Ю. Н. [3] это объясняется тем, что при дифракции на оптически более плотных микрообластях светочувствительной среды фаза волны изменяется на π . Если сдвиг между интерференционной картиной и решеткой ГОЭ отличается от четверти периода, то фазы дифрагировавших волн изменятся дополнительно на некоторую величину φ . В m -м порядке дифракции напряженности E_{m1} и E_{m2} электрического поля волн, попадающих в первый и второй фотодиоды, можно представить в виде:

$$E_{m1} = [(\eta_1\eta_2\ldots\eta_m(1-\eta_{m+1}))^{1/2}E_r(d_r/(d_r+r_1))^{1/2}\exp(i\varphi_m) + (\eta_2\eta_3\ldots\eta_m(1-\eta_{m+1}))^{1/2}(1 - \eta_1 - \eta_n)^{1/2}E_o(d_o/(d_o+r_1))^{1/2}]\exp(\pm ik_1r_1 - i\omega t) + E_{10}' + \eta_n'^{1/2}E_r',$$

$$E_{m2} = [(\eta_1\eta_2\eta_3\ldots\eta_m(1-\eta_{m+1}))^{1/2}E_o(d_o/(d_o+r_2))^{1/2}\exp(-i\varphi_m - i\pi) + (\eta_2\eta_3\ldots\eta_m(1 - \eta_{m+1}))^{1/2}(1 - \eta_1 - \eta_n)^{1/2}E_r(d_r/(d_r+r_2))^{1/2}]\exp(\pm ik_2r_2 - i\omega t) + \eta_n'^{1/2}E_o' + E_{2r}',$$

где $\eta_n'^{1/2}E_o'$ и $\eta_n'^{1/2}E_r'$ – напряженности электрического поля волн, дифрагировавших на высокочастотных «шумовых» решетках; E_o, E_r – начальные значения напряженностей электрического поля опорной и объектной волн на задней поверхности ГОЭ; E_{10}' и E_{2r}' – напряженности электрического поля волн, рассеянных средой в направлении первого и второго фотодиодов, k_1, k_2 – волновые вектора; ω – частота волн. В знаке “плюс-минус” разные знаки соответствуют случаю записи отражающих ГОЭ, а одинаковые знаки – случаю записи пропускающих ГОЭ. Так как голографическую среду ГОЭ считаем слаборассеивающей, то можно предположить, что интенсивности «шумовых» волн, попадающих в фотодиоды много меньше интенсивности дифрагировавших и недифрагировавших волн. Чем дальше расположены от ГОЭ фотодиоды, тем точнее выполняется это предположение. Подчеркнем, что речь идет не о всей «шумовой» волне, а только о ее части, попадающей в фотодиоды. Из-за случайного характера изменения фазы «шумовой» волны интерференцией ее с волной нулевого порядка и дифрагировавшими волнами можно пренебречь. Поэтому получаем в m -том порядке дифракции интенсивности I_1 и I_2 волн, падающих на фотодиоды, в виде:

$$I_1 = (\eta_2\ldots\eta_m(1-\eta_{m+1}))[I_o + \eta_1(I_r d_r(d_o+r_1)/d_o(d_r+r_1) - I_o) + 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_o I_r d_r(d_o+r_1)/d_o(d_r+r_1))^{1/2}\sin\alpha - \eta_n I_o]d_o/(d_o+r_1),$$

$$I_2 = (\eta_2\ldots\eta_m(1-\eta_{m+1}))[I_r - \eta_1(I_r - I_o d_o(d_r+r_2)/d_r(d_o+r_2)) - 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_o I_r d_o(d_r+r_2)/d_r(d_o+r_2))^{1/2}\sin\alpha - \eta_n I_r]d_r/(d_r+r_2), \quad (1)$$

где I_o, I_r – интенсивности волн на задней поверхности ГОЭ в начальный момент времени, $\alpha = (\varphi_m - \varphi_{m-1})/2$ – половина разности фаз волн.

Величина α также характеризует рассогласование – относительный сдвиг $\delta x/d$ между объемной решеткой ГОЭ и пространственной интерференционной картиной с локальным периодом d , так как $\alpha = \pi(\delta x/d)$. Эта же система (1) соответствует случаю записи ГОЭ сходящимися волнами. В области линейной зависимости эффективности $\eta(t)$ от времени характер зависимости интенсивностей $I_1(t), I_2(t)$ от времени совпадает с характером зависимости от эффективности $I_1(\eta_1)$ и $I_2(\eta_1)$. Поэтому, рассмотрение временных зависимостей мы можем заменить рассмотрением зависимости интенсивностей прошедших волн от эффективности η_1 .

Из системы (1) следует, что в каждом порядке дифракции причинами возникновения обмена энергией между цилиндрическими волнами, записывающими объемный ГОЭ являются: рост дифракционной эффективности в каждом

порядке дифракции, различие интенсивностей записывающих волн, рассогласование (сдвиг) между пространственной интерференционной картиной и объемной решеткой ГОЭ, а также запись и рост дифракционной эффективности «шумовых» решеток. В отличие от записи ГОЭ плоскими волнами, например [2], величины обмена энергии в системе (1) зависят от расположения источников записи d_r , d_o и от расположения фотоприемников r_1 и r_2 .

Рассмотрим вначале энергообмен, вызванный только различием интенсивностей записывающих цилиндрических волн с учетом дифракции во второй и третий порядки. Из системы (1) можно получить, что в первом порядке дифракции ($m=1$) относительные интенсивности i_{11} , i_{12} волн, попадающих в фотоприемники, равны:

$$\begin{aligned} i_{11} &= (1 - \eta_2)[1 + \eta_1(I_r d_r(d_o + r_1)/I_o d_o(d_r + r_1) - 1)], \\ i_{12} &= (1 - \eta_2)[1 - \eta_1(1 - I_o d_o(d_r + r_2)/I_r d_r(d_o + r_2))], \end{aligned} \quad (2)$$

а во втором порядке относительные интенсивности i_{21} , i_{22} равны: $i_{21} = \eta_2(1 - \eta_3)i_{11}/(1 - \eta_2)$, $i_{22} = \eta_2(1 - \eta_3)i_{12}/(1 - \eta_2)$. Рассматриваемый тип энергообмена зависит от эффективности в первом, втором и третьем порядках дифракции, от разности интенсивностей волн, от положений источников волн и фотоприемников, но не зависит от фаз записывающих волн.

Зная начальные значения интенсивностей прошедших волн и значения интенсивностей в некоторый момент времени, можем определить эффективность ГОЭ во втором порядке дифракции (при $\eta_3 \approx 0$) по формуле

$$\eta_2 = (i_{21} - i_{22})/[(i_{11} - i_{12}) + (i_{21} - i_{22})]. \quad (3)$$

а эффективность в первом порядке дифракции из формул (2). Известной отличительной особенностью разностного типа энергообмена является то, что он имеет только одно направление (при росте η_1) – передача энергии происходит от первоначально более мощной волны в менее мощную [2,7].

Рассмотрим теперь энергообмен, возникающий только из-за рассогласования (сдвига) пространственной интерференционной картины относительно объемной решетки ГОЭ с учетом дифракции во второй и третий порядки. В этом случае в первом порядке относительные интенсивности равны

$$\begin{aligned} i_{11} &= (1 - \eta_2)[1 + 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_r d_r(d_o + r_1)/I_o d_o(d_r + r_1))^{1/2} \sin \alpha], \\ i_{12} &= (1 - \eta_2)[1 - 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_o d_o(d_r + r_2)/I_r d_r(d_o + r_2))^{1/2} \sin \alpha], \end{aligned} \quad (4)$$

а во втором порядке

$$\begin{aligned} i_{21} &= \eta_2(1 - \eta_3)(1 + 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_r d_r(d_o + r_1)/I_o d_o(d_r + r_1))^{1/2} \sin \alpha), \\ i_{22} &= \eta_2(1 - \eta_3)(1 - 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_o d_o(d_r + r_2)/I_r d_r(d_o + r_2))^{1/2} \sin \alpha), \end{aligned}$$

Получаем, что этот сдвиговый тип энергообмена зависит дополнительно от разности фаз α записывающих волн.

На рисунках 2 представлены для симметричной схемы записи ($|d_r|=|d_o|$, $|r_1|=|r_2|$) графики изменения в первом и втором порядках дифракции (при $\eta_3 \approx 0$) относительных интенсивностей прошедших волн $i=i_{11}(\eta_1)$, $i=i_{12}(\eta_1)$, $i=i_{21}(\eta_1)$, $i=i_{22}(\eta_1)$ от эффективности η_1 при наличии только энергообменов, обусловленных разностью интенсивностей (рис. 2, а) и сдвигом интерференционной картины (рис. 2, б), с учетом роста эффективности ГОЭ во втором порядке дифракции.

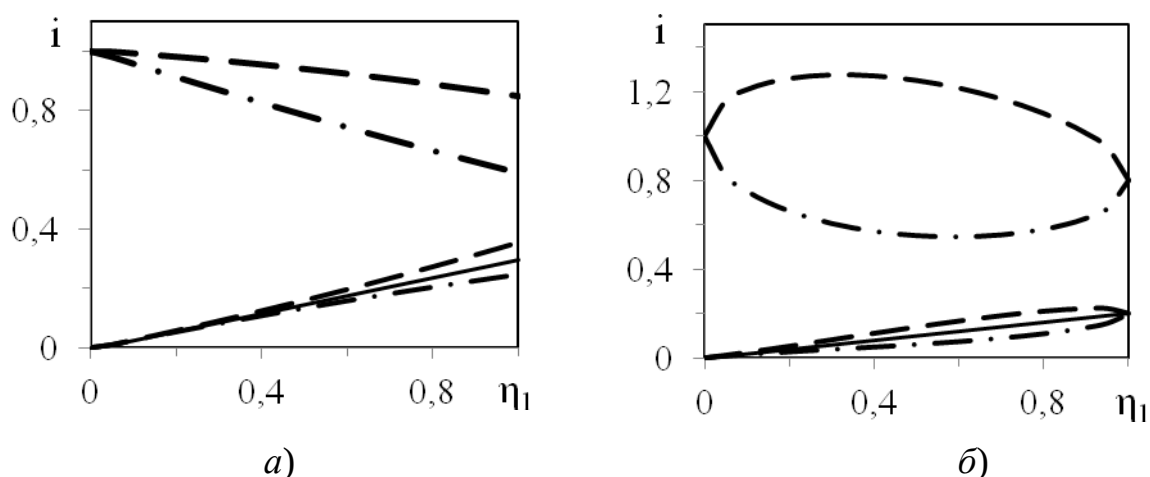


Рис. 2. Графики зависимостей относительных интенсивностей i_{11} , i_{12} , i_{21} , i_{22} прошедших ГОЭ волн и относительной дифракционной эффективности η_2 во втором порядке дифракции от относительной дифракционной эффективности η_1 ГОЭ в первом порядке дифракции при (а) разностном энергообмене, (б) сдвиговом энергообмене

Начальные значения интенсивностей приняты равными $I_o = 10$ мВт/см² и $I_r = 12$ мВт/см². Величина рассогласования считается постоянной и равной $\alpha = 0,15$. На этих и последующих рисунках графики зависимости выполнены: $i=i_{11}(\eta_1)$, $i=i_{21}(\eta_1)$ – штриховыми линиями, $i=i_{12}(\eta_1)$, $i=i_{22}(\eta_1)$ – штрихпунктирными линиями, $\eta_2(\eta_1)$ – сплошной прямой линией. При изменении направления сдвига, то есть знака α , меняется и направление перекачек энергии (графики на рисунке 2б в каждом порядке меняются местами).

Из выражений (4) можно определить величину рассогласования α , как сделано, например в [8]. Необходимость определения и контроля этой величины связана с тем, что возникновение рассогласования (сдвига) приводит к стиранию записываемых ГОЭ, снижению его эффективности и появлению аберраций [9,10].

Рассмотрим отдельно энергообмен, вызванный ростом эффективности «шумовых» решеток. Так как, интенсивности прошедших волн в этом случае

равны: $I_1 = I_0(1-\eta_2)(1-\eta_n)d_0/(d_0+r_1)$ и $I_2 = I_r(1-\eta_2)(1-\eta_n)d_r/(d_r+r_2)$. Получаем, что интенсивности убывают пропорционально средней эффективности «шумовых» решеток η_n . Относительные интенсивности равны друг другу, то есть $i_{11}=i_{12}=(1-\eta_2)(1-\eta_n)$ $i_{21}=i_{22}=\eta_2(1-\eta_3)(1-\eta_n)$. «Шумовой» энергообмен односторонний – переход энергии происходит из дифрагировавших и прошедших волн (нулевой порядок) в «шумовые» волны.

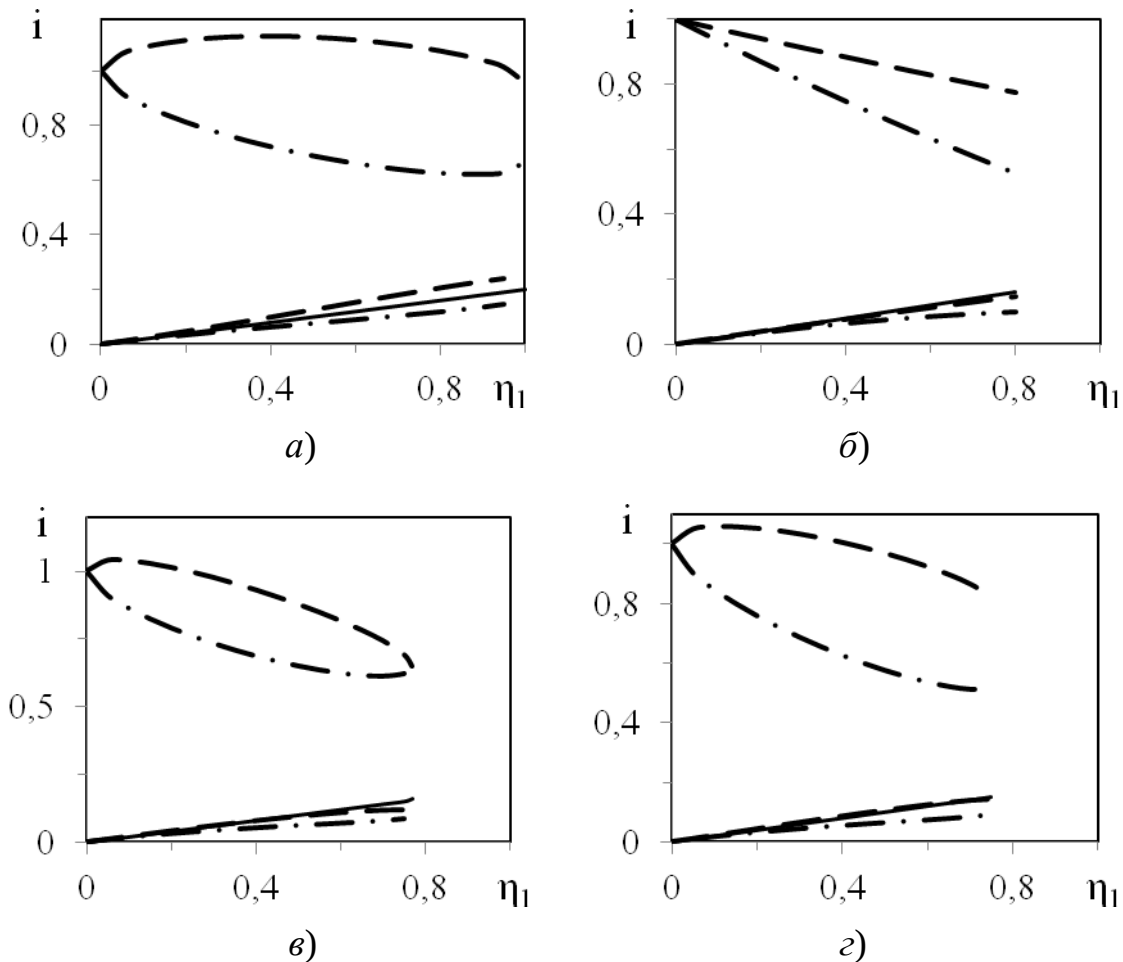


Рис. 3. Графики зависимости относительных интенсивностей i_{11} , i_{12} , i_{21} , i_{22} волн и относительной дифракционной эффективности η_2 во втором порядке дифракции от относительной дифракционной эффективности η_1 ГОЭ в первом порядке дифракции при сложении разных типов энергообмена

Рассмотрим совместное действие всех типов энергообмена. В этом случае относительные интенсивности в первом порядке записываются в виде:

$$i_{11} = (1 - \eta_2)[1 + \eta_1(I_r d_r(d_0 + r_1)/I_0 d_0(d_r + r_2) - 1) + 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_r d_r(d_0 + r_1)/I_0 d_0(d_r + r_2))^{1/2} \sin \alpha - \eta_n],$$

$$i_{12} = (1 - \eta_2)[1 + \eta_1(I_0 d_0(d_r + r_2)/I_r d_r(d_0 + r_1) - 1) -$$

$$- 2(\eta_1(1 - \eta_1 - \eta_n)I_0d_0(d_r+r_2)/I_r d_r(d_0+r_1))^{1/2} \sin \alpha - \eta_n].$$

а во втором порядке в виде: $i_{21} = \eta_2(1-\eta_3)i_{11}/(1-\eta_2)$, $i_{22} = \eta_2(1-\eta_3)i_{12}/(1-\eta_2)$.

На рис. 3, а,б,в,г представлены графики зависимости в симметричной схеме относительных интенсивностей от эффективности η_1 при сложении типов энергообмена, обусловленных: 3а) – дифракцией во второй порядок, разностью интенсивностей волн и сдвигом интерференционной картины; 3б) – дифракцией во второй порядок, разностью интенсивностей и дифракцией на «шумовых» решетках; 3в) – дифракцией во второй порядок, сдвигом интерференционной картины и дифракцией на «шумовых» решетках; 3г) – сложением всех рассматриваемых типов энергообмена. Предполагается, что отношение сигнал/шум в первом порядке дифракции равно $\eta_1/\eta_n = 3,3$.

Таким образом, в работе выполнен анализ энергообмена между волнами, прошедшими объемный ГОЭ, записываемый двумя цилиндрическими волнами. Показано, что изменение интенсивности волн, прошедших ГОЭ во всех порядках дифракции, можно объяснить как результат интерференции дифрагировавших, недифрагировавших волн и возникающих «шумовых» волн. Указывается, что энергообмен между волнами во всех порядках дифракции обусловлен увеличением дифракционной эффективности в порядках, разностью интенсивностей интерферирующих волн, сдвигом интерференционной картины, записью и ростом эффективности «шумовых» решеток. В качестве примеров представлены графики расчетов относительных интенсивностей показывающие, что энергообмен между волнами во втором порядке дифракции существенно зависит от величины дифракционной эффективности в первом и втором порядках. При незначительных величинах энергообмена значение дифракционной эффективности во втором порядке сравнимо с относительными величинами прошедших волн в этом порядке.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Staebler D. L., Amodei J. J. Coupled wave analysis of holographic storage in LiNbO_3 // J. Appl. Phys. –1972. –V. 43, № 3. – P. 1042–1049.
2. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН. 1979. –Т. 129, № 1.– С. 113–139.
3. Денисюк Ю.Н. Некоторые проблемы и перспективы голографии в трехмерных средах // Оптическая голография. Под ред. Г. Колфилда. –М., 1982. – С. 691–729.
4. Kovalenko E., Sharangovich S., Zelenskaya T. Recording and amplification of holograms in photorefractive polymers // Synthetic metals. –1996. –V. 83, № 3. – P. 293–300.
5. Батомункуев Ю. Ц., Мещеряков Н. А. Расчет схемы записи цилиндрическими волнами объемного внеосевого голографического оптического элемента / Автометрия. – 1999. – № 4. – С. 33–38.
6. Батомункуев Ю. Ц., Мещеряков Н. А. Формирование сопряженных плоскостей внеосевого объемного цилиндрического голографического оптического элемента / Автометрия. – 2003.– Т. 39, № 2. – С. 23–29.
7. Одулов С.Г., Соскин М.С. Запись фазовых голограмм в полупроводниковых кристаллах // Мат. шестой Всесоюз. шк. по голографии. – Л., 1974. – С. 531–557.

8. Батомункуев Ю.Ц., Мещеряков Н.А.. Метод измерения отношения сигнала к шуму рассеяния голографического оптического элемента из реоксана / Автометрия – 2003.– Т. 39, № 2. – С. 30–35.

9. Суханов В. И., Петников А. Е., Ащеулов Ю. В. Запись голограмм во встречных пучках на органическом материале реоксан // Оптическая голография. – Л., 1983. – С. 56–64.

10. Батомункуев Ю. Ц. Аберрации объемного цилиндрического голограммного оптического элемента / Вестник НГУ. Серия «Физика». – 2012.– Т. 7, вып. 3. – С. 123–128.

© Ю. Ц. Батомункуев, 2015

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ В XFDTD

Игорь Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор кафедры метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Олег Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, заведующий кафедрой метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@ssga.ru

Рассмотрены особенности проведения вычислительных экспериментов на программном комплексе Remcom XFDTD v6.0. Приведено описание разработанной программы.

Ключевые слова: вычислительный эксперимент, Remcom XFDTD v6.0.

SIMULATION TECHNIQUE IN XFDTD

Igor V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, professor of the department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Oleg V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, head of a department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@ssga.ru

The computational experiments based on software Remcom XFDTD v6.0 are discussed. The descriptions of the developed software are described.

Key words: computational experiments, Remcom XFDTD v6.0.

Для проведения вычислительных экспериментов нами была выбрана программа Remcom XFDTD v6.0, являясь доступной и позволяющей решать необходимые задачи [1,2]. Моделирование в XFDTD начинается с черчения исследуемой конструкции. Далее выполняется выбор размеров ячеек, расчетных границ и выполняется разбижка расчетной области на ячейки (рис. 1, 2). После того, как пользователь задал структуру в виде набора объектов, XFDTD автоматически замыкает объекты контуром, чтобы создать определенную трехмерную координатную сетку. В программе используются граничные условия Liao и PLM, которые дают поглощение на границах области анализа, близкое к идеальному. Затем задается источник возбуждения: точечный или в виде плоской электромагнитной волны [3].

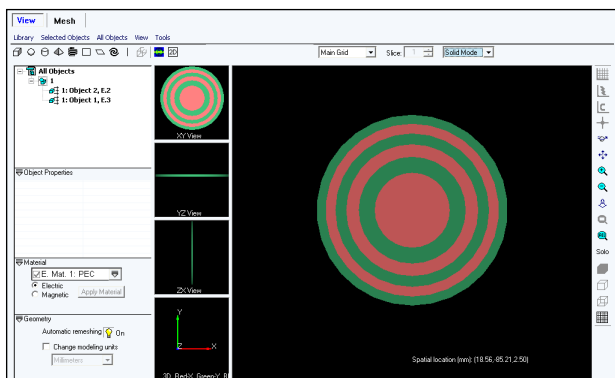


Рис. 1. Окно конструирования исследуемой структуры программы XFDTD

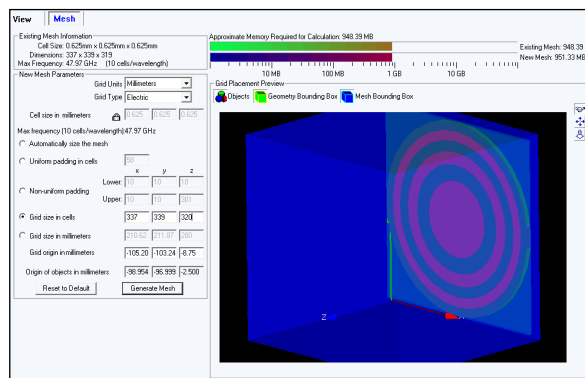


Рис. 2. Окно дискретизации исследуемой структуры программы XFDTD

После чего пользователь может запустить моделирование, в ходе которого рассчитывается прохождение излучения через все пути распространения электромагнитных волн в геометрической структуре. Когда моделирование выполнено, пользователь может вывести на графики результаты моделирования. Постобработка включает расчет и вывод графиков S-параметров, отображение сигнала во временной области (рис. 3), вывод анимированных цветных картин ближнего поля (рис. 4), сечений диаграммы направленности (рис. 5) и т.д.

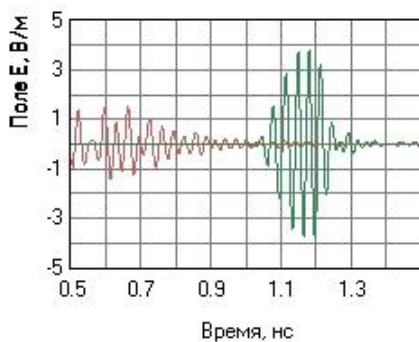


Рис. 3. Изображение с сигнала во временной области

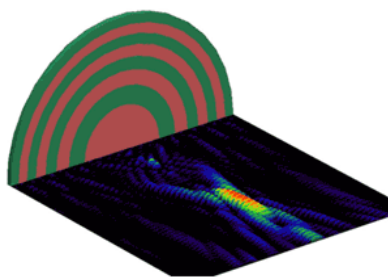


Рис. 4. Картина электрической напряженности поля в ближней зоне

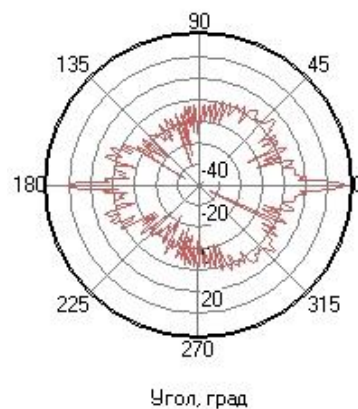


Рис. 5. Сечение диаграммы направленности

Хотя программа XFDTD является одной из наиболее эффективных современных систем в классе трехмерного электродинамического моделирования и проектирования различных СВЧ устройств во временной области, при ее эксплуатации были выявлены следующие недостатки:

а) отсутствие возможности выводить электрическую и магнитную напряженность полей в двумерном виде;

б) отсутствие возможности производить расчет модуля вектора Умова-Пойнтинга, как в определенной точке, так и по всему расчетному пространству в целом;

в) отсутствие автоматизированного инструмента для замера геометрического размера фокального пятна и уровней побочных дифракционных максимумов.

Для устранения недостатков был разработан и реализован новый программный продукт 2DFV for XFDTD6.0.

Разработка программного продукта. Разработка продукта осуществлялась в среде C++ Builder, как одной из самых популярных и эффективных сред для создания приложений под операционные системы семейства Windows. Программа позволит выводить электрическую и магнитную напряженности поля в двумерном виде, а также производить расчет модуля вектора Умова-Пойнтинга с последующим их выводом. В качестве исходных данных используются файлы (результаты) промоделированного проекта XFDTD.

Описание файлов выходных XFDTD данных, используемых разработанной программой.

1. Файл Transient Field (*.fld)

Используется для хранения данных напряженности электрического и магнитного поля, а также плотности тока (для проводящих поверхностей) в различные моменты времени. Структура Transient Field файла (example.xz170.t900.fld) приведена ниже:

```
t
900 900 3 169 0
337 339 319
1.203646e+000
6.250000e-004 6.250000e-004 6.250000e-004
6.254645e-003 -7.323638e-001 3.150838e-003
2.154524e-003 7.518719e-007 1.559084e-004
0.000000e+000 0.000000e+000 0.000000e+000
7.422960e-003 -9.589015e-001 5.104537e-003
1.992173e-003 -5.556415e-007 1.616677e-004
0.000000e+000 0.000000e+000 0.000000e+000
```

Описание заголовка вышеизложенного Transient Field файла (*.fld) приведено в табл. 1.

За заголовком файла для каждой ячейки слоя следует девять вещественных чисел, включающих проекции напряженности электрического поля, проекции напряженности магнитного поля и проекции плотности тока на оси декартовой системы координат (ДСК) соответственно. Значения величин приведены в единицах СИ.

Таблица 1

Заголовок Transient Field файла (*.fld)

t	Означает, что файл содержит данные по всему полю.
80 1200 3 18 0	Номер временного интервала, общее количество временных интервалов, ориентация слоя (1 - ху, 2 - уz, 3 -xz), номер слоя (всегда на единицу меньше, чем в XFDTD проекте), тип сетки (0 - основная сетка, 1 - подсетка 1, 2 - подсетка 2 и т.д.).
337 339 319	Размер расчетного пространства в ячейках.
1.203646e+000	Временной интервал (пс).
6.25e-04 6.25e-04 6.25e-04	Геометрические размеры ячейки (м).

2. Файл CEF (*.cef)

Используется для хранения данных о средней напряженности электрического поля, как по проекциям на оси ДСК, так и суммарное их значение в каждой ячейке слоя. Структура CEF файла (example.xz170.cef) имеет вид:

```

1
900
3 169 0
337 339 319
6.250000e-004 6.250000e-004 6.250000e-004
9.072421e-003 9.999968e-001 9.365984e-003 1.000082e+000
1.000138e-002 1.060330e+000 8.630897e-003 1.060413e+000
1.082979e-002 9.916839e-001 7.949954e-003 9.917749e-001

```

Описание заголовка вышеизложенного CEF файла (*.cef) приведено в табл.2.

Таблица 2

Заголовок CEF файла (*.cef)

1	Означает, что файл содержит усредненные во времени данные.
900	Общее количество временных интервалов.
3 169 0	Ориентация слоя (1 - ху, 2 - уz, 3 - xz), номер слоя (всегда на единицу меньше, чем в XFDTD проекте), тип сетки (0=основная сетка, 1 - подсетка 1, 2 - подсетка 2 и т.д.).
337 339 319	Размер расчетного пространства в ячейках.
6.25e-04 6.25e-04 6.25e-04	Геометрические размеры ячейки (м).

За заголовком файла для каждой ячейки слоя следует четыре вещественных числа, включающих проекции средней напряженности электрического поля на ДСК и суммарное их значение соответственно. Значения величин приведены в единицах СИ.

3. Файл BFD (*.bfd)

Используется для хранения данных о средней напряженности магнитного поля, как по проекциям на оси ДСК, так и суммарное их значение в каждой ячейке слоя. Структура (заголовок, данные) BFD файла подобна структуре CEF файла, за исключением того, что вместо электрической напряженности приводится магнитная. Значения величин приведены в единицах СИ.

Описание разработанной программы. Блок-схема разработанной программы представлена на рис. 6.

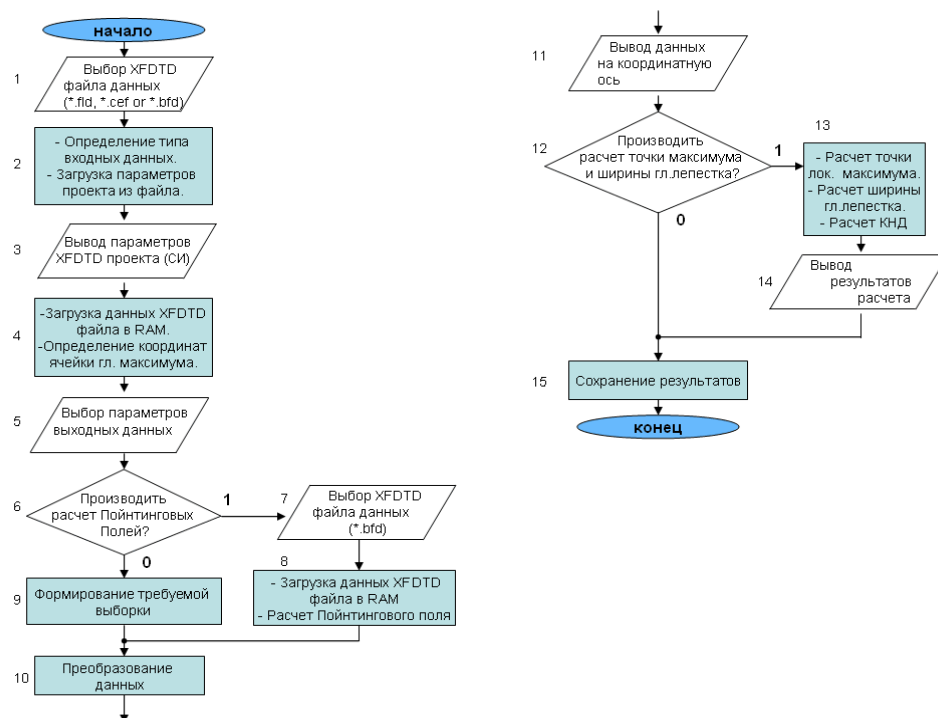


Рис. 6. Блок-схема разрабатываемой программы 2DFV for XFDTD6.0

Приведем описание каждого из блоков (рис. 6) алгоритма программы.

Блок 1. Выбор выходного XFDTD файла для последующей обработки данных. Используется диалоговое окно открытия файла (рис. 7).

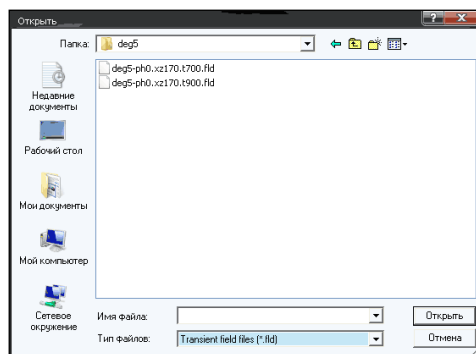


Рис. 7. API диалог открытия файла

Блок 2. Определение типа данных файла (Transient Field, CEF, BFD). Загрузка заголовка файла в оперативную память ЭВМ.

Блок 3. Вывод файла и его заголовка (в единицах СИ) на экран (рис. 8.).

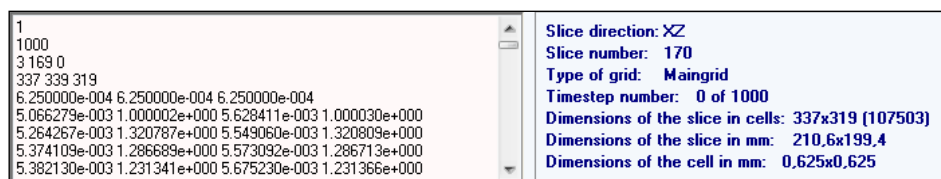


Рис. 8. Поля вывода параметров проекта XFDTD

Блок 4. Загрузка данных (напряженности или плотности поля) из файла в оперативную память. Определение координат точки максимума напряженности (плотности тока) на загруженном слое, вывод координат точки максимума на экран.

Блок 5. Выбор типа выходных данных, используя поля ввода данных программы (рис. 9).

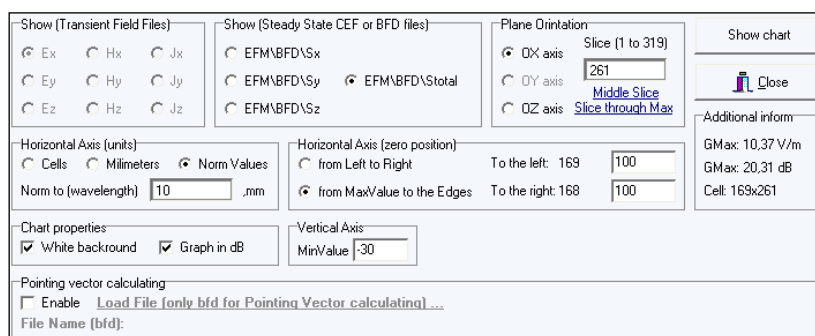


Рис. 9. Поля ввода и выбора типа выходных данных

Поле Show (Transient Field Files) – вывод соответствующей проекции напряженности электрического, магнитного поля или плотности тока. Активно только при загрузке Transient Field файла.

Поле Show (Steady State CEF or BFD files) – вывод соответствующей проекции средней напряженности электрического, магнитного поля или вектора Умова-Пойнтинга. Активно только при загрузке CEF или BFD файла.

Поле Plane Orientation – Выбор направления и положения требуемого двумерного разреза загруженного слоя.

OX axis – разрез вдоль оси OX,

OY axis – разрез вдоль оси OY,

OZ axis – разрез вдоль оси OZ.

Slice – порядковый номер выводимого слоя (в скобках указывается максимально возможный номер, исходя из загруженных параметров проекта).

Поле Horizontal Axis (units) – выбор единиц измерения откладываемых на горизонтальной оси координат графика.

Cells – ячейки,

Millimeters – миллиметры,

Norm Values – нормированные величины (нормировочная величина задается в поле Norm to (wavelength)).

Поле Horizontal Axis (zero position) – установка начала координат на двумерном графике и диапазона значений оси абсцисс.

Поле Additional Inform – поле вывода значения максимальной напряженности поля (плотности тока) в единицах СИ (дБ, В/м), а также вывод координат ячейки точки максимума.

Поле Chart Properties – поле свойств выводимого графика.

White background – белый фон графика.

Graph in dB – ось ординат в децибелах.

Поле Vertical Axis – поле свойств оси ординат.

MinValue – минимальное значение выводимой величины по оси ординат графика.

Поле Pointing Vector Calculating – расчет проекций и модуля вектора Умова-Пойнтинга.

Enable – выполнять расчет.

Load File – вызов диалогового окна открытия файла для загрузки файла данных усредненной во времени напряженности магнитного поля (BFD файл) для расчета вектора Умова-Пойнтинга поля.

Блок 6 и 7. Загрузка XFDTD файла средней напряженности магнитного поля (BFD файл), необходимый для расчета модуля вектора Умова-Пойнтинга. Предполагается, что XFDTD файл средней напряженности электрического поля (Steady State CEF file), также необходимый для расчета энергии, уже загружен (Блок 1). Загрузка файлов производится через API диалог (Рис. 7).

Блок 8. Догрузка в оперативную память данных (средняя напряженность магнитного поля) из BFD файла (Блок 7), расчет поля. Расчет модуля вектора Умова-Пойнтинга поля в каждой из ячеек слоя производится по известным проекциям на оси ДСК электрической и магнитной напряженности электромагнитного поля. Расчет значений векторов Умова-Пойнтинга выполняется по формуле [4]:

$$S = \frac{c}{4\pi} \cdot \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{c}{4\pi} \cdot (\mathbf{E}_y H_z - E_z H_y) \mathbf{i} + (\mathbf{E}_z H_x - E_x H_z) \mathbf{j} + (\mathbf{E}_x H_y - E_y H_x) \mathbf{k}, \quad (1)$$

где E_x, E_y, E_z – проекции на оси ДСК напряженности электрического поля (В/м); H_x, H_y, H_z – проекции на оси ДСК напряженности магнитного поля (А/м); c – скорость света (м/с).

Таким образом, проекции вектора Умова-Пойнтинга на координатные оси вычисляются:

$$\text{На ось X} - S_x = \frac{c}{4\pi} \cdot \overline{E_y H_z - E_z H_y}, \quad (2)$$

$$\text{На ось Y} - S_y = \frac{c}{4\pi} \cdot \overline{E_z H_x - E_x H_z}, \quad (3)$$

$$\text{На ось Z} - S_z = \frac{c}{4\pi} \cdot \overline{E_x H_y - E_y H_x}, \quad (4)$$

Тогда, модуль вектора Умова-Пойнтинга рассчитывается по формуле:

$$S_{total} = \frac{c}{4\pi} \cdot \sqrt{\overline{E_y H_z - E_z H_y}^2 + \overline{E_z H_x - E_x H_z}^2 + \overline{E_x H_y - E_y H_x}^2} \quad (5)$$

Блок 9. Загрузка из оперативной памяти требуемых для вывода данных (для случая вывода на график только напряженности или плотности токов).

Блок 10. Преобразование полученных данных. Приведение к требуемым размерностям и формирование массива данных для вывода на график.

Блок 11. Вывод данных (рис. 10).

Блок 12, 13 и 14. Расчет точки локального максимума, КНД и ширины главного лепестка (по уровню -3дБ) в выбранных единицах измерения (Поле Horizontal Axis (Units)). Вывод полученных данных на экран (рис. 11).

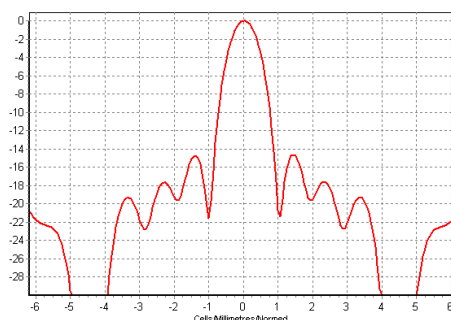


Рис. 10. Распределение модуля вектора Умова-Пойнтинга

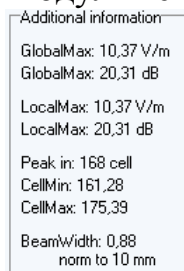


Рис. 11. Поле вывода КНД, ширины главного лепестка

Блок 15. Сохранение результатов. Сохранение графика производится при помощи стандартного диалогового окна, появляющегося после нажатия кнопки Save. Запись графика производится в формате Windows Media (*.bmp).

Общий вид программы и выведенных, с помощью программы, графиков показаны на рис. 12-13.

Таким образом, разработана и реализована программа, позволяющая строить двумерные разрезы электрической и магнитной напряженности поля, а так-

же производить расчет интенсивности поля вдоль выбранных строк расчетной области. Программное средство позволяет в автоматическом режиме вычислять уровни побочных дифракционных максимумов, положение главного максимума и его геометрические размеры.

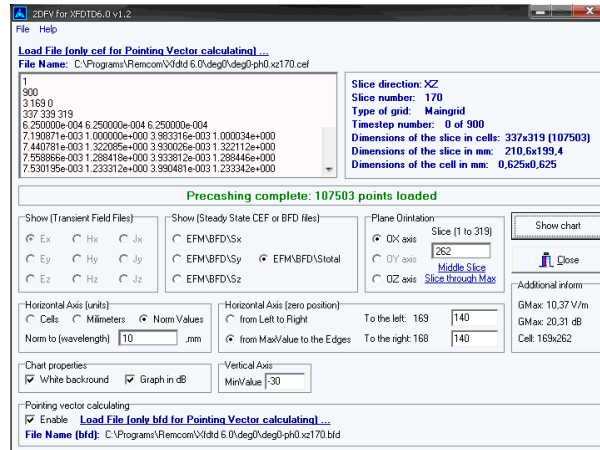


Рис. 12. Окно выбора типа входных и выходных данных программы 2DFV for XFDTD6.0

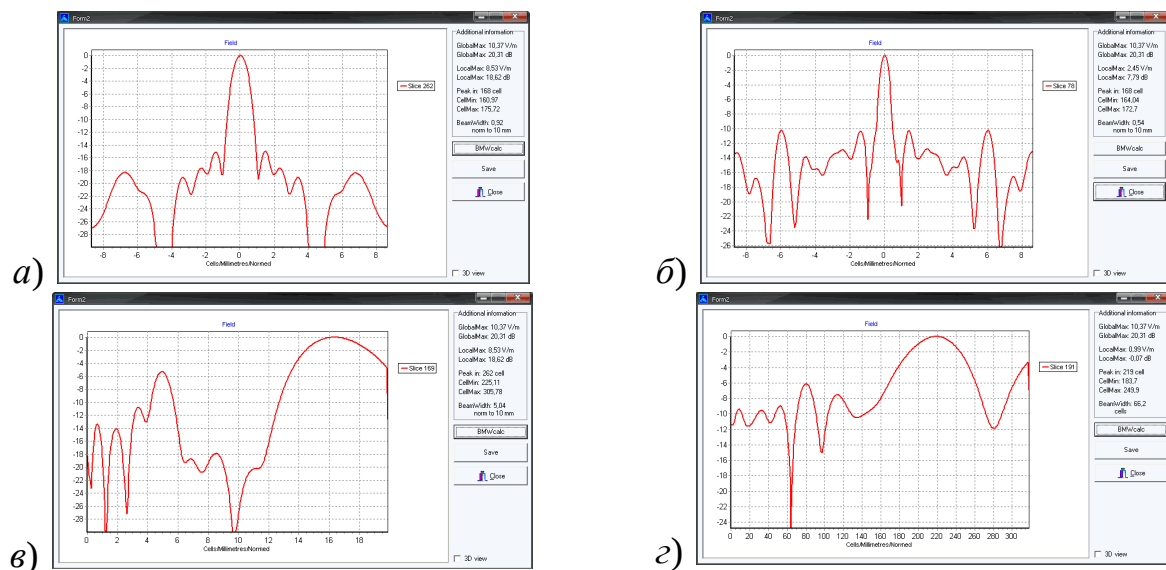


Рис. 13. Пример результатов расчета программы распределения модуля вектора Умова-Пойнтинга в сечении, проходящем:

- а) поперек оптической оси через главный дифракционный максимум (F);
- б) поперек оптической оси через побочный дифракционный максимум (F/3);
- в) вдоль оптической оси через главный дифракционный максимум (F); г) вдоль оптической оси через побочный боковой дифракционный максимум

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. RemCOM User's Guide, <http://www.remcom.com>.
2. Калиничев В.И., Курушин А.А. Программа XFDTD для анализа СВЧ структур. EDA Express № 9, 2004 г., с.40–46.
3. Справочник по физике / Карякин Н. И., Быстров К. Н., Кириев П. С.// – М., 1963.
4. Kane S. Yee. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media IEEE Trans. on AP_14, 1966, No.3, pp. 302-307.

© И. В. Минин, О. В. Минин, 2015

РАСЧЕТ КОРРЕКЦИИ ПЕРВЫХ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ ДЕФОРМИРОВАННОГО ПРОПУСКАЮЩЕГО ОБЪЕМНОГО ГОЭ

Юрий Цыдыпович Батомункуев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат технических наук, доцент, e-mail: opttechnic@mail.ru

Александра Алексеевна Дианова

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, аспирант, e-mail: opttechnic@mail.ru

Показано, что выбором показателя преломления, рабочей длины волны, коэффициента масштабирования толщины можно исправить все первые сферические aberrации пятого, седьмого и девятого порядков осевого объемного ГОЭ.

Ключевые слова: голограммный оптический элемент, aberrации высших порядков.

CALCULATION CORRECTION OF FIRST SPHERICAL HIGHER ORDER ABERRATIONS OF DEFORMATION VOLUME HOE

Yury Ts. Batomunkuev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., associate professor, e-mail: opttechnic@mail.ru

Alexandra A. Dianova

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., postgraduate, e-mail: opttechnic@mail.ru

It is shown that the choice of the refractive index, the operating wavelength and the thickness allow to correct all of the first spherical aberrations of the fifth, seventh and ninth-order for axial volume HOE.

Key words: holographic optical elements, higher order aberrations.

Известно, что в процессе изготовления голограммный оптический элемент (ГОЭ) в той или иной мере подвергается деформации [1]. Возникающие при этом деформационные aberrации ГОЭ высших порядков в неявном виде учитывались, начиная с работ [2-4], введением коэффициента усадки. Для толстого ГОЭ для этих же целей вводился коэффициент изменения его размеров [5,6]. В явном виде вклад деформационных aberrаций выявлен в работе [7], где показано, что деформация приводит к анизотропии объема ГОЭ и может быть использована для исправления aberrаций ГОЭ. Выражения условий исправления сферической aberrации третьего и пятого порядков тонкого ГОЭ были рассмотрены в работе [8], но в этих выражениях не учитывается толщина ГОЭ и ее деформация. В работе [9] приведены условия исправления первой сферической aberrации пятого и седьмого порядков объемного ГОЭ, но сферическая

абберрация девятого порядков не рассматривалась. Тогда как для ГОЭ с относительными отверстиями, превышающими 1:1 и исправленными сферическими абберрациями пятого и седьмого порядков требуется учет сферической абберрации девятого порядка для сравнения ее с допустимыми значениями абберраций. Актуальность работы вызвана также требованием учета возможной деформации ГОЭ при эксплуатации, так например, ГОЭ может изготавливаться при атмосферном давлении, а использоваться при пониженных давлениях, в том числе в вакууме. При этом возникают деформационные абберрации, которые в случае их превышения заданных допустимых значений следует учитывать и корректировать.

Цель работы – исследование возможности коррекции первых сферических абберраций высших порядков деформированного пропускающего объемного ГОЭ.

Аналитические выражения для расчета первых сферических абберраций пятого, седьмого и девятого порядков с учетом деформации ГОЭ представлены, например, в работе [10]. Причем для объемного ГОЭ рассмотрение и исправление абберраций нужно выполнять в его схеме использования, отличающейся от рабочей схемы аналогичного тонкого ГОЭ [11]. Чтобы не учитывать абберрации, возникающие из-за преломления на поверхностях ГОЭ, при выполнении расчетов предполагается, что показатели преломления ГОЭ и окружающей его среды одинаковы. Математическая постановка задачи коррекции абберраций пятого, седьмого и девятого порядков ГОЭ заключается в решении системы трех уравнений, представляющих собой выражения для радиусов этих абберраций. Радиусы абберраций не должны превышать допустимых значений (или приравняются нулю). В настоящей работе расчет первой сферической абберрации высших порядков проводится на примере осевого объемного ГОЭ, имеющего начальную толщину 1 мм, фокусное расстояние (на рабочей длине волны) 100 мм, относительное отверстие 2:1 и коэффициент увеличения 2^x . Рабочая длина волны ГОЭ равна 632,8 нм, а длина волны записи - 532 нм. Расстояния от точечных источников опорной и объектной волн до ГОЭ (в среде) соответственно равны 421,9 мм и 165,6 мм. При выполнении расчетов предполагается, что линейное деформирование (увеличение) толщины ГОЭ в рабочей схеме составляет 10 процентов.

На рис. 1 представлены расчетные графики зависимости радиуса Δr первых сферических абберраций высших (пятого, седьмого и девятого) порядков от величины радиуса объемного ГОЭ. Для сравнения на рисунке 1 пунктирной кривой представлен график радиуса Δr сферической абберрации третьего порядка. На этом и на последующих рисунках штрихпунктирной линией показана зависимость радиуса Δr первой сферической абберрации пятого порядка, штриховой линией – абберрации седьмого порядка, а сплошной – абберрации девятого порядка. В дальнейшем, первую сферическую абберрацию будем называть просто абберрацией. До относительного отверстия ГОЭ 1:1 абберрации высших порядков существенно меньше абберрации третьего порядка. Абберрации девятого порядка становятся сопоставимыми с абберрациями седьмого порядка (меньше

лишь в два раза) при относительном отверстии 2:1. При дальнейшем увеличении относительного отверстия ГОЭ рост aberrаций высших порядков происходит быстрее, чем aberrация третьего порядка. Когда величины aberrаций высших порядков сравниваются или превосходят величину aberrацией третьего порядка, то используемое в работе разложение в ряд aberrаций объемного ГОЭ [8] становится расходящимся и методом характеристической функции для ГОЭ, с относительным отверстием большим чем 2,7:1, пользоваться нельзя.

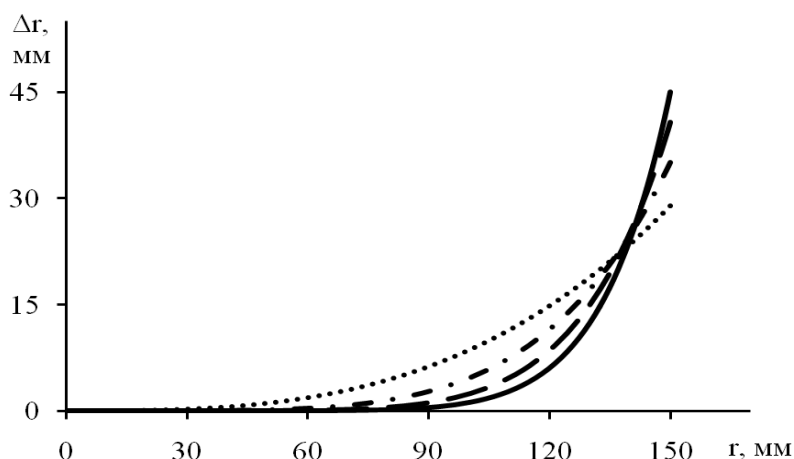


Рис. 1. Графики зависимости радиуса Δr первых сферических aberrаций высших порядков от величины радиуса r объемного пропускающего ГОЭ

На рис. 2 представлены графики зависимости радиуса Δr aberrаций высших порядков от толщины z ГОЭ, указывающие на линейное возрастание этих aberrаций при увеличении толщины. Причем, изменение aberrации пятого порядка значительно больше. Это приводит к тому, что при увеличении толщины уменьшаются относительные величины aberrаций высших порядков. Если для тонкого ГОЭ радиус aberrации пятого порядка превосходит сферические aberrации седьмого и девятого порядков соответственно в два и четыре раза, то при увеличении толщины эта разница увеличивается.

На рис. 3 представлены графики зависимости радиуса Δr aberrаций высших порядков от изменения F фокусного расстояния ГОЭ. Увеличение фокусного расстояния приводит к уменьшению относительного отверстия и соответственно к снижению aberrаций высших порядков, причем aberrации девятого порядка при увеличении фокусного расстояния в 2 раза становятся пренебрежимо малыми по сравнению с aberrациями пятого порядка, а aberrации седьмого порядка — пренебрежимо малыми при увеличении фокусного расстояния в 3 раза. Также можно выбрать фокусное расстояние при котором aberrация пятого порядка становится меньше заданной допустимой величины.

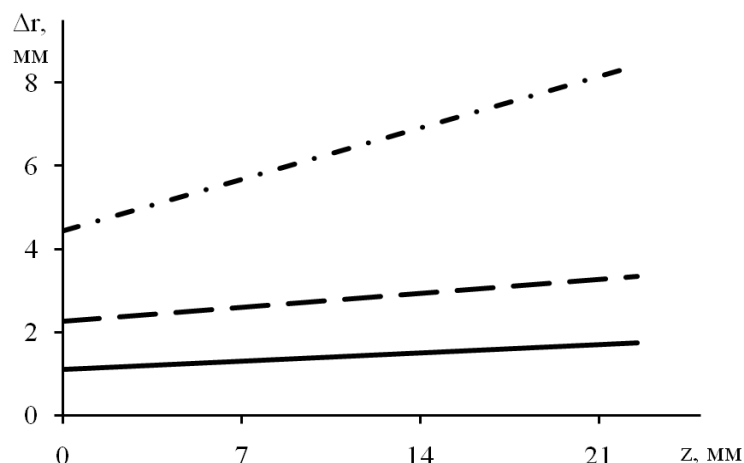


Рис. 2. Графики зависимости радиуса Δr первых сферических aberrаций высших порядков от толщины z объемного пропускающего ГОЭ

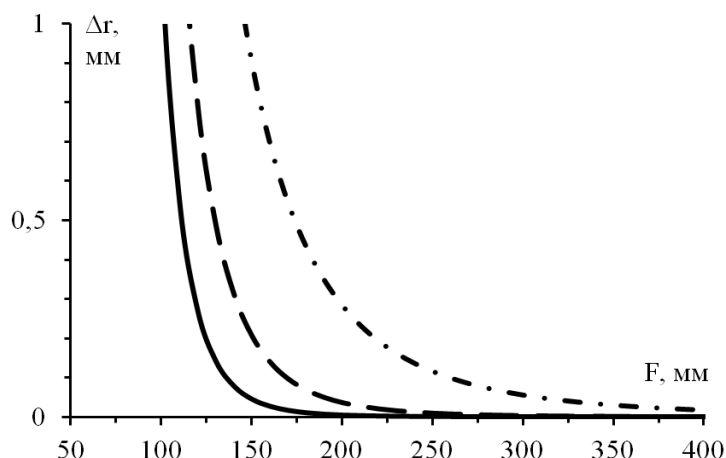


Рис. 3. Графики зависимости радиуса Δr первых сферических aberrаций высших порядков от величины F фокусного расстояния объемного ГОЭ

Полученные в [10] аналитические выражения aberrаций высших порядков объемного ГОЭ, учитывающие его деформацию, позволяют выполнить численные исследования возможностей исправления этих aberrаций. Так, на рисунках 4а,б представлены графики зависимости радиуса Δr aberrации высших порядков деформированного ГОЭ от изменения его рабочей λ_c длины волны. Уменьшение рабочей λ_c длины волны от заданного значения $\lambda_c = 632,8$ нм приводит к уменьшению радиуса aberrаций высших порядков до нуля при $\lambda_c \approx 555$ нм (рис. 4, а). При дальнейшем уменьшении рабочей λ_c длины волны ниже этой величины происходит увеличение aberrаций. Снижение величины этих aberrаций до нуля происходит на разных длинах волн (рис. 4, б). Так, aberrация пятого порядка исчезает при длине волны $\lambda_c = 555,4$ нм, седьмого порядка - при $\lambda_c = 554,9$ нм, а девятого порядка - при $\lambda_c = 554,2$ нм. При значении $\lambda_c = 555,1$ нм ра-

диус aberrаций высших порядков не превышает $\Delta r = 22$ мкм. Если же, значения λ_c находятся в диапазоне $\lambda_c = 555,0 \div 555,5$ нм, то величина радиуса Δr aberrаций высших порядков находится в пределах 30 мкм. Графики на рис. 4, а позволяют сравнивать между собой aberrации на длинах волн, равных длине волны записи и заданной рабочей длине волны.

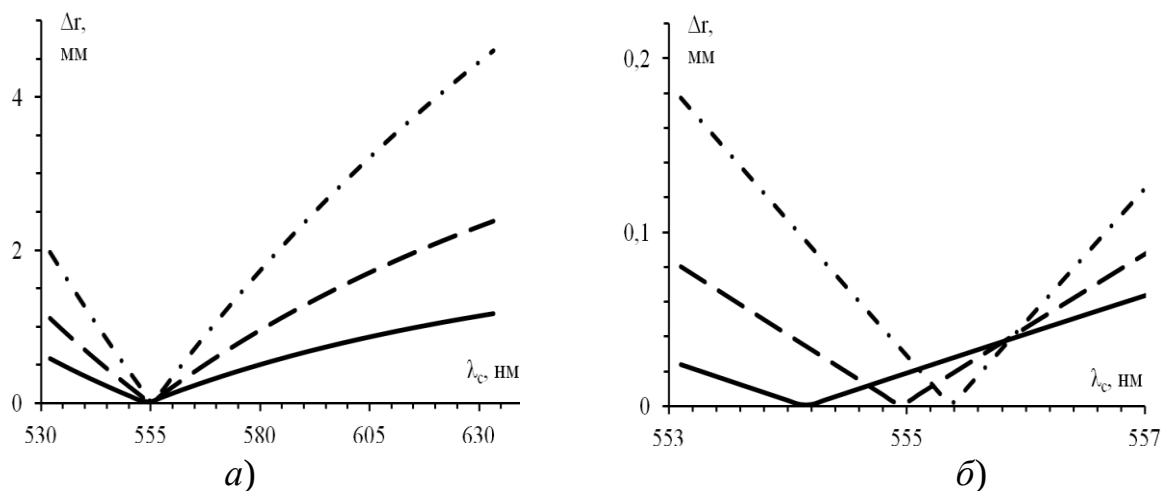


Рис. 4. Графики зависимости радиуса Δr первой сферической aberrации высших порядков объемного ГОЭ от его рабочей λ_c длины волны

На рис. 5, а, б представлены графики зависимости радиуса Δr aberrаций высших порядков деформированного ГОЭ от изменения n_c показателя преломления ГОЭ. При увеличении показателя преломления ГОЭ приблизительно до значения $n_c \approx 1,71$ эти aberrации снижаются до минимума, а при дальнейшем увеличении показателя преломления происходит их резкий рост. Причем исправление aberrации пятого порядка имеет место при значении показателя преломления $n_c = 1,709$, седьмого порядка – при значении $n_c = 1,7105$, а девятого порядка – при значении $n_c = 1,713$ (рисунок 5б). При значении $n_c = 1,7105$ радиус Δr aberrаций высших порядков не превышает 23 мкм. Если же, значения $n_c = 1,708 \div 1,711$ нм, то величина радиуса aberrаций высших порядков находится в пределах 36 мкм. Графики на рис. 5, а позволяют сравнивать между собой aberrации ГОЭ, зарегистрированных в светочувствительных материалах с разными показателями преломления.

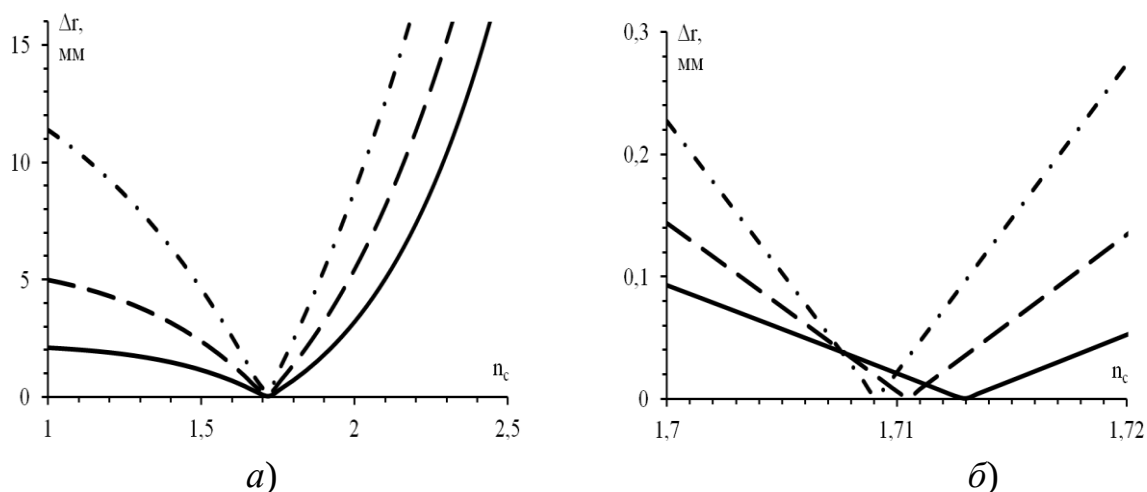


Рис. 5. Графики зависимости радиуса Δr первых сферических aberrаций высших порядков от величины n_c показателя преломления объемного ГОЭ

На рис. 6, а, б представлены графики зависимости радиуса Δr aberrаций высших порядков деформированного ГОЭ от изменения коэффициента m_z масштабирования (коэффициента относительного изменения) толщины ГОЭ. При увеличении коэффициента m_z до значений $1,35 \div 1,4$ aberrации снижаются до минимума. При дальнейшем увеличении коэффициента m_z наблюдается резкий рост aberrаций высших порядков. Исправление aberrации пятого порядка имеет место при значении $m_z = 1,355$, седьмого порядка – при значении $m_z = 1,375$, а девятого порядка – при значении $m_z = 1,395$. При значении $m_z = 1,36$ радиус aberrаций высших порядков не превышает $0,175$ мм. Если же, значения $m_z = 1,355 \div 1,365$ мм, то величина радиуса aberrаций высших порядков находится в пределах $0,22$ мм.

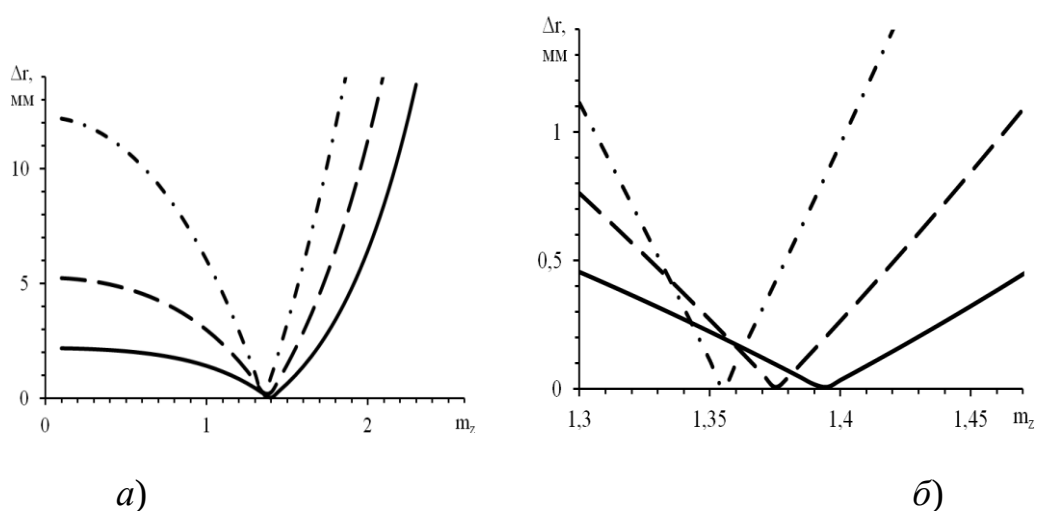


Рис. 6. Графики зависимости радиуса Δr первых сферических aberrаций высших порядков от величины коэффициента m_z масштабирования толщины ГОЭ

Таким образом, в работе на примере осевого объемного ГОЭ выполнена численная проверка возможности исправления первой сферической аберрации пятого, седьмого и девятого порядков с учетом деформации объема ГОЭ, проведены расчеты и представлены графики их зависимостей от изменений радиуса, толщины, показателя преломления, фокусного расстояния, рабочей длины волны. Показано, что выбором диапазона величин показателя преломления, рабочей длины волны, коэффициента масштабирования толщины можно скорректировать все первые сферические аберрации пятого, седьмого и девятого порядков до заданных допустимых значений. Причем исправление аберраций достигается для каждого порядка при разных соответствующих диапазонах величин показателя преломления, рабочей длины волны, коэффициента масштабирования толщины ГОЭ. Указывается, что метод характеристической функции применим для описания аберраций высших порядков при относительных отверстиях до 2,7:1 рассмотренного осевого объемного ГОЭ. Полученные результаты могут быть использованы для корректировки аберраций объемных ГОЭ, зарегистрированных двумя цилиндрическими волнами [12].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Оптическая голография / Под ред. Колфилда Г. – М.: Мир. – 1982. – 733 с.
2. Latta J.N. Fifth-order hologram aberrations // Appl. Optics. – 1971. – V. 10, N 3. – P. 666–667.
3. Mehta P.S. Fifth-order aberrations in in-line holograms // Opt. Acta. – 1974. – V. 21, № 12. – P. 1005–1008.
4. Mehta P.S., Rao K., Syam Sunder, Hradaynath R. Higher order aberrations in holographic lenses // Appl. Opt. – 1982. – V. 21, № 24. – P. 4553–4558.
5. Forshaw M.R.B. The imaging properties and aberrations of thick transmission holograms // Opt. Acta. – 1973. – V. 20, № 9. – P. 669–686.
6. Ган М.А. Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов. – Л., ГОИ. – 1984. – 140 с.
7. Батомункуев Ю. Ц. Аберрации, обусловленные деформацией объемного голограммного оптического элемента / Вестник НГУ. Физика. – 2013. – Т.8, вып. 3. – С.6-13.
8. Грейсх Г. И., Степанов С. А. Голографическое формирование зонной структуры дифракционных линз с заданными оптическими характеристиками // Голографические оптические элементы и системы – С.-Пб.: Наука, 1994. – С. 98-103.
9. Батомункуев Ю. Ц. Расчет рентгеновской голограммной линзы для нанометрового диапазона спектра / Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Мещеряков // Вестник НГУ. Сер. «Физика». – 2009. – Т. 4, вып. 2. – С. 3-7.
10. Батомункуев Ю. Ц. Аберрации высших порядков объемного голограммного оптического элемента // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2012. VIII Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 10–20 апреля 2012 г.). – Новосибирск: СГГА, 2012. Т. 2. – С. 10–21.
11. Батомункуев Ю. Ц. Зеркально-линзовая модель объемных голограммных оптических элементов / Оптический журнал. – 2009. – Т.76, № 7. – С. 48-52.
12. Батомункуев Ю. Ц. Аберрации объемного цилиндрического голограммного оптического элемента / Вестник НГУ. Серия «Физика». – 2012. – Т.7, вып. 3. – С. 123-128.

© Ю. Ц. Батомункуев, А. А. Дианова, 2015

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ДЕТАЛЕЙ

Александр Викторович Макеев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова 10, аспирант кафедры специальных устройств и технологий, тел. (383)361-07-31, e-mail: makeeffsan@yandex.ru

В работе предлагается обзор современных методов и устройств, для исследования и контроля микрогеометрии поверхностей деталей, включая контактные и бесконтактные методы. Уделено особое внимание совершенствованию метода оптической интерферометрии с применением лазерного излучения с короткой длиной волны и цифровой обработкой результатов, как наиболее перспективному методу при исследовании шероховатости поверхности.

Ключевые слова: шероховатость поверхности, профиллограф, интерферометрические измерения, бесконтактные методы контроля шероховатости поверхности, ArF лазер.

THE APPLICATION OF LASER METHODS FOR MONITORING OF SURFACE MICRORELIEF

Alexander V. Makeev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., a graduate student of the department of special devices and technologies, tel. (383)361-07-31, e-mail: makeeffsan@yandex.ru

The paper provides an overview of modern methods and devices for the study and control of surface micro-geometry parts, including contact and non-contact methods. Given special attention to improving the method of optical interferometry using laser radiation with shorter wavelengths and digital processing of the results, as the most promising methods in the study of surface roughness.

Key words: surface roughness, profillograf, interferometric measurements, non-contact methods of control of surface roughness, ArF laser.

Повышение качества выпускаемой продукции является очень важной задачей современной промышленности. Безотказность работы и срок службы изделия определяется точностью его размеров, формы и состояния микрогеометрии поверхностного слоя. Последнее свойство достойно особого внимания, поскольку в мировом машиностроении возможности повышения качества изделий путем повышения точности формы и размеров практически исчерпаны. Поэтому создание оптимального микрорельефа рабочих поверхностей, а также применение недорогих и высокоэффективных методов для контроля состояния поверхностных слоев деталей предоставляют большие резервы, для повышения качества выпускаемой продукции. В зависимости от материала, и в соответствии с требованиями к микрорельефу поверхности, и точности размеров обраба-

тываемой детали возможно применение различных методов и средств для контроля обрабатываемой поверхности. Контроль состояния поверхностного слоя деталей должен обеспечивать высокую точность, скорость, локальность и воспроизводимость получаемых в процессе измерения результатов. Важной задачей предстает создание бесконтактных автоматических систем контроля с компьютерной обработкой результатов.

Цель работы: Произвести обзор современных методов контроля шероховатости поверхности деталей. Предложить собственный интерферометрический метод контроля шероховатости поверхности деталей с использованием коротковолнового лазерного излучения, цифровой обработкой лазерного излучения и автоматизацией процесса измерения.

Контактные методы. У приборов, работающих по данному методу в качестве измерительного зонда используется механический измерительный щуп. Данный метод дает лучшее горизонтальное разрешение по сравнению с бесконтактными методами и исключает зависимость от оптических констант исследуемого материала, однако измеренный профиль представляет собой свертку истинного профиля и радиуса щупа (определение точного профиля невозможно), щуп может повредить поверхность, диапазон измеряемых высот микронеровностей должен быть откалиброван с помощью независимого эталона.

Профилографы и профилометры. Наибольшее распространение среди контактных методов контроля шероховатости поверхности деталей получили щуповые приборы, работающие по методу ощупывания контролируемой поверхности алмазным стилусом. Принцип работы профилографа заключается в последовательном ощупывании поверхности иглой, перпендикулярной к контролируемой поверхности, преобразовании колебаний иглы оптическим либо электрическим способом в сигналы, которые записываются на носитель. Для удобства расшифровки профилограмма вычерчивается в увеличенном масштабе. Увеличение записи измеряемых высот неровностей в вертикальном направлении возможно в диапазоне от 400 до 200 000 раз. Современные профилографы позволяют измерять неровности поверхности высотой от 0,8 до 63 мкм. Погрешность вертикального увеличения профилографа для разных видов приборов от ± 5 до $\pm 10\%$, а горизонтального — не более $\pm 10\%$ [1,13].

Бесконтактные методы. Особенностью бесконтактных профилометров является использование электромагнитного излучения в качестве измерительного зонда. В качестве достоинств данных методов можно выделить то, что луч не может повредить поверхность, диапазон измеряемых высот микронеровностей может быть откалиброван автоматически, потому что они измеряются в единицах известной длины волны излучения. Также данный метод дает лучшее горизонтальное разрешение. К недостаткам можно отнести зависимость от оптических констант материала, и то что при использовании светового луча шероховатость зачастую измеряют по отношению к референтной поверхности, у которой необходимо исключать шероховатость

Сравнительный бесконтактный метод. Данный метод основывается на сравнении измеряемой поверхности с образцами шероховатости, которые регламентированы ГОСТ 9378-93. Стандарт распространяется на образцы шероховатости поверхности, предназначенные для сравнения визуально и на ощупь с поверхностями изделий, полученными обработкой резанием, полированием, электроэрозионной, дробеструйной и пескоструйной обработкой. Этот метод является простым и доступным, обеспечивает достоверность контроля при $Ra > 1,25$ мкм и $Rz > 10$ мкм и широко применяется в цеховых условиях [2]. Достоинством данного метода является простота измерения, к недостаткам можно отнести высокую погрешность измерения, так как результаты измерения напрямую зависят от субъективных навыков и опыта измеряющего, и высокую утомляемость человека проводящего измерения.

Метод светового сечения. При этом методе измерения производятся по следующей схеме: пучок световых лучей, поступающих от источника света через узкую щель шириной около 0,1 мм, направляется объективом под углом α на контролируемую поверхность. Отражаясь от этой поверхности, лучи через объектив переносят изображение щели в плоскость фокуса окуляра. Если контролируемая поверхность является идеально ровной, то в окуляре щель будет иметь вид светящейся прямой линии. Если на поверхности имеется дефект, то в плоскости окуляра наблюдается искривленная светящаяся линия. Высота микронеровностей измеряется от визирной линии микрометром. Разность отсчетов при совмещении этой линии с верхним и нижним краями неровности считывается с микрометрического барабанчика и позволяет определять значения h_i , необходимые для расчета R_a и R_z . Если на расстоянии 0,1 мм от контролируемой поверхности установить линейку 4 со скошенным ребром, то последнее отсечет часть пучка света, и на контролируемой поверхности будет видна тень, отбрасываемая линейкой. Верхний край тени, отражает профиль изучаемой поверхности, который и рассматривают в микроскоп (метод теневого сечения). Современные приборы, работающие по принципу светового сечения позволяют измерять неровности поверхности высотой от 0,8 до 63 мкм при погрешности показаний от 24 до 7,5 %. Данные приборы позволяют определять параметры R_z , R_{max} и S , а также осуществлять фотосъемку микронеровностей [2]. В зависимости от окуляра приборы, работающие по данному методу позволяют измерять высоты микронеровностей в диапазоне от 0,8 до 62,5 мкм.

Лазерный эллипсометрический метод. Этот метод основан на анализе изменения поляризации света, прошедшего или отраженного от исследуемого объекта. На принципах эллипсометрии построены методы чувствительных бесконтактных исследований поверхности различных веществ, процессов адсорбции, коррозии и других. В качестве источника света в эллипсометрических измерениях используется монохроматическое излучение второй гармоники YAG:Nd³⁺ – лазера (зеленый свет), которое дает возможность исследовать микронеровности на поверхности изучаемого объекта. Основной задачей эл-

липсометрии является исследование строения отражающей системы и определение ее параметров посредством анализа изменений состояния поляризации светового пучка в результате отражения. Количественной мерой этих изменений служат поляризационные углы, определяемые основным уравнением эллипсометрии. Эллипсометрия используется не только для исследования металлов и окисных пленок на них, но и широко применяется для изучения тонкопленочных систем, изготавливаемых на основе полупроводниковых и диэлектрических материалов.[10,15]

Растровая электронная микроскопия. Растровый электронный микроскоп (РЭМ), позволяет получать изображения поверхности образца с высоким разрешением (несколько нанометров). Тонкий электронный луч генерированный электронной пушкой, фокусируется электронными линзами. Катушки, расположенные согласно двум взаимно перпендикулярным направлениям, перпендикулярным направлению пучка и контролируемые синхронизированными токами, позволяют подвергнуть зондсканированию. Электронные линзы в совокупности с отклоняющими катушками образуют систему, называемую электронной колонной. В современных растровых электронных микроскопах изображение регистрируется в цифровой форме[4]. Размер электронного зонда и размер области взаимодействия зонда с образцом намного больше расстояния между атомами мишени. Однако, сканирующий электронный микроскоп имеет свои преимущества, включая способность визуализировать сравнительно большую область образца, способность исследовать массивные мишени, а также разнообразие аналитических методов, позволяющих измерять фундаментальные характеристики материала мишени[16]. В зависимости от конкретного прибора и параметров эксперимента, может быть получено разрешение от десятков до единиц нанометров[5]. Преимущества РЭМ: значительная глубина резкости изображения (объемность); большие размеры объектов; простота системы электронной оптики; большой диапазон увеличений: от 3 раз до 150 000 раз.

Атомно-силовой микроскоп. Используется для определения рельефа поверхности с разрешением от десятков ангстрем вплоть до атомарного. В отличие от сканирующего туннельного микроскопа, с помощью атомно-силового микроскопа можно исследовать как проводящие, так и непроводящие поверхности[6]. Принцип работы атомно-силового микроскопа основан на регистрации силового взаимодействия между поверхностью исследуемого образца и зондом. В качестве зонда используется наноразмерное остриё, располагающееся на конце упругой консоли (кантилевера). Сила, действующая на зонд со стороны поверхности, приводит к изгибу кантилевера. Появление возвышенностей или впадин под остриём приводит к изменению силы, действующей на зонд, а значит, и изменению величины изгиба кантилевера. Таким образом, регистрируя величину изгиба, можно сделать вывод о рельефе поверхности. В зависимости от характера действия силы между кантилевером и поверхностью образца выделяют три режима работы атомно-силового микроскопа: контактный,

полуконтактный, бесконтактный [7,17]. Достоинствами данного метода является возможность получения снимков микрорельефа поверхности с высоким разрешением (вплоть до атомарного), и возможность полностью автоматизированного измерения. К недостаткам атомно-силовой микроскопии можно отнести небольшой размер поля сканирования, низкую скорость сканирования, сложность получения изображения, искажение изображения из-за нелинейности, крипа и гистерезиса пьезокерамики сканера[6,7,18].

Методы оптической интерферометрии. Оптическая схема установки, позволяющей проводить исследование неоднородности поверхности на основе явления интерференции света представлена на рис 1. Кратко суть явления можно описать следующим образом: при сложении когерентных световых волн (двух и более) интенсивность результирующей волны зависит от разности фаз складывающихся волн. Возможно реализовать два случая интерференции, при которых наблюдаются полосы (кольца) равного наклона или полосы равной толщины [25]. В основу данной схемы положен принцип интерферометра Майкельсона. Источником света служит ArF лазер, с короткой длиной волны $\lambda=195\text{нм}$, что позволяет добиться возможности измерения очень малых значений высот микронеровностей поверхностей (1). Луч проходит через полупрозрачную пластину служащую светоделителем (2) и распадается на 2 пучка (объектный и опорный) одинаковой интенсивности. Объектный пучок попадает на поверхность исследуемого образца (3) и обратно рассеянное от него излучение пройдя полупрозрачную пластину попадает на экран (5). Опорный пучок отразившись от полупрозрачной пластины попадает на зеркальную (референтную) поверхность (4), отраженный пучок, от которой обратно пройдя полупрозрачную пластину интерферирует с первым пучком и попадает на CCD- матрицу подключенную через последовательную высокоскоростную шину IEEE 1394 к персональному компьютеру, если длина пути объектного пучка равна длине пути опорного пучка, то наблюдается максимум интерференционной картины, и пиксель на CCD матрице будет иметь высокую интенсивность, если равенство не выполняется наблюдается минимум интерференционной картины, и пиксель имеет меньшую интенсивность. Затем производится цифровая обработка интерференционной картины по интенсивности пикселей для установления микрогеометрии поверхности. Интерференционная картина излучения, рассеянного от шероховатой поверхности дает сложную квазипериодическую структуру, может оказываться зашумленной и для ее исследования и обработки требуются методы, которые позволяют определять локальные особенности пространственно-частотных характеристик интерференционных полос. Таким методом может служить непрерывное вейвлет преобразование с использованием вейвлета Морле [19]. Для интерферометрических установок очень важна точность позиционирования образца относительно референтной поверхности. Позиционирование предлагается осуществлять с помощью трехкоординатных

столиков марки Newport UMR 5.25 с электроприводом LTA-HL и компьютерным управлением через SUB-D Connector (6).

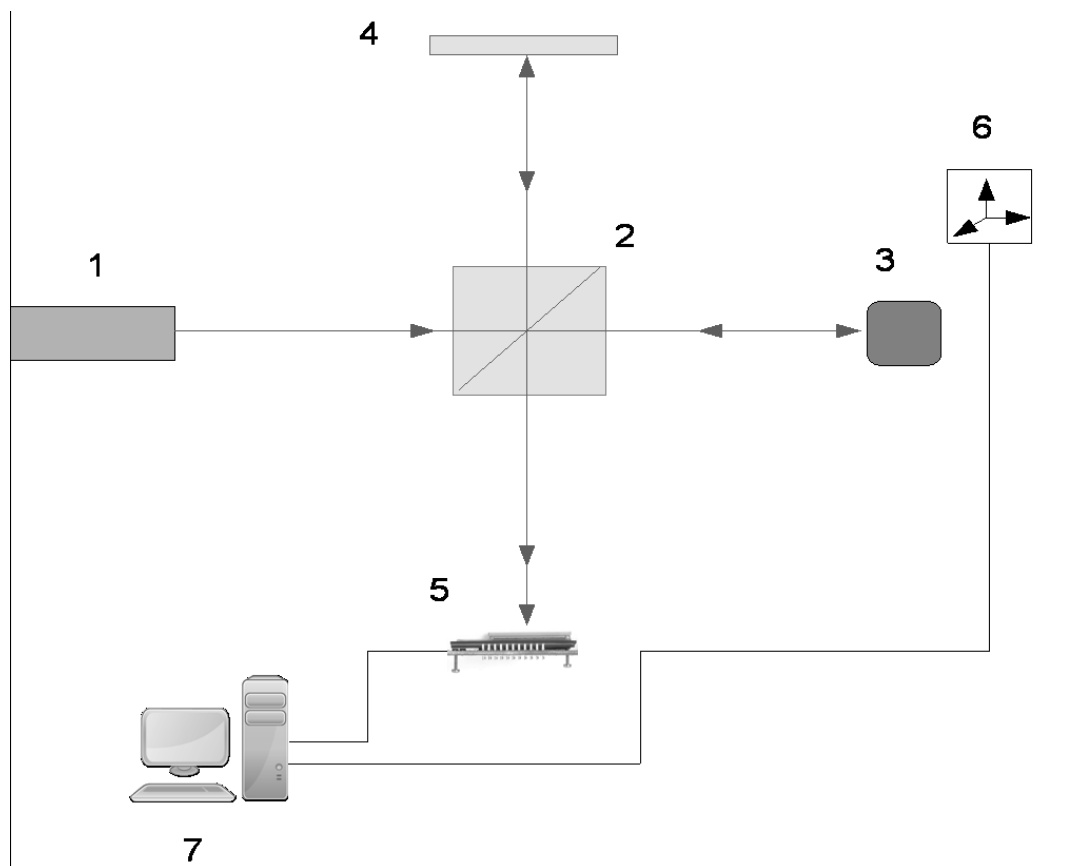


Рис. 1. Схема интерферометра для контроля микрогеометрии поверхности

Минимальную высоту микронеровностей, которую можно измерить в зависимости от характеристик источника лазерного излучения определяется по следующей формуле [4]: $\xi = \frac{\lambda}{\alpha}$, где: λ - длина волны лазерного излучения; α - угол между соседними интерференционными полосами. Угол α можно определить исходя из $\alpha = \sqrt{\frac{2L_{ког}}{\delta\lambda}}$, где: $L_{ког}$ - длина когерентности лазерного излучения; $\delta\lambda$ - спектральная ширина излучения лазера. Подставляя вторую формулу в первую имеем: $\xi = \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{2L_{ког}}{\delta\lambda}}} = \frac{\lambda\sqrt{\delta\lambda}}{\sqrt{2L_{ког}}}$. Расчет минимальной высоты микронеровностей выполним по третьей формуле. Для YAG:Nd³ лазера получаем:

$$\xi = \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{2L_{ког}}{\delta\lambda}}} = \frac{\lambda\sqrt{\delta\lambda}}{\sqrt{2L_{ког}}} = \frac{1,064 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{10^{-13}}}{\sqrt{2 \cdot 0,3}} = 3 \cdot 10^{-12}_м$$

Для ArF лазера:

$$\xi = \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{2L_{\text{ког}}}{\delta\lambda}}} = \frac{\lambda\sqrt{\delta\lambda}}{\sqrt{2L_{\text{ког}}}} = \frac{195 \cdot 10^{-9} \cdot \sqrt{10^{-14}}}{\sqrt{2 \cdot 0,5}} = 1 \cdot 10^{-13} \text{ м}$$

Характеристики лазеров представлены в табл. 1.

Таблица

Характеристики лазерных источников света

Тип лазера	Длина волны λ	Спектральная ширина излучения $\delta\lambda$	Длина когерентности $L_{\text{ког.}}$	Минимальная высота микронеровностей ξ
YAG:Nd ³⁺	1,064 мкм	10^{-2} - 10^{-3} Å	0,3м	$3 \cdot 10^{-12}$ м
ArF	195нм	10^{-3} - 10^{-4} Å	0,5м	$1 \cdot 10^{-13}$ м

Выводы: Произведен обзор современных методов контроля шероховатости поверхности. Предложена схема установки интерферометра для автоматизированного измерения шероховатости поверхности деталей. Произведен расчет минимальных высот микронеровностей, возможных для измерения предложенным интерферометрическим методом с использованием коротковолнового лазерного излучения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ю.Ф. Назаров, А.М. Шкилько, В.В. Тихоненко, И.В. Компанеец. Методы исследования и контроля шероховатости поверхности металлов и сплавов ФПФ ФПФ PSE, 2007, т. 5, № 3-4, vol. 5, No. 3-4.
2. Анурьев В. И. Справочник конструктора-машиностроителя: В 3 т. / Под ред. И. Н. Жестковой. — 8-е изд., перераб. и доп.. — М.: Машиностроение, 2001.
3. Мальков О.В., Литвиненко А.В. Измерение параметров шероховатости поверхности детали. М.: МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2012
4. Микроанализ и растровая электронная микроскопия / Под ред. Морис Ф., Мени Л., Тиксье Р./, Франция, 1978: пер. с франц.: М.: Металлургия, 1985.
5. В. Л. Миронов, Основы сканирующей зондовой микроскопии. Российская академия наук, Институт физики микроструктур г. Нижний Новгород, 2004 г.
6. Сулов А. А., Чижик С. А. Сканирующие зондовые микроскопы (обзор) // Материалы, Технологии, Инструменты — Т.2 (1997), № 3
7. R. V. Lapshin, Feature-oriented scanning methodology for probe microscopy and nanotechnology, Nanotechnology, vol. 15, iss. 9, pp. 1135-1151, 2004
8. Айрапетян В.С., Губин С.Г., Макеев А.В. Оптические исследования шероховатости. // Труды XV Всероссийской научно-технической конференции «Наука. Промышленность. Оборона». Новосибирск.: НГТУ. – 2014. – С.8 – 10.
9. Макеев А. В., Киндиров А. А., Губин С. Г. Анализ композиционных материалов для изготовления боеприпасов с отсечкой пороховых газов в переменном-замкнутом объеме // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2013. IX Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2013» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 15–26 апреля 2013 г.). – Новосибирск: СГГА, 2013. Т. 2. – С. 120–123.

10. Горшков М. М., Эллипсометрия, М., 1974; Основы эллипсометрии, Новосибирск, 1979. Т. Н. Крылова.
11. Айрапетян В. С. Рассеяние света от поверхности лазерной керамики // Вестник СГГА. - 2013. - Вып. 3(23). - С. 115-119
12. Р.Джонс, К.Уайкс. Голографическая и спекл-интерферометрия /пер.с англ. А.А.Колоколова и др.; под. ред. Г.В.Скороцкого. - М. : Мир, 1986. - 327 с.
13. С. Н. Степанов, А. Н. Табенкин, С. Б. Тарасов. Метрологическое обеспечение производства. Нормирование параметров и способы измерения текстуры поверхности / - Спб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2012. - 147с.
14. В.Е. Привалов. Лазерные интерферометры для механических измерений / - Спб. : Мех. ин-т. 1992. - 56 с.
15. Ю.И. Асалханов. Эллипсометрия субмонослойных покрытий и приповерхностный слой твердых тел / Рос. акад. наук. Сиб. отд-ние. Бурят. науч. центр и др. - Улан-Удэ : БНЦ СО РАН, 1998. - 208 с.
16. В.Г. Дюков, Ю.А. Кудеяров. Растровая оптическая микроскопия: монография / - М. : Наука, 1992. - 207 с.
17. S.N. Magonov, M.-H. Whangbo. Surface analysis with STM and AFM: experimental and theoretical aspects of image analysis / Weinheim [et al.] : VCH, 1996. - XII,323 p.
18. Л. П. Ефименко, В. А. Жабров, К. Э. Пугачев. Исследование материалов и покрытий методам атомно-силовой микроскопии /Центр коллектив. пользования по исслед. наночастиц, наноструктур и нанокompозитов [и др.]. – М. : Спутник+, 2010. - 51 с.
19. Информационные, вычислительные и управляющие системы. Научно-технический вестник СПбГИТМО (ТУ). Выпуск 6 / Главн. ред. В.Н. Васильев. - СПб.: СПбГИТМО, 2002. – С. 153-157

© А. В. Макеев, 2015

РАЗРАБОТКА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИК СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ФОРМЫ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА ОБСЕРВАТОРИИ «МИЛЛИМЕТРОН»

Александр Григорьевич Поleshchuk

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, заведующий лабораторией дифракционной оптики, тел. (383)333-30-91, e-mail: poleshchuk@iae.nsc.ru

Руслан Камильевич Насыров

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, кандидат технических наук, научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: nasurov.ruslan@gmail.com

Алексей Евгеньевич Маточкин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, ведущий инженер-технолог, тел. (383)333-30-91, e-mail: matochkin@iae.nsk.ru

Владимир Николаевич Хомутов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, младший научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: v.n.homutov@gmail.com

Вадим Владимирович Черкашин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: vadcher@gmail.com

Антон Евгеньевич Качкин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, инженер, тел. (383)333-30-91, e-mail: antoshka787@yandex.ru

Александр Григорьевич Верхогляд

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, заместитель директора, тел. (383)306-62-08, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

Леонид Борисович Касторский

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, главный конструктор, тел. (383)306-62-08, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

Владимир Михайлович Михалкин

АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М. Ф. Решетнёва», 662972, Россия, Красноярский край, г. Железногорск, ул. Ленина, 52, заместитель директора ОТМС, тел. (3919)72-24-39, e-mail: office@iss-reshetnev

Предложен интерференционный метод контроля качества центрального вогнутого параболического зеркала ($f/0.8$) с диаметром 3 м, входящего в состав телескопа космической

обсерватории "Миллиметрон". Метод основан на применении инфракрасного интерферометра (длина волны 10.6 мкм) в сочетании с отражательной синтезированной голограммой.

Ключевые слова: миллиметрон, космическая обсерватория, интерферометр, синтезированная голограмма, контроль асферических поверхностей.

DEVELOPMENT OF INTERFERENCE-HOLOGRAPHIC INFRARED SYSTEM FOR TEST OF CENTRAL PARABOLIC MIRROR OF MILLIMETRON SPACE OBSERVATORY

Alexander G. Poleshchuk

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, Doctor of Science, head of laboratory of diffraction optics, tel. (383)333-30-91, e-mail: poleshchuk@iae.nsc.su

Ruslan K. Nasyrov

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, Doctor of Science, head of laboratory of the diffraction optics, tel. (383)333-30-91, e-mail: nasyrov.ruslan@gmail.com

Alexey E. Matochkin

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, leading engineer, tel. (383)333-30-91, e-mail: matochkin@iae.nsk.su

Vladimir N. Khomutov

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, junior research fellow, tel. (383)333-30-91, e-mail: v.n.homutov@gmail.com

Vadim V. Cherkashin

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, research fellow, tel. (383)333-30-91, e-mail: vadcher@gmail.com

Anton E. Kachkin

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, engineer, tel. (383)333-30-91, e-mail: antoshka787@yandex.ru

Alexander G. Verkhoglyad

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering SB of RAS, 630058, Russia, Novosibirsk, 41 Russkaia str, deputy director, tel. (383)306-62-08, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

Leonid B. Kastorsky

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering SB of RAS, 630058, Russia, Novosibirsk, 41 Russkaia str, main designer, tel. (383)306-62-08, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

Vladimir M. Mikhalkin

JSC «"Information Satellite Systems" Academician M.F. Reshetnev Company», 662972, Russia, Krasnoyarsk region, Zheleznogorsk, 52, Lenin Str., deputy director of the OTMS, tel. (3919)72-24-39, e-mail: office@iss-reshetnev

Interference method of quality control of the central concave 3-m parabolic mirror ($f / 0.8$), which is a part of the telescope of "Millimetron" Space Observatory is proposed. The method is

based on the use of infrared interferometer (wavelength 10.6 μm) in combination with reflective computer generated hologram.

Key words: Millimetron Space Observatory, IR interferometer, computer generated hologram, test of asphere.

Введение. Миллиметрон (проект Спектр-М) – это космическая обсерватория, оптимизированная для работы в миллиметровом и дальнем ИК диапазонах (20 $\mu\text{м}$ - 20 мм) с 10-м охлаждаемым ($\sim 4.5\text{ K}$) криогенным телескопом [1, 2]. Запуск обсерватории планируется в 2017-2020 годах. В качестве оптической системы телескопа [2] выбрана схема Кассегрена (рис. 1). Форма отражающей поверхности – параболоид вращения, заданный уравнением $Z=(X^2+Y^2)/4F$, где $F = 2400\text{ мм}$ – фокусное расстояние. Максимальное отклонение от ближайшей сферы составляет 1.425 мм. Зеркало телескопа образуется из раскладывающихся 24 лепестков и 3-метрового монолитного центрального зеркала (ЦЗ) с апертурой $f/0.8$. Допустимое отклонение формы отражающей поверхности ЦЗ от номинальной – не более 3 $\mu\text{м}$.

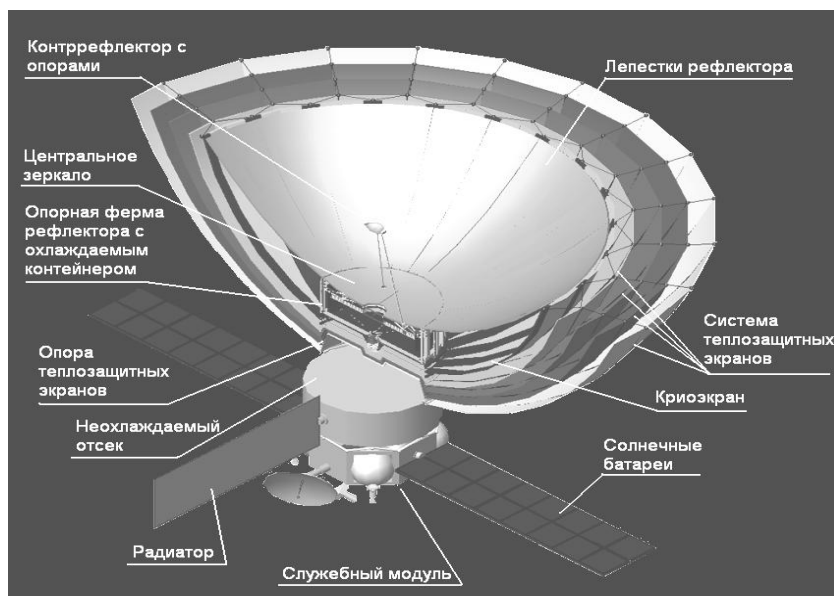


Рис. 1. Структурная схема обсерватории

Одной из основных проблем создания телескопа является обеспечение высокого качества изображения, для чего требуется применение высокоточных методов измерения и контроля формы асферических поверхностей. Особенностью контроля ЦЗ, выполненного из углепластикового композитного материала [3] является достаточно большая шероховатость отражающей поверхности (0.15 – 2.0 $\mu\text{м}$), что делает невозможным применение интерферометров, работающих в видимой области спектра, а также большая асферичность, что требует применения компенсаторов. Обычный линзовый ИК компенсатор по схеме Офнера для контроля параболического зеркала $f/0.8$ должен состоять из двух

или трех ZnSe линз диаметром до 200 мм, или сложной многолинзовой зеркальной системы [4]. Применение дифракционных оптических элементов (ДОЭ) позволяет существенно упростить изготовление компенсаторов работающих в видимом диапазоне [5]. Однако для ИК диапазона (10.6 мкм) существует ряд проблем, которые ограничивают применение дифракционной оптики. Для изготовления дифракционных ИК компенсаторов необходимы высококачественных подложки из ZnSe или Ge диаметром более 250 мм, установки и технологии для формирования рельефа зон глубиной около 3.3 мкм в этих материалах, разработка ДОЭ для работы одновременно в ИК и видимом диапазонах (измерительный и юстировочный каналы) и т.д.

Для решения указанных проблем авторами предложен и разработан метод контроля формы поверхности ЦЗ (центрального сегмента) основанный на применении инфракрасного интерферометра (длина волны 10.6 мкм) в сочетании с отражательным внеосевым ДОЭ (синтезированной голограммой).

Схема контроля зеркала. Упрощенная оптическая схема предлагаемого метода контроля центрального сегмента зеркала показана на рис. 2, а.

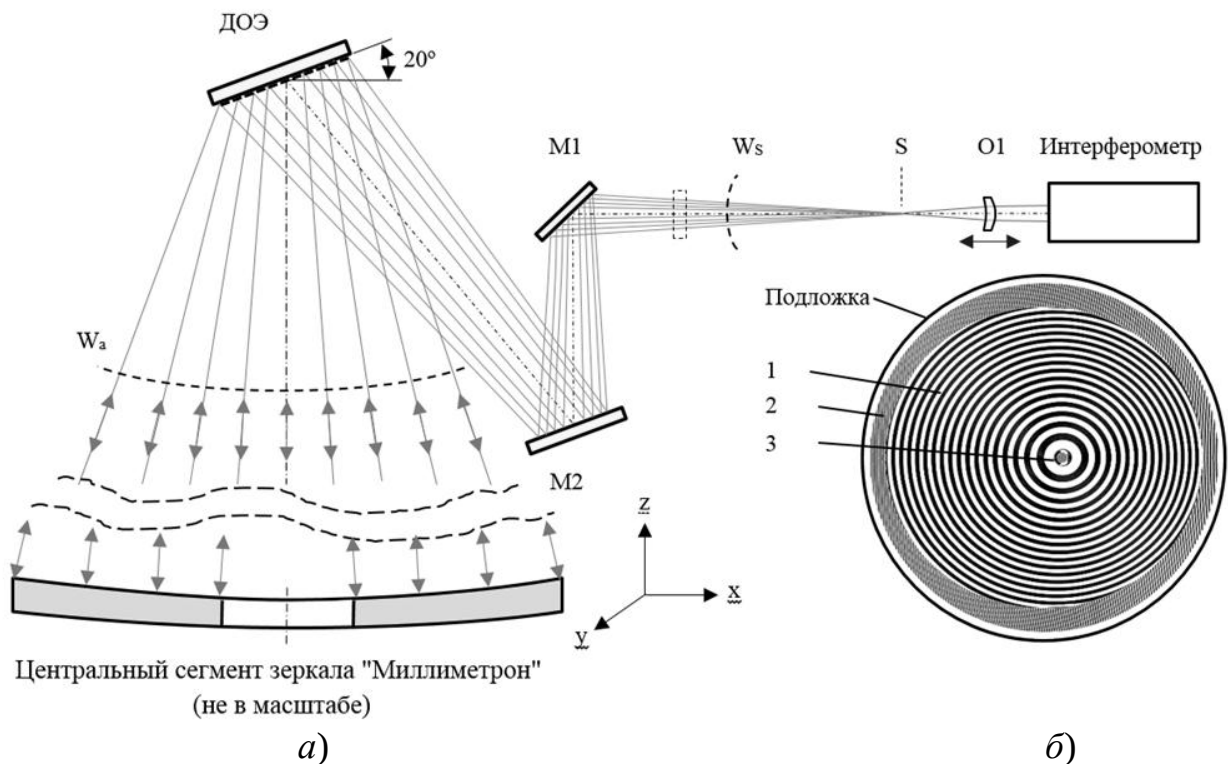


Рис. 2. Схема контроля ЦЗ (а) и расположение зон на ДОЭ (б) в 100-м дифракционном порядке

Параллельный пучок лучей от ИК интерферометра фокусируется в точке S с помощью объектива O1. Расходящийся из этой точки сферический волновой фронт W_s (радиус кривизны около 1600 мм) направляется плоскими зеркалами M1 и M2 к отражательному ДОЭ установленному под углом 20°. ДОЭ (рис. 2, б)

состоит из трех основных зон. Основная зона (1) формирует асферический волновой фронт W_a совпадающий с формой контролируемой поверхности зеркала. Юстировочная кольцевая зона (2) отражает и дифрагирует падающий на нее волновой фронт W_s точно назад, в интерферометр. Вспомогательная наводочная зона (3) расположена в центре ДОО и рассчитана на длину волны вспомогательного лазера видимого диапазона, который установлен в интерферометре. Эта структура формирует узкий пучок лучей, идущих вдоль оптической оси, упрощая тем самым юстировку зеркала относительно ДОО и интерферометра.

Оценка точности метода контроля. Погрешность метода (т. е. погрешность контроля формы поверхности) зависит от многих факторов, основными из которых являются:

1. Погрешность ИК интерферометра и оптической системы (качество О1, М1, М2, подложка ДОО).
2. Погрешность изготовления дифракционной структуры ДОО.
3. Погрешность юстировки ДОО относительно интерферометра.
4. Погрешность юстировки контролируемой поверхности относительно ДОО.
5. Погрешность длины волны CO_2 лазера интерферометра.

В предлагаемой схеме используется интерферометр Тваймана-Грина с фазовым сдвигом. В качестве источника излучения используется стабилизированный CO_2 лазер [6], а в качестве приемника излучения – болометрическая не охлаждаемая камера с размерностью 388x244 пикселей. Для калибровки интерферометра используется отражательный эталонный осесимметричный дифракционный элемент ДОО небольшого диаметра, который для этого вводится в измерительный канал. Этот ДОО представляет собой дифракционный аналог сферического зеркала.

Погрешность формирования волнового фронта ΔW дифракционными элементами определяется формулой [7]:

$$\Delta W = k \frac{\delta}{T} \lambda, \quad (1)$$

где λ – рабочая длина волны, k – порядок дифракции, T – локальный период дифракционной структуры, δ – локальная погрешность выполнения зоны ДОО.

Дифракционные элементы для предлагаемой системы контроля изготавливаются с помощью, разработанной в ИАиЭ СО РАН установки лазерной записи CLWS-300IAE [8], которая обеспечивает погрешность формирования дифракционной структуры не более $\delta \sim 0.1$ мкм по полю 220 мм. Эталонный отражательный ДОО имеет минимальный период около $T_{доэ} = 10$ мкм. Основной ДОО имеет следующие параметры: Зона 1 – $T_1 = 50$ мкм и Зона 2 – $T_2 = 13$ мкм. Из выражения (1) следует, что погрешность формирования отраженного волнового фронта, обусловленная технологией изготовления, не превышает $\Delta W_{изг} \sim \lambda/100$ rms (для длины волны 10.6 мкм). Подложки для зеркал и ДОО выполняются из оптического ситалла с плоскостностью $dN \sim 0.3$, что на рабочей длине волны составляет $\Delta W_{подл} \sim \lambda/200$ rms.

Анализ чувствительности метода, выполненный путем численного моделирования (Mathlab, Zemax), показал, что основную погрешность в результате измерения вносят погрешности юстировки. В табл. 1 приведены результаты расчета погрешностей измерения при смещении контролируемого зеркала из идеального положения. В табл. 2 приведены результаты расчета погрешностей при смещении юстировочной кольцевой зоны 2 из идеального положения относительно интерферометра (данные представлены в количестве наблюдаемых полос в кольцевой зоне 2). В табл. 3 приведены результаты расчета погрешностей контроля зеркала при смещении ДОО из идеального положения с установкой зеркала в положение «наилучшей установки».

Видно, что наибольшее влияние на погрешность измерений имеет стабильность длины волны (то есть перескок мод CO_2 лазера должен быть исключен) и угловая юстировка контролируемого зеркала и голограммы. Следует отметить, что зеркало должно юстироваться по всем осям до положения «наилучшей установки», которое соответствует наилучшему качеству изображения. Голограмма юстируется по интерферограмме, получаемой от кольцевой зоны для достижения минимального количества полос (таб. 2). Следует указать, что из-за того, что кольцевая зона 2 имеет небольшую ширину, чувствительность к смещению по оси Z достаточно мала.

Таблица 1

Погрешность юстировки зеркала

Погрешность юстировки зеркала	Величина погрешности	Погрешность измерения, λ		Погрешность (rms) при смещении 10 мкм и наклоне 10''
		PV / RMS	PV / RMS Кома, дефокус вычтены	
Смещение ΔX	100 мкм	2.72 / 0.67	0.30 / 0.06	0.006
Смещение ΔY	100 мкм	9.12 / 1.93	7.11 / 1.80	0.018
Смещение ΔZ	100 мкм	0.62 / 0.16	0.44 / 0.12	0.012
Наклон $\Delta\varphi_x$	0.1 градус	18.36 / 3.68	11.11 / 2.72	0.01
Наклон $\Delta\varphi_y$	0.1 градус	10.47 / 2.52	3.67 / 0.82	0.025
Длина волны	20 нм	2.85 / 0.79	0.19 / 0.04	0
RSS1				0.035

Таблица 2

Количество полос на юстировочной кольцевой зоне 2 при смещении ДОО

Погрешность юстировки ДОО	Величина погрешности	Количество полос на интерферограмме
Смещение ΔX	100 мкм	2.06
Смещение ΔY	100 мкм	2.16
Смещение ΔZ	100 мкм	0.014
Наклон $\Delta\varphi_x$	0.1 градус	62.12
Наклон $\Delta\varphi_y$	0.1 градус	58.26
Длина волны	20 нм	45.8

Погрешность контроля формы зеркала при заданной погрешности установки ДООЭ

Погрешность юстировки ДООЭ	Величина погрешности	Погрешность измерения, λ		Погрешность (rms) при смещении 10 мкм и наклоне 10''
		PV / RMS	RMS	
Смещение ΔX	100 мкм	0.87	0.21	0.021
Смещение ΔY	100 мкм	0.88	0.21	0.021
Смещение ΔZ	100 мкм	0.77	0.19	0.019
Наклон $\Delta\varphi_X$	0.1 градус	0.88	0.21	0.008
Наклон $\Delta\varphi_Y$	0.1 градус	0.88	0.21	0.008
Длина волны	20 нм	1.35	0.32	0.01
RSS2				0.038

В результате анализа установлены максимальные допустимые значения ΔX , ΔY , ΔZ , $\Delta\varphi_X$ и $\Delta\varphi_Y$, которые вызывают появление большой погрешности контроля. Они составляют: $\Delta X \approx \Delta Y \approx \Delta Z = 10$ мкм и $\Delta\varphi_X \approx \Delta\varphi_Y \approx 10$ угл. сек. При этом погрешность контроля зеркала будет $RSS = (RSS1^2 + RSS2^2)^{1/2} \approx 0.051 \lambda$, что почти на порядок выше требуемой.

Конструкция. Конструктивно ИК система контроля выполнена в виде плиты на которой расположены все основные узлы (рис.3). Юстировка зеркал М1 и М2, опорного зеркала интерферометра, перемещение ДООЭ производится дистанционно (Ethernet) с помощью моторизированных микровинтов.

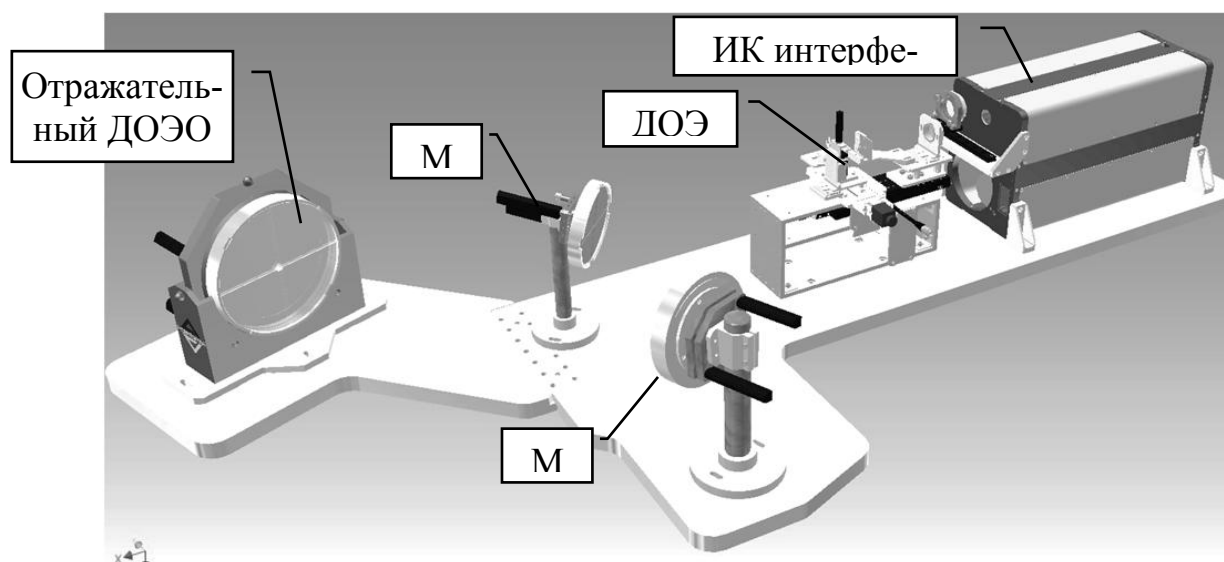


Рис. 3. Конструкция ИК системы для контроля зеркала "Миллиметррон"

Заключение. Предложен и исследован интерференционный метод контроля качества центрального вогнутого параболического зеркала ($f/0.8$) с диамет-

ром 3 м, входящего в состав телескопа космической обсерватории "Миллиметрон". Метод основан на применении инфракрасного интерферометра (длина волны 10.6 мкм) в сочетании с отражающим ДОО, формирующим измерительный асферический волновой фронт. Анализ погрешностей юстировки показал, что достижимая точность контроля формы поверхности составляет 0.05λ , или 0.5 мкм.

Данная работа поддержана частично грантом РФФИ ОФИ-М № 4-29-07227 и междисциплинарным интеграционным проектом № 112 Сибирского отделения РАН.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кардашев Н.С., Новиков И.Д., Лукаш В.Н. и др. Обзор научных задач для обсерватории Миллиметрон // УФН.- т.184.- №12.- С. 1319-1352.
2. Smirnov A.V., Baryshev A.M., Pilipenko S.V., et al. Space mission Millimetron for terahertz astronomy // Proc. of SPIE.- 2012.-V. 8442.- P. 84424C.
3. Спутник ФКИ Спектр-М. <http://ecoruspace.me/%D0%A1%D0%BF%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80-%D0%9C.html>
4. Семенов А.П., Абдулкадыров М.А., Патрикеев В.Е., Воробьев А.С., Шаров Ю.А. Интерференционные методы контроля формы поверхностей крупногабаритных асферических деталей на основе линзовых и голограммных корректоров волнового фронта// Оптический журнал. – 2013. – Т. 80. –№4.- С. 33–38.
5. Poleshchuk A. G., Korolkov V. P., Nasyrov R. K. Diffractive optical elements: fabrication and application, Proc. of SPIE.- 2014.- V. 928, P. 928302.
6. Sherstov I.V., Bychkov K.V., Chernikov S.B., Karapuzikov A.I., Spitsin V.V., Vasiliev V.A., Two-channel CO2 laser system for heterodyne applications // Proc. of SPIE.- 2004.- V.5743.- P.411-420.
7. Chang Yu-Chun and Burge J.H. Error analysis for CGH optical testing // Proc. of SPIE. - 1999.- 3782.- P. 358-366.

© А. Г. Полещук, Р. К. Насыров, А. Е. Маточкин, В. Н. Хомутов,
В. В. Черкашин, А. Е. Качкин, А. Г. Верхогляд, Л. Б. Касторский, В. М. Михалкин, 2015

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ И ТЕРМООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НОВОГО ГИБРИДНОГО ФОТОПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА

Николай Геннадьевич МIRONNIKOV

Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, студент магистратуры физического факультета, тел. (923)777-59-58, e-mail: mironnikov.nikolay@gmail.com

Виктор Павлович Корольков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, старший научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики, тел. (383)3333-091, e-mail: victork@iae.nsk.su

Дмитрий Игоревич Деревянко

Институт органической химии им. Н. Н. Ворожцова СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева 9, инженер, аспирант, лаборатория органических светочувствительных материалов, тел. (952)927-17-32, e-mail: dmitryderevianko@gmail.com

Исследованы механические и термооптические характеристики фотополимеризованного гибридного материала, разработанного в НИОХ СО РАН на основе акрилатных и тиол-силоксановых олигомеров. Проведено сравнение этих характеристик для нового и выпускаемых промышленно фоточувствительных материалов. Новый материал может найти применение при изготовлении механически и химически устойчивых фазовых дифракционных и интегрально-оптических элементов, в том числе на подложках с криволинейной поверхностью.

Ключевые слова: гибридный олигомер, фотополимерная композиция, фотополимер, модуль юнга, твердость, термооптический коэффициент, коэффициент линейного расширения.

STUDY OF MECHANICAL AND THERMOOPTICAL PROPERTIES OF A NEW HYBRID PHOTOPOLYMERIC MATERIAL

Nikolay G. Mironnikov

Novosibirsk state university, 630090, Russia, Novosibirsk, 2 Pirogova str. MSc, Physical department, tel. (923)777-59-58, e-mail: mironnikov.nikolay@gmail.com

Victor P. Korolkov

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Koptuyga av., senior researcher of laboratory of diffractive optics, tel. (383)333-30-91, e-mail: victork@iae.nsk.su

Dmitriy I. Derevyanko

Novosibirsk Institute of Organic Chemistry SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 9 Lavrentieva pr., engineer Ph. D., Laboratory of Organic Lightsensitive Materials, tel. (952)927-17-32, e-mail: dmitryderevianko@gmail.com

The mechanical and thermooptical characteristics of exposed hybrid photopolymeric material have been studied. The photopolymeric composition based on acrylate and thiol-siloxane was synthesized in Novosibirsk Institute of Organic Chemistry SB RAS. The characteristics were compared

with the same for industrially produced polymers. New material can be applied for manufacturing of mechanically and chemically rigid diffractive and integrated optical components including ones on curved substrates.

Key words: hybrid oligomer, photopolymer, Young's modulus, hardness, thermo-optic coefficient, linear expansion coefficient.

На сегодняшний день активно разрабатываются и исследуются фотополимерные гибридные органически-неорганические материалы для изготовления микрооптических и дифракционных компонентов. Лазерная запись на таких материалах может быть применена для изготовления компонентов интегральной и дифракционной оптики. Для формирования механически, термически и химически прочных микроструктур на гибридных материалах не требуется операция реактивного ионного травления (РИТ). Это дает возможность для синтеза микроструктурированных элементов даже на подложках с криволинейными поверхностями [1], измерение толщины которых приводят к неравномерности скорости РИТ.

В данной работе исследованы свойства фотополимерной композиции, синтезированной в НИОХ СО РАН на основе органических - акрилатных и неорганических - тиол-силоксановых олигомеров [2]. Материал после фотополимеризации имеет структурные блоки, несущие различные функции. Силоксановые группы придают гибкость и термоустойчивость, тиольные группы служат спейсером и защищают от кислородного ингибирования при фотополимеризации. Акрилатные группы придают способность полимеризации. Фотополимеризованные пленки на основе олигомерных композиций могут содержать различное соотношение силоксан-тиольных и акрилатных звеньев, что позволяет комбинировать свойства неорганических (хорошая адгезия, твердость, температурная стойкость, стойкость к плазмохимическому травлению) и органических (пластичность, гидрофобность, низкая диэлектрическая проницаемость) соединений.

Для характеристики механических свойств фотополимеризованного материала на сканирующем нанотвердомере НАНОСКАН 3D [3] определены твердость и модуль Юнга при разных соотношениях органически-неорганических частей. Для сравнения были также проведены измерения или найдены соответствующие данные в литературных источниках (указаны в круглых скобках) для нескольких других известных полимерных материалов (табл. 1). Новый гибридный фотополимерный материал обозначен аббревиатурой ОН Х:Х, где О – органическая, т.е. акрилатная составляющая, а Н – неорганическая тиолсилоксановая составляющая в олигомере, и в Х:Х определено соотношение частей соответственно.

Как видно из таблицы, увеличение неорганической части положительно сказывается на механических свойствах фотополимера, приближаясь к аналогичному гибриднему материалу Ormosol[®] и превосходя негативный фоторезист SU-8. Однако Ormosol[®] представляет собой гель и толщина пленок, которые можно получить методом реплик начинается с десятков микрометров.

Применение растворителя для утоньшения слоя Оргосотр, вероятно, снизит механические параметры получаемых пленок. По вязкости новый материал ближе к SU-8. Он позволяет создавать пленки от полмикрона и выше, однако в отличие от SU-8 не требуется этап постэкспозиционной термообработки перед проявлением фотополимера.

Таблица 1

Модуль Юнга и твердость полимеров

Материал	Модуль Юнга, GPa	Твердость, GPa
ОН 1:4	5.9±0.28	0.51±0.02
ОН 1:2	5.53±0.08	0.45±0.06
ОН 1:1	5.24±0.05	0.34±0.02
ОН 2:1	5.13±0.03	0.27±0.03
ОН 14:1	1.01±0.06	0.10±0.01
SU-8 изм. / [4,5]	4.8±0.10/(4.95±0.42)	0.34±0.02 (~0.3)
Оргосотр изм./ [6]	6.7±0.47/(7.2±0.7)	0.45±0.05/(-)
ПММА [7,8]	(~3)	(0.11-0.18)

Также были измерены по методу, изложенному в работе [9,10], термооптические коэффициенты и коэффициенты линейного расширения нового гибридного фотополимерного материала. В этом методе образец, в котором исследуемый материал заключен между двух плоскопараллельных пластинок, выполняет роль резонатора Фабри-Перо, на который падает когерентное излучение, необходимое для создания интерференционной картинке. При изменении температуры материала меняется разность хода лучей отраженных от внутренних поверхностей резонатора за счет температурного изменения показателя преломления и теплового расширения материала. Отраженные лучи образуют интерференционную картину, по движению полос которых можно определить изменение оптической разности хода лучей. Сдвиг на одну полосу интерференции соответствует изменению оптической разности хода на половину длины волны зондирующего излучения. Для определения расширения материала смещение полос интерференции измеряется в участках образца, где нет исследуемого материала, а разность хода набирается между поверхностями плоскопараллельных пластин. Нормировав результаты на толщину образца (L) получаем коэффициент расширения материала (α), коэффициент температурного изменения разности хода ($\frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT}$), а также зная показатель преломления материала ($n = 1.52$) можно рассчитать термооптический коэффициент материала (dn/dT) по формуле:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{1}{\Delta L} \frac{d\Delta L}{dT} - (n - 1)\alpha$$

Схема установки указана на рис. 1. Источником зондирующего излучения является гелий-неоновый лазер 6 с длиной волны 633 нм. Диаметр зондирующего лазерного пучка, падающего на образец, лежит в пределах 3-5 мм. Отраженные от внутренней и внешней поверхности образца лазерные пучки отражаются от зеркала 7 с пропусканием 50% и попадают на камеру 2 (10Мпиксел). Нагрев образцов осуществляется через поверхность дюралюминиевого фланца 10, которая находится в тепловом контакте с нагревателем 9. Нагреватель представляет собой цилиндрический полый резистор, охватывающий толстую металлическую трубку с плоским фланцем на конце. Температура образца 11 определяется с помощью термопары 5, вставленной внутрь фланца и присоединенной к термостату 3. Он управляет током нагревателя в зависимости от температуры измеряемой с дискретностью 0.1°C. В качестве держателя образца используется теплопроводящее кольцо, которое крепится к фланцу с помощью слабо подпружиненных фиксаторов. Такая схема крепления не препятствует температурному расширению образца.

Плоскопараллельные пластинки образца 11 из боросиликатного стекла толщиной 1 мм обладают относительно низкими (по отношению к полимеру) термооптическим коэффициентом и коэффициентом теплового расширения. На внутреннюю поверхность пластинок, где они не контактируют с исследуемым материалом, напылена тонкая пленка хрома 8 с пропусканием 30-50% на длине волны 633 нм. Это необходимо для повышения контрастности интерференционной картинки, в конфигурации при которой измеряется коэффициент расширения материала.

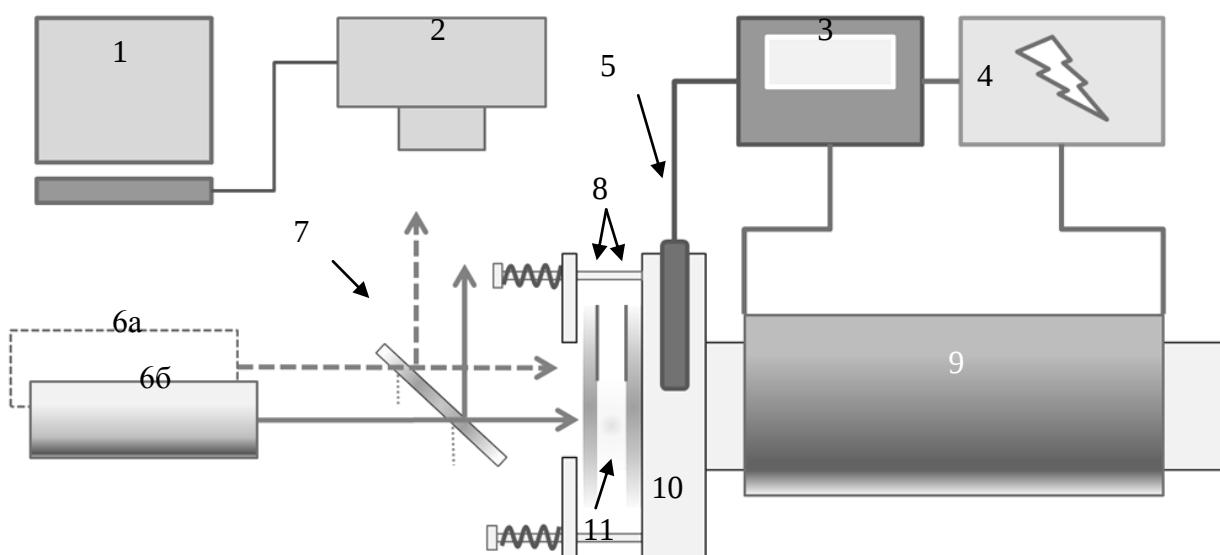


Рис. 1. Схема установки:

- 1 – компьютер; 2 – USB камера; 3 – термостат; 4 – источник питания нагревателя, 5 – термопара; 6, а и 6, б – гелий неоновый лазер в разных конфигурациях измерений; 7 – зеркало 50/50; 8 – хромированная область на образце; 9 – цилиндрический резистор; 10 – фланец нагревателя; 11 – образец

Для регистрации движения интерференционных полос включается нагрев образца и по достижении необходимой температуры цепь нагревателя прерывается. В этот момент определяется сдвиг полос от начального положения. Затем эксперимент повторяется после охлаждения для подтверждения данных. В данной конфигурации гистерезис температур образца и базы составлял 1-3 градуса, что соответствует относительной ошибке в измерениях равной 5-10%. Измерения проводились в диапазонах температур 25-70 °С.

Результаты эксперимента изложены в табл. 2. Тренд к повышению термооптического коэффициента очевиден при увеличении неорганической – тиол-силоксановой части в фотополимере. С другой стороны, увеличение органической акрилатной составляющей ведет к уменьшению коэффициента линейного расширения.

Таблица 2

Термооптический коэффициент и коэффициент линейного расширения полимеров

Материал	Термооптический коэффициент, $dn/dT \cdot 10^{-4} K^{-1}$	Коэффициент линейного расширения, $\alpha \cdot 10^{-4} K^{-1}$
ОН 1:4	0.66	2.10
ОН 1:2	0.43	2.13
ОН 1:1	-0.06	1.82
ОН 2:1	-0.43	1.7
ОН 14:1	-0.7	1.5
SU-8 [11,12]	-1.1	0.52
Ormocomp [13]	-1.3	0.6
PMMA. [14,15]	-0.80~-1.3	0.9~2.2
Поликарбонат [13]	-1.07	0.7

Таким образом измерены твердость, модуль Юнга, термооптический коэффициент и коэффициент линейного расширения для нового гибридного фотополимерного материала на основе акрилатных и тиол-силоксановых олигомеров. Наличие свойств «гибридности» дает возможность изменять свойства фотополимера под определенную задачу. Достигнутые физические параметры нового фоточувствительного гибридного материала позволяют в перспективе создавать механически прочные дифракционные и интегрально-оптические компоненты. Изменение соотношения органической и неорганической составляющих композиции позволяют существенно варьировать термооптические свойства материала, что может быть использовано при конструировании как термочувствительных оптических датчиков так и термостабильных микроструктурированных оптических компонентов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Taisheng Wang, Weixing Yu, Dengying Zhang, et al, "Lithographic fabrication of diffractive optical elements in hybrid sol-gel glass on 3-D curved surfaces", // Optics Express, Vol. 18, Issue 24, pp. 25102-25107 (2010).
2. Dmitry I. Derevyanko, Vladimir V. Shelkovnikov, et al // "Synthesis and thermomechanical properties of hybrid photopolymer films based on the thiol-siloxane and acrylate oligomers". (отправлена в печать в Journal of Materials Science)
3. <http://nano.mpei.ac.ru/Ru/equipment/nanoscan3d/Pages/default.aspx>
4. L. Dellmann, S. Roth, et al, "Fabrication process of high aspect ratio elastic structures for piezoelectric motor applications"// in Proc. Transducers 1997, Chicago, (1997) : 641-644
5. Hwa Seng Khoo, Kuo-Kang Liu and Fan-Gang Tseng, "Mechanical strength and interfacial failure analysis of cantilevered SU-8 microposts", // Journal of micromechanics and microengineering, Vol. 13 822–831 (2003)
6. https://iadr.confex.com/iadr/pef08/techprogram/abstract_111002.htm
7. C. Ishiyama, Y. Higo, "Effects of Humidity on Young's Modulus in Poly(methyl methacrylate)", // Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics, Vol. 40, Issue 5, (2002)
8. http://www.engineeringtoolbox.com/young-modulus-d_417.html
9. Б. А. Лапшинов, А. Н. Магунов, «Установка для измерения температурной зависимости показателя преломления твердых тел», // Приборы и техника эксперимента, 2010, № 1, с. 159–164
10. John M. Jewell, Charles Askins, and Ishwar D. Aggarwal, "Interferometric method for concurrent measurement of thermo-optic and thermal expansion coefficients", // APPLIED OPTICS, Vol. 30, No. 25, 1991
11. Laurent V., Lorenzo P., Handbook of Silicon Photonics, Taylor & Francis, pp. 80, (2013)
12. H. Lorenz, M. Laudon, et al, "Mechanical characterization of a new high-aspect-ratio near UV-photoresist", Microelec. Engin. 41/42, pp. 371-374 (1998)
13. Muhammad R. S., Seppo H., Jari T., "Thermo-optic coefficient of Ormocomp and comparison of polymer main a thermal replicated subwavelength resonant waveguide gratings" // Optics Communications, Vol. 288 pp. 56–65 (2013)
14. Masahiro T., Naohiro K., Okihiro S. 1 and Naomichi O., "A new method for accurately measuring temperature dependence of refractive index", OPTICAL REVIEW Vol. 12, No. 2 pp. 97–100 (2005)
15. Zhiyi Z., Ping Z., Peng L., Fengguo S., "Thermo-optic coefficients of polymers for optical waveguide applications"// Polymer Communication, Polymer 47 pp. 4893–4896 (2006).

© Н. Г. Миронников, В. П. Корольков, Д. И. Деревянко, 2015

МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ НАНОПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ В СИСТЕМАХ СИНТЕЗА ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

Руслан Владимирович Шиманский

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, младший научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: shimansky@iae.nsc.su

Александр Григорьевич Поleshchuk

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, заведующий лабораторией дифракционной оптики, тел. (383)333-30-91, e-mail: poleshchuk@iae.nsc.su

Виктор Павлович Корольков

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, старший научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: vkorolkov@yandex.ru

Вадим Владимирович Черкашин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: vadcher@gmail.com

Разработан и исследован новый метод увеличения точности нанопозиционирования в лазерных устройствах изготовления дифракционной оптики. Экспериментально показано, что погрешность позиционирования записывающего лазерного пучка не превышает 50 нм за время около 160 мин.

Ключевые слова: лазерная записывающая система, погрешность позиционирования, дифракционный оптический элемент.

METHODS TO INCREASE THE NANOPositionING PRECISION FOR SYSTEM OF DIFFRACTIVE OPTICS SYNTHESIS

Ruslan V. Shimansky

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, junior research fellow, tel. (383)333-30-91, e-mail: shimansky@iae.nsc.su

Alexander G. Poleshchuk

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, doctor of Science, head of laboratory of diffraction optics, tel. (383)333-30-91, e-mail: poleshchuk@iae.nsc.su

Victor P. Korolkov

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptug ave. 1, Doctor of Science, Senior Researcher, тел. (383)333-30-91, e-mail: vkorolkov@yandex.ru

Vadim V. Cherkashin

Institute of Automation and Electrometry SB of RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, Academician Koptyug ave. 1, research fellow, tel. (383)333-30-91, e-mail: vadcher@gmail.com

New method to increase the accuracy of the laser nanopositioning systems for fabrication of diffractive optics is developed and investigated. It was shown experimentally, that the positioning error of the recording laser beam was not more than 50 nm during the time of about 160 min.

Key words: laser writing system, positioning error, diffractive optical element.

Введение. Многие достижения в современной оптике основаны на применении дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Потенциальные возможности ДОЭ во многом определяются технологией их изготовления, которая должна обеспечивать формирование формы волнового фронта с заданной точностью, достигающей $1/1000$ длины волны света.

В Институте автоматики и электрометрии СО РАН разработана прецизионная круговая лазерная система записи (КЗЛС), предназначенная для изготовления ДОЭ в полярной системе координат [1]. Новые адаптивные методы коррекции внешних воздействий позволили существенно уменьшить погрешности изготовления ДОЭ.

В настоящей работе представлены результаты разработки и исследования алгоритмов коррекции ошибок позиционирования круговой лазерной системы записи. Разработан метод изготовления ДОЭ с возможностью точного совмещения начала системы координат элемента с осью вращения оптической заготовки в течение всего времени записи.

Основные погрешности изготовления прецизионных ДОЭ. Изготовление структуры ДОЭ производится методом прямой лазерной записи на вращающуюся оптическую заготовку, покрытую пленой хрома [1]. Структура ДОЭ представляет собой набор элементарных ячеек с адресацией в полярной системе координат. Ячейки, перекрываясь, образуют картину полос или дифракционных зон. Адрес записи произвольной ячейки i в полярной системе координат определяется как $P_i(r_i, \varphi_i)$, где r_i и φ_i – радиальная и угловая координаты записи (φ_i определяется как разность между началом угловой координаты ($\varphi=0$) и текущим угловым положением вращающейся оптической заготовки). Величина r_i отсчитывается от точки начала полярной системы координат $r_0=0$, которой считается точка совмещения оси вращения оптической заготовки с центром записывающего сфокусированного пучка лазерного излучения.

Процесс записи вносит погрешности в структуру ДОЭ. Основная погрешность – это расстояние между расчетной P_i и записанной P_i' координатами точек. Определим величину $\varepsilon_i = P_i - P_i'$ как погрешность координаты записи.

Абсолютная погрешность координаты ε_i зависит от точности перемещения записывающего сфокусированного лазерного пучка относительно вращающейся оптической заготовки. Эта погрешность после записи приводит к появлению дополнительного сдвига фазы волнового фронта светового потока, прошедшего

через ДОЭ. Фазовый сдвиг (в долях длины волны излучения лазера λ) определяется формулой [2]

$$W = m\lambda\varepsilon / T, \quad (1)$$

где m - порядок дифракции; T - период дифракционной структуры в данной области ДОЭ; ε - погрешность координаты записи в направлении перпендикулярном дифракционным зонам ДОЭ. Из формулы (1) следует, что при допустимой погрешности волнового фронта $W=0.05$, $T=1.5$ мкм, $\lambda=0.633$ мкм, $m=1$, допустимая погрешность координаты записи не должна превышать $\varepsilon=0.1$ мкм.

Оптические узлы и системы перемещения лазерных записывающих систем обычно устанавливаются на гранитных плитах, опирающихся на виброизолирующие опоры. Температурный коэффициент линейного расширения гранита составляет $8 \cdot 10^{-6}$ 1/С°. Таким образом, при изменении температуры окружающей среды на ± 0.25 градуса, деформация конструкции ЛЗС при записи ДОЭ с максимальным радиусом $r_{max}=100$ мм составит около 0.5 мкм, что существенно больше допустимой величины ε погрешности записи.

Погрешность записи в полярной системе координат определяется в основном следующими факторами:

1. Ошибкой фиксации точки начала координат записывающего пятна, вызванной погрешностью совмещения начала отсчета радиальной координаты при записи ДОЭ с осью вращения шпинделя устройства записи (данная ошибка имеет две компоненты – вдоль радиального направления перемещения лазерного пучка и поперек его);

2. Текущей погрешностью перемещения записывающего пятна в радиальном направлении;

Основным недостатком используемых методов изготовления ДОЭ является их недостаточная точность, обусловленная отсутствием точного совмещения точки начала системы координат с осью вращения оптической заготовки и дрейфом точки начала системы координат относительно оси вращения оптической заготовки на протяжении всего процесса записи.

Метод увеличения точности нанопозиционирования. Увеличение точности нанопозиционирования решается методом записи одной или нескольких реперных структур в светочувствительном слое оптической заготовки с последующим использованием данных структур для определения погрешности и динамической коррекции позиционирования пучка лазерного излучения, как вдоль радиального направления перемещения, так и поперек его в процессе записи ДОЭ [3].

Для измерения относительного положения оси вращения шпинделя и центра записывающего пятна нами предложено записывать на поверхности заготовки ДОЭ небольшое кольцо (10-50 мкм) или две дуги вокруг центра вращения (рис. 1, а) и измерять их радиусы слева и справа от центра вращения с помощью фотоэлектрической системы сканирования. Считывающее пятно сме-

щается на первый внешний радиус $r_1 = r_0 + d/2$, где d – диапазон сканирования, и осуществляется сканирование с шагом радиального перемещения 30-50 нм по направлению к центру (рис. 1, б). Затем производится сканирование в диапазоне $\pm d/2$ относительно противоположного радиуса $-r_0$ (рис. 1, в). После поиска координат точек с минимальным отражением (r_1 и r_2) определяется ошибка координаты центра вращения через выражение $x_0 = (r_1 - r_2)/2$.

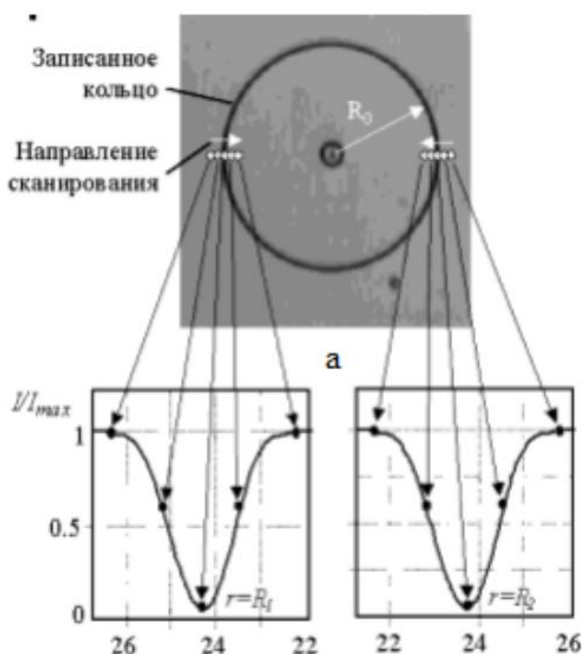


Рис. 1. Схема поиска центра и определения текущей погрешности по реперной метке

Динамическая коррекция в процессе записи реализуется методом определения временной зависимость скорости дрейфа реперной структуры вдоль осей декартовой системы координат устройства позиционирования пучка с дальнейшей коррекцией координаты пучка лазерного излучения до оси вращения оптической заготовки, в зависимости от скорости дрейфа реперной структуры непосредственно в процессе изготовления ДОЭ. Для определения скорости дрейфа, ДОЭ разбивается на зоны, процесс изготовления прерывается между зонами ДОЭ для определения скорости изменения погрешности позиционирования. Величина дрейфа определяется по следующим формулам:

$$Vx_i = (dX_i - dX_{i-1}) / (t_i - t_{i-1}) \quad \text{и} \quad Vy_i = (dY_i - dY_{i-1}) / (t_i - t_{i-1}), \quad (2)$$

где dX_i – величина смещения реперной структуры по координате X , dY_i – величина смещения реперной структуры по координате Y , t_i и t_{i-1} – моменты времени при i и $i-1$ определениях погрешности позиционирования. После определения величины скорости дрейфа, рассчитываются новые координаты записи. Новые координаты X_w и Y_w определяются по формуле:

$$X_w = X_c + f(V_{x_i}, t); \text{ и } Y_w = Y_c + f(V_{y_i}, t); \quad (3)$$

где X_c и Y_c – расчетное расстояние вдоль осей декартовой системы координат устройства позиционирования сфокусированного пучка лазерного излучения до оси вращения оптической заготовки, f – функция коррекции расчетного расстояния в зависимости от скорости дрейфа реперной структуры.

На рис. 2 приведен пример зависимости погрешности позиционирования от времени записи без коррекции (1) и с коррекцией (2). Время записи ДОО составляло около 160 мин. ДОО был разбит на 16 зон. После записи каждой зоны проводилось вычисление скорости дрейфа и рассчитывалась функция коррекции. Видно, что без коррекции величина дрейфа составила около 0.8 мкм, а с введенной коррекцией не превысила 0.05 мкм.

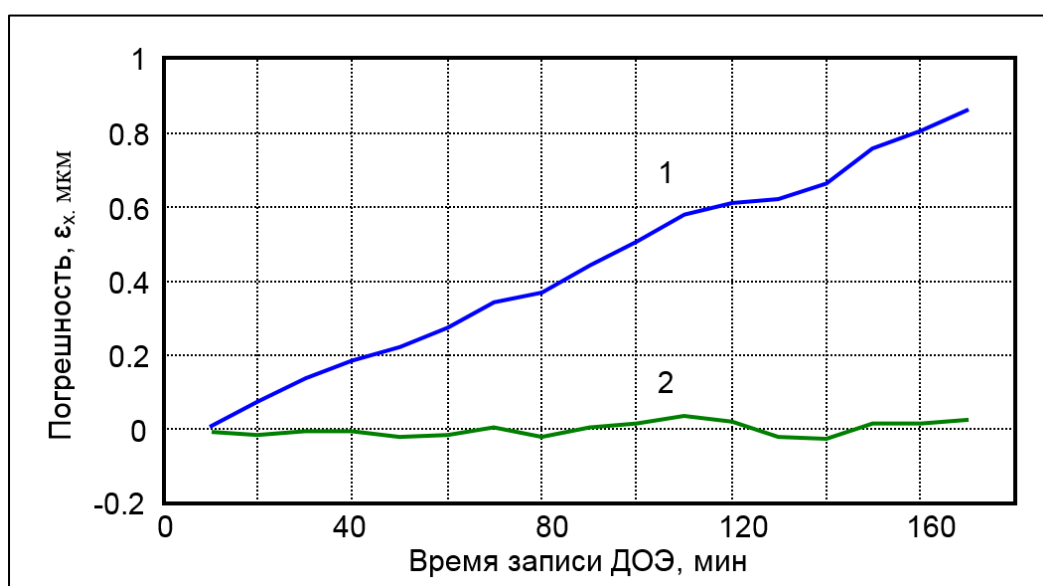


Рис. 2. Пример зависимости погрешности позиционирования от времени без коррекции (1) и с коррекцией (2)

Закключение. Разработан и исследован новый метод коррекции дрейфа координаты записывающего лазерного пучка в устройствах изготовления ДОО с круговым сканированием. Показано, что за время записи в течении более 2 часов дрейф не превышает 0.05 мкм.

Данная работа поддержана частично грантом РФФИ ОФИ-М № 4-29-07227 и междисциплинарным интеграционным проектом № 112 Сибирского отделения РАН.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Poleshchuk A.G., Churin E.G., Koronkevich V.P., Korolkov V.P. etc. Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure//Appl. Opt. -1999.- V.- 38.- P. 1295-1301.

2. Chang Yu-Chun and Burge J.H. Error analysis for CGH optical testing // Proc. of SPIE. - 1999.- 3782.- P. 358-366.

3. Патент РФ № 2540065. Способ изготовления дифракционного оптического элемента (ДОЭ) / Авторы: Полещук А.Г., Корольков В.П., Шиманский Р.В., Черкашин В.В.- Оpubл. 27.01.2015

© *Р. В. Шиманский, А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. В. Черкашин, 2015*

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ ГАУССОВЫМИ ПУЧКАМИ

Сергей Александрович Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры наносистем и оплотехники, тел. (383)343-91-11, e-mail: shoydin@ssga.ru

Для случая фазовых объёмных голограмм показано влияние формы голограммы на её дифракционную эффективность, в зависимости от экспозиции.

Ключевые слова: голография, дифракционная эффективность, формфактор, видность полос, степень когерентности.

DIFFRACTION EFFICIENCY OF HOLOGRAMS, WRITTEN DOWN BY GAUSSIAN WAVES

Sergey A. Shoydin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Ph. D., professor, Department of Nanosystems and optics engineering, tel. (383)343-91-11, e-mail: shoydin@ssga.ru

For a case of phase volume holograms is shown the influence of a form of the hologram to the diffraction efficiency, on depending of exposition.

Key words: holography, diffraction efficiency, formfaktor, visibility of a lattice, coherence degree.

Качество восстановленных голограммой волновых фронтов [1] (изображений) зависит, прежде всего, от яркости восстановленного изображения, определяемого дифракционной эффективностью голограмм. Она, в свою очередь, определяется как условиями записи, так и условиями восстановления голограмм, что, в значительной мере, определяет качество работы голографических приборов [2 - 5].

Локальная дифракционная эффективность по полю голограмм определяется глубиной модуляции голографической среды, полученной в результате интерференции предметного пучка **a** - несущего информацию о голографируемом объекте, и опорного пучка - **r**. (см. рис. 1, *a*, *b*)

Глубину модуляции характеризует видность интерференционных полос, которую Майкельсон [8] определил следующим образом:

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (1)$$

Здесь $I_{\max}$ и $I_{\min}$ – максимальная и минимальная интенсивность соответственно. В голографии $I_{\max}$ и $I_{\min}$ образуются в результате интерференции объектной и опорной волны:

$$I = |a + r|^2 = I_a + I_r + a r^* + r a^*, \quad (2)$$

где a и r – комплексные амплитуды электромагнитного поля объектного и опорного пучков, которые используются для когерентного света.

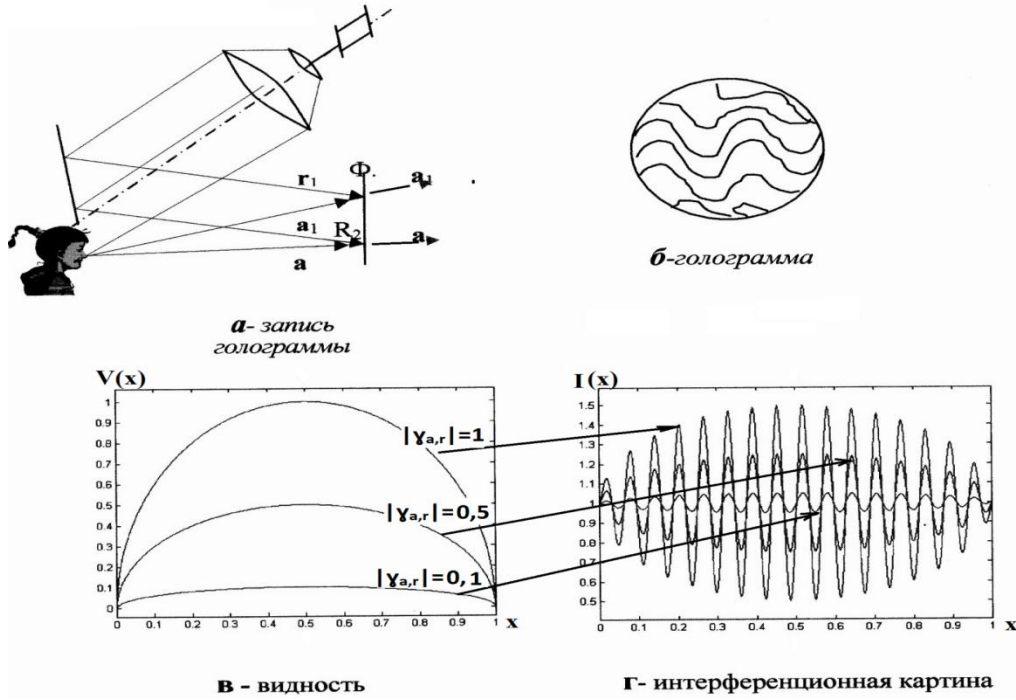


Рис. 1. а – схема Лейта и Упатниекса, б - пример структуры интерференционных полос, в, г – графики соответственно видности (1) и интенсивности (2) интерференционных полос в зависимости от нормированных интенсивностей ($x = I_a$) объектного и ($1-x = I_r$) опорного пучков

Более общее выражение, пригодное для частично когерентного света [6]:

$$I = I_a + I_r + \langle \dot{a} \dot{r}^* + \dot{r} \dot{a}^* \rangle = I_a + I_r + 2\text{Re}[\langle \dot{a} \dot{r}^* \rangle] =$$

$$= I_a + I_r + 2 (I_a I_r)^{1/2} \text{Re}[\gamma_{a,r}] = I_a + I_r + 2 (I_a I_r)^{1/2} |\gamma_{a,r}| \cos(\beta_{a,r}) \quad (3)$$

Здесь $\gamma_{a,r}$ – комплексная степень когерентности, определяемая как нормированная корреляция между $\dot{a}$ и $\dot{r}$.

Подставляя (3) в (1) и выбирая соответствующие $\beta_{a,r} = 1$ и -1 получаем:

$$I_{\max} = I_a + I_r + 2 (I_a I_r)^{1/2} |\gamma_{a,r}|, \quad \text{а} \quad I_{\min} = I_a + I_r - 2 (I_a I_r)^{1/2} |\gamma_{a,r}| \quad (4)$$

Откуда видность:

$$V = 4 (I_a I_r)^{1/2} | \gamma_{a,r} | / 2(I_a + I_r) = 2 | \gamma_{a,r} | / [(I_a / I_r)^{1/2} + (I_r / I_a)^{1/2}] \quad (5)$$

Очевидный результат - видность интерференционных полос, падающего на голограмму излучения достигает максимума при $| \gamma_{a,r} | = 1$ и $I_a = I_r$

Неоднородность яркости объектного и опорного пучков связана не только с неоднородностью яркости голографируемых объектов, она зачастую [2] имманентно присуща, прежде всего, неоднородности самого лазерного излучения, имеющего гауссов вид:

$$I = I_0 \exp(-2r^2/\Delta^2) \quad (6)$$

Здесь r – радиальная координата относительно центра пучка на голограмме, а Δ – ширина пучка по уровню e^{-2} .

Из (4, 5, 6) видно, что глубина интерференционной картины может меняться по полю голограммы, давая разный вклад в дифракционную эффективность, как это видно на рис. 2

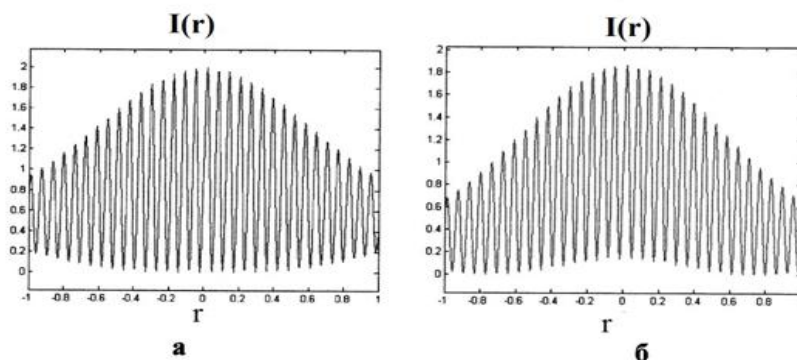


Рис. 2. а – интерференционная картина вдоль r -координаты голограммы с $| \gamma_{a,r} | = 1$ для $I_a / I_r = 1$; б – интерференционная картина для $I_a / I_r = 3$

Интересно, что в этих крайних случаях контраст полос почти не отличается. По размаху интерференционных полос также можно судить, что видность локально по участкам голограммы в обоих случаях почти одинакова. Однако она существенно меняется по полю голограммы. И это играет существенную роль во вкладе в общую дифракционную эффективность голограммы поскольку у объёмных голограмм вклад фотоиндуцированного коэффициента преломления сам по себе имеет сложный характер. В идеальной среде он имеет форму синусоиды [6], которая зависит и от видности, и от экспозиции через величину фотоиндуцированного изменения показателя преломления [6. С. 279]

$$\eta \sim \sin^2(\alpha \cdot \Delta n) \quad (7)$$

Здесь $\Delta n \sim EV$ – фотоиндуцированное изменение показателя преломления фотоматериала при экспонировании её интерферирующим пучком, пропорциональное экспозиции E и видимости V , а α - коэффициент пропорциональности фотототклика, характеризующий голографическую фоточувствительность материала, как экспериментально измеренный в [8] для материала «Реоксан» (рис. 5, а).

На рис. 3 показано, как могла бы, согласно (8), изменяться дифракционная эффективность по полю голограммы вдоль r , при увеличении $\alpha \cdot \Delta n$. Видно, что линейной зависимости даже в равномерно освещённой голограмме не наблюдается.

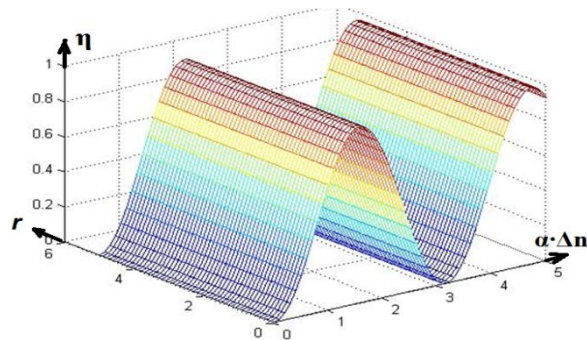


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности η по полю равномерно проэкспонированной (не меняется вдоль r) голограммы от экспозиции, вызывающей изменение показателя преломления среды Δn в безразмерных единицах $\alpha \cdot \Delta n$

Ещё более усложняется ситуация при неравномерной засветке голограмм. Так, в случае гауссовых пучков, когда Δn изменяется пропорционально видимости (6) и экспозиции, пропорциональной (7), см. [8], возникает ситуация, когда центральные, более яркие, части голограммы (здесь $r=3$) экспонируются сильнее. Они и быстрее, с ростом Δn , приходят к насыщению, показанному на рис. 3. А вот периферийные участки голограммы (здесь r вблизи 0 и 3) отстают, как показано на рис. 4.

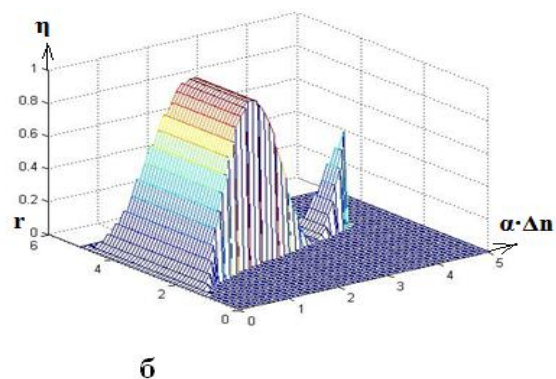
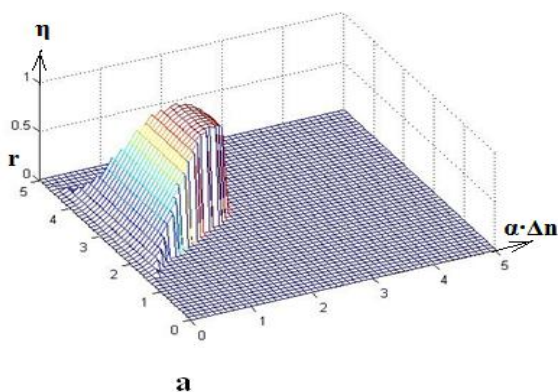


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности $\eta(\mathbf{r})$ по полю гауссовой голограммы от экспозиции, вызывающей неравномерное по полю ($\mathbf{r}$) изменение показателя преломления среды Δn , выраженное в безразмерных единицах $(\alpha \cdot \Delta n)$

На рис. 4, *а* видна ситуация, когда только центральная часть голограммы достигла максимума дифракционной эффективности. На рис. 4, *б* она уже перевалила максимум и, согласно модели связанных волн, снова уменьшилась, пройдя ноль и даже снова подросла.

Общая же дифракционная эффективность, складывающаяся из локальных участков, имеет вид сначала растущей, затем проваливающейся и снова поднимающейся кривой. Она явно зависит от формы голограммы и определяется интегралом локальных эффективностей по полю голограммы, что сродни понятию «формфактор». Для случая гауссовых пучков, будучи вычисленной соответственно рис. 4, она выглядит, как показано на рис. 5

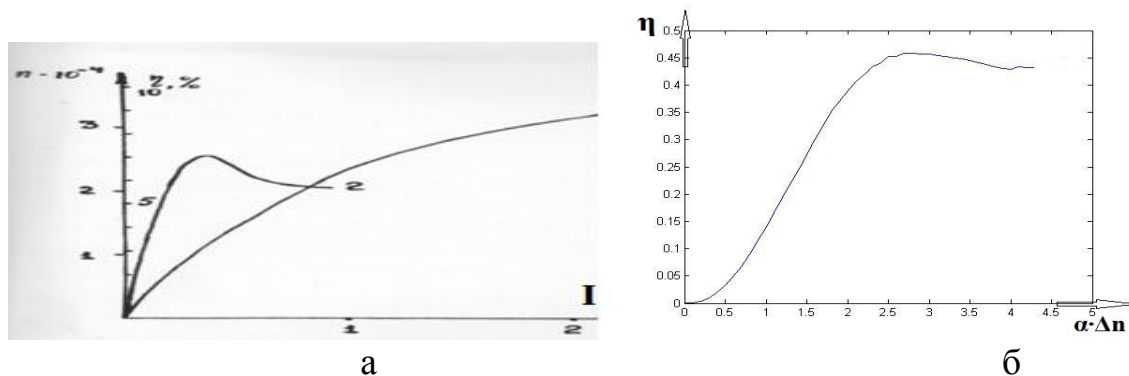


Рис. 5

а – экспериментальная зависимость дифракционной эффективности от фотоиндуцированного показателя преломления от экспозиции (кривая 2); *б* – расчётная зависимость дифракционной эффективности гауссовой голограммы от фотоиндуцированного показателя преломления. Шкала $\alpha \cdot \Delta n$ на рис. *б* приведена в безразмерных единицах.

Видно, что кривая 2 на рис. 5, *а* (она была получена ранее, при изучении записи гауссовых голограмм в материале Реоксан [7]) довольно хорошо повторяет ход кривой на рис. 5, *б*.

Кривая 1 соответствует зависимости среднего фотоиндуцированного показателя преломления Δn гауссовой голограммы от экспозиции I , а кривая 2 соответствует зависимости дифракционной эффективности гауссовой голограммы от той же экспозиции I .

Из сравнения рис. 5, *а* и рис. 5, *б* видно характерное «седло» на участке, когда экспозиция голограммы проходит первый локальный максимум. Это, как было показано выше, объясняется фактором неравномерного изменения характеристик голограммы по полю. Такое изменение, имеющее свой вид для каж-

дой формы голограммы (гауссовой, или иной формы), может, на наш взгляд, называться, формфактором голограмм. Для определения причин отличия различных формфакторов следует провести аналогичные исследования для разных типов голограмм.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного излучения / Ю. Н. Денисюк. – ДАН СССР. – 1962. – Т. 44. – С. 1275.
2. Шойдин С. А. Исследование голографического запоминающего устройства в режиме записи одиночных голограмм // ОМП. – 1980. – № 11. – С. 3–8.
3. Шойдин С. А., Сандер Е. А. Запись голограмм в динамических безрелаксационных средах / Опт. и спектр. – 1985. – Т. 58. – Вып. 1. – С. 200–202.
4. Шойдин С. А., Кондаков В. Ю., Смольский Г. О. Методика выполнения измерений дифракционной эффективности голограммы Денисюка на ПФГ-04 / Проблемы метрол. обеспечения топографо-геодез. пр-ва и землеустр. работ: Материалы науч.-техн. конф., 17–21 дек. 2001 г. СГГА. – Новосибирск, 2001. – 62 с.
5. Шойдин С. А., Кондаков В. Ю. Оценка энергетических характеристик голографических визиров / Современные проблемы геодезии и оптики: Сб. материалов ЛП междунар. науч.-техн. конф., посвящённой 70-летию СГГА, 11–21 марта 2003 г. Ч. II / СГГА. – Новосибирск. – 2003. – 145 с.
6. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973. – 686 с.
7. Сандер Е. А., Суханов В. И., Шойдин С. А. Исследование голографической записи двоичной информации в объемной регистрирующей среде реоксан. В кн.: Оптическая голография. – Л.: Наука, 1983. – С. 77–89.
8. Шойдин С. А. Влияние параметров лазеров на информационную ёмкость канала связи / Лазеры, измерения, информация: Тез. конф. Санкт-Петербургского Государственного Политехнического Университета, СПб, 9–11 июня 2014. – СПб., 2014. – С. 117–118.

© С. А. Шойдин, 2015

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ФОТОННЫХ ТЕРАСТРУЙ МЕЗОМАСШТАБНЫМИ СФЕРОЙ И КУБИКОМ

Олег Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, заведующий кафедрой метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@ssga.ru

Игорь Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор кафедры метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Никита Анатольевич Харитошин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, аспирант, тел. (952)940-84-49, e-mail: Kharitoshin.N.A@mail.ru

Рассмотрены особенности формирования фотонных терастрей диэлектрическими мезомасштабными частицами в форме сферы и кубика.

Ключевые слова: тераструя, сфера, кубик, моделирование.

PHOTONIC TERAJET FORMATION BY MESOSCALE SPHERE AND CUBOID

Igor V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, professor of the department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Oleg V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, head of a department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@ssga.ru

Nikita A. Kharitoshin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., a post-graduate student, tel. (952)940-84-49, e-mail: Kharitoshin.N.A@mail.ru

Photonic terajet formation by dielectric mesoscale sphere and cuboid are investigated.

Key words: terajet, sphere, cuboid, simulation.

Ниже приведены сравнительные результаты моделирования особенностей формирования фотонной тераструи для мезомасштабной диэлектрической частицы (показатель преломления 1.46) сферической [1] и кубической [2] формы. Моделирование проведено на коммерческом программном продукте FEKO 5.5 [3]. Падающее излучение линейно поляризовано и направлено по оси У.

Сравнения результатов моделирования по рис. 1, 2 показывают:

1. Для одинакового материала диэлектрика область максимальной концентрации сфокусированного излучения для сфера находится внутри частицы, для кубика – вне частицы.

2. Обе частицы обеспечивают одинаковое пространственное разрешение и длину тераструи.

3. «Усиление» (отношение максимального значения интенсивности поля в тераструе к падающему излучению) для кубической частицы выше, чем для сферической.

4. Ширина ДН (полного рассеяния) в дальней зоне для кубической частицы уже, чем для сферической. Однако уровень боковых лепестков рассеяния в плоскости поляризации падающего излучения (ось Y) для сферической частицы несколько меньше, чем для кубической.

5. Ширина ДН (полного рассеяния) в дальней зоне для кубической частицы уже, чем это дает классическая формула для квадратной апертуры.

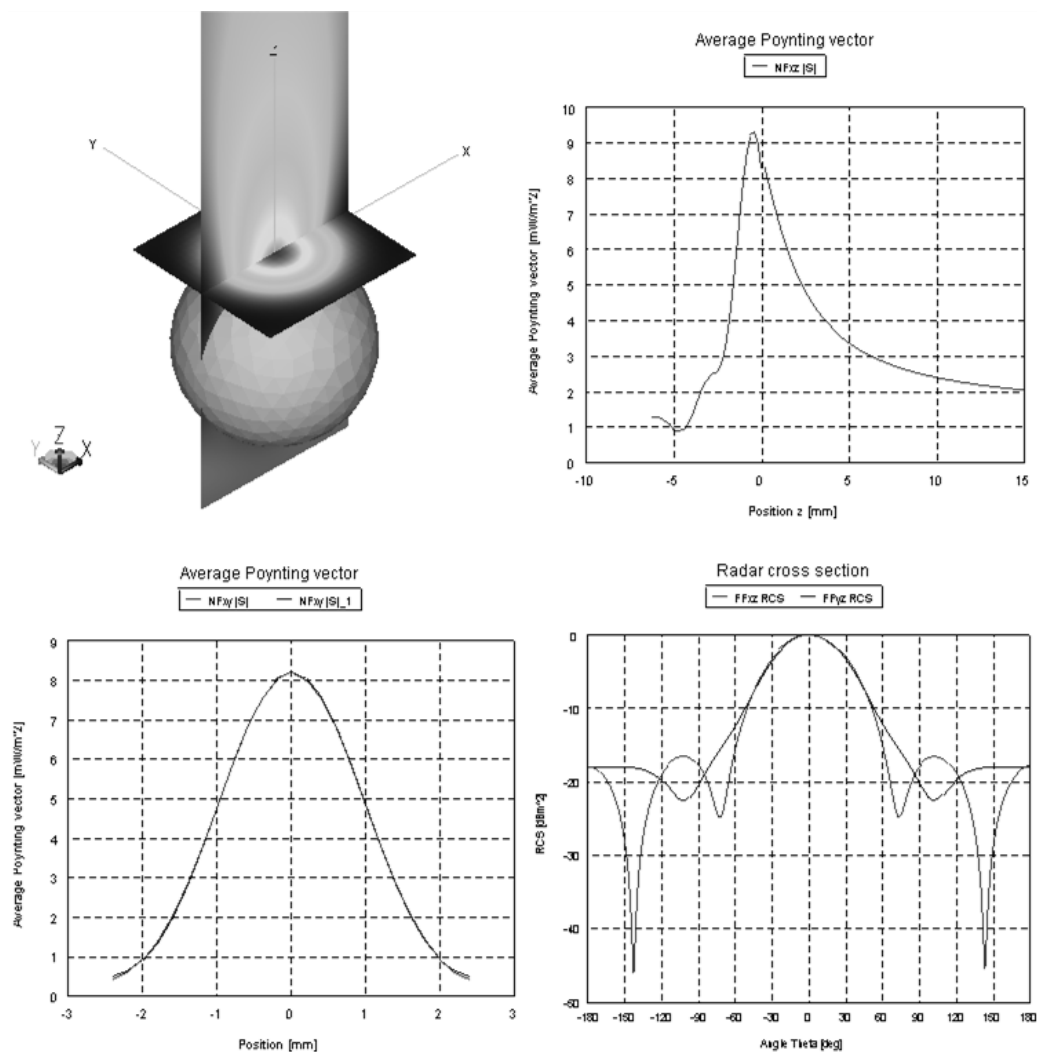


Рис. 1. Формирование фотонной тераструи для сферической диэлектрической частицы диаметром, равным длине волны излучения:

вверху справа – распределение вектора Пойтинга вдоль направления распространения излучения, слева внизу – распределение вектора Пойтинга поперек струи непосредственно за поверхностью сферы, справа внизу – диаграмма рассеяния поля в дальней зоне

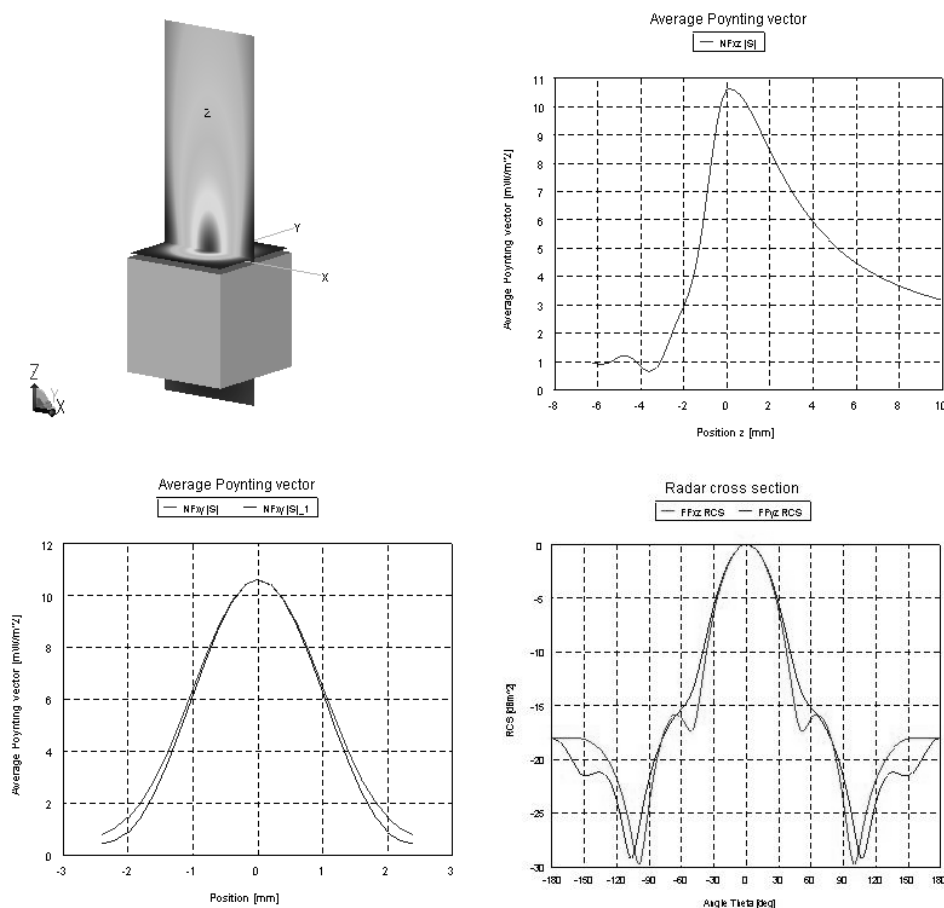


Рис. 2. Формирование фотонной тераструи для кубической диэлектрической частицы с размерами граней, равными длине волны излучения:

вверху справа – распределение вектора Пойтинга вдоль направления распространения излучения, слева внизу – распределение вектора Пойтинга поперек струи непосредственно за поверхностью кубика, справа внизу – диаграмма рассеяния поля в дальней зоне

При этом для кубика в дальней зоне ширина ДН по уровню -3 дБ равна 20.6 град. Заметим, что для квадратной апертуры при $a \gg \lambda$ при равномерном распределении поля по раскрытию ширина диаграммы направленности в дальней зоне определяется как $2\theta_{05} = 0.89 \lambda/a$ – в Е плоскости и $2\theta_{05} = 1.18 \lambda/a$ – в Н плоскости.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A. Heifetz, S.-C. Kong, A. V. Sahakian, A. Taflove, and V. Backman. "Photonic Nano-jets," J. Comput. Theor. Nanosci. 6, 1979 (2009).
2. V. Pacheco-Pena, M. Beruete, I. V. Minin, O. V. Minin. "Terajets produced by 3D dielectric cuboids," Appl. Phys. Lett. V.105, 084102 (2014)
3. FEKO - EM Simulation Software. <https://www.feko.info/>

© О. В. Минин, И. В. Минин, Н. А. Харитошин, 2015

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ МЕЗОМАСШТАБНОЙ КВАЗИОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧ НА ОСНОВЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КУБИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ, ФОРМИРУЮЩИХ ФОТОННЫЕ ТЕРАСТРУИ

Игорь Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор кафедры метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Олег Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, заведующий кафедрой метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@snga.ru

Никита Анатольевич Харитович

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, аспирант, тел. (952)940-84-49, e-mail: Kharitoshin.N.A@mail.ru

В работе предложено построение квазиоптической линии передач на основе квазипериодического индуцирования фотонных терастрей с помощью одномерной решетки диэлектрических кубов.

Ключевые слова: фотонная наноструя, тераструя, волновой фронт, диэлектрический волновод.

CREATION OF THE POSSIBILITY MESOSCALE QUASI-OPTICAL TRANSMISSION LINE ON DIELECTRIC CUBIC ELEMENT, FORMED BY THE PHOTONS TERASTRU

Igor V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, professor of the department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Oleg V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, head of a department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@snga.ru

Nikita A. Kharitoshin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., graduate student, tel. (952)940-84-49, e-mail: Kharitoshin.N.A@mail.ru

Construction of quasioptical transmission line proposed in this paper we use a one-dimensional lattice of dielectric cuboids based on a quasiperiodic photonic induction terajets.

Key words: photonic nanojet, terajet, the wave front, the dielectric waveguide.

Для работы в диапазоне субмиллиметровых волн наиболее подходящим является обычный диэлектрический волновод, представляющий собой стержень круглого или овального сечения, выполненный из высококачественного (неполярного) диэлектрика. Затухание в диэлектрическом волноводе при постоянной фазовой скорости растет пропорционально частоте, тогда как в стандартных металлических волноводах затухание пропорционально частоте в степени три вторых. Отсюда следует, что с укорочением длины волны относительные преимущества диэлектрического волновода возрастают. Однако при переходе в терагерцовый диапазон возникает ряд существенных трудностей использования диэлектрических волноводов. [1]

Линзовый микроволновый лучевой волновод впервые был предложен Губо [2].

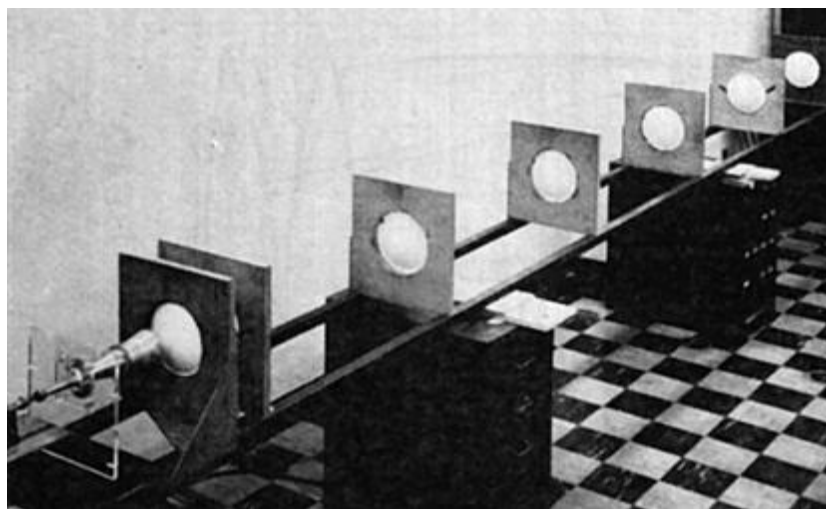


Рис. 1. Квазиоптическая линия Губо [2]

Назначение линз в линии Губо – периодически корректировать распределение фазы по сечению пучка без заметного изменения его амплитудного распределения. Поэтому линзу в такой линии рассматривают как фазовый корректор. Расстояния между линзами таковы, что при распространении волн между линзами проявляются два конкурирующих эффекта: фокусировка пучка волн линзами, сужающая пучок, и дифракционное расширение пучка вследствие конечности размеров линз. При этом в линии, как в волноводе, при интерференции волн в пучке образуются волновые структуры, подобные волноводным модам.

Однако количество линз на единицу длины при этом велико, и линзовая линия передач имеет большие потери на отражение.

В работе [3] была рассмотрена линия передач на диапазон 100 ГГц из пенополистироловых сферических линз диаметром 30 мм, установленных на одной оси вплотную друг к другу. Коэффициент преломления материала линзы составлял 1.02.

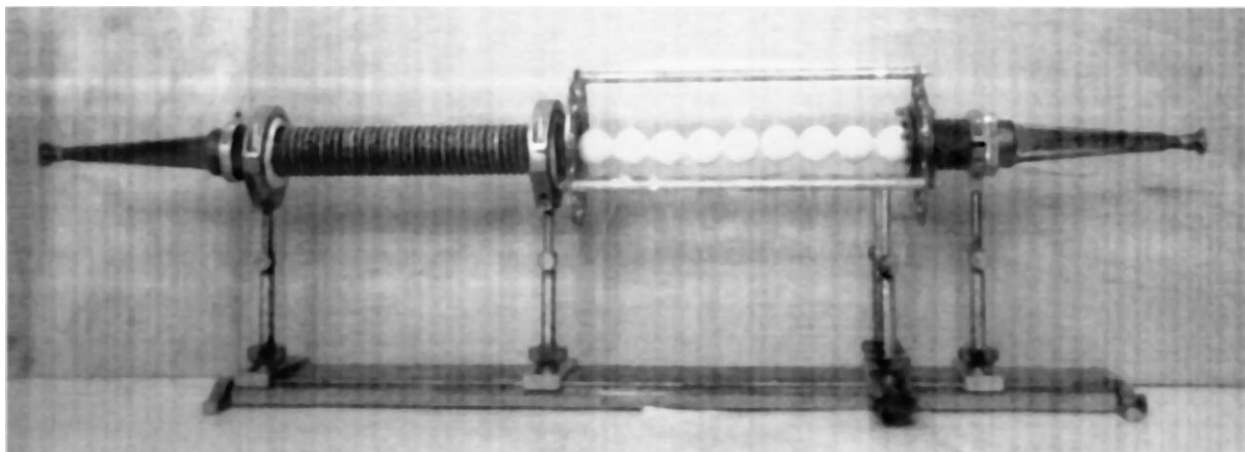


Рис. 2. Линия передач на диапазон 100 ГГц из пенополистироловых сферических линз [4]

В оптическом диапазоне сейчас исследования таких волноводов ведутся в направлении применения цепочек диэлектрических сферических частиц размером порядка нескольких микрон [4-7]. В оптическом диапазоне частот такие частицы обладают резонансными "шепчущими" модами с большими временами жизни [8]. Таким образом, такие цепочки представляют собой волноводы, состоящие из слабо взаимодействующих между собой оптических резонаторов высокой добротности (coupled resonator optical waveguides – CROW). Идея таких волноводов была предложена в работе [9]. Если частицы выстроены в цепочку, то взаимодействие между ними приводит к формированию коллективных мод, образующих узкие зоны в окрестности частот резонансных мод уединенной частицы [4, 8-9]. Таким образом, такие волноводы способны эффективно передавать лишь такие оптические возбуждения, частоты которых близки к резонансным частотам частиц, благодаря чему их можно использовать как оптические фильтры высокой точности. В работе [10] было получено распространение вдоль волновода оптического возбуждения, затухающего в e раз на расстоянии порядка 1 – 1,5 частиц. Однако их поперечные размеры многократно превышают длину волны видимого света, что затрудняет их использование в области ТГц диапазона и нанооптики.

В коротковолновой части миллиметрового диапазона волн, субмиллиметровом (ТГц) диапазоне перспективными дифракционными элементами, формирующими аналог фотонной струи – тераструю, являются диэлектрические кубические мезомасштабные структуры [11, 12]. Однако в указанных работах рассмотрены одиночные кубические элементы.

В настоящей работе приведены результаты предварительного моделирования системы кубических элементов, формирующих фотонные тераструи и предназначенные для линий передачи энергии в миллиметровом и ТГц диапазонах.

На рис. 3 приведены результаты трехмерного моделирования распространения излучения частотой 300 ГГц через систему из трех диэлектрических кубиков, расположенных на оптимальном расстоянии друг от друга.

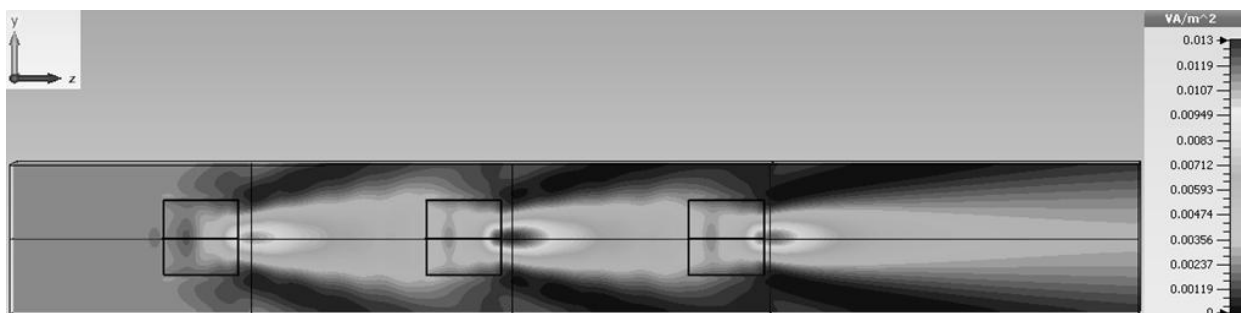


Рис. 3. Трехмерная модель распространения излучения частотой 300 ГГц через систему из трех диэлектрических кубиков, расположенных на оптимальном расстоянии друг от друга

На рис. 4 показано распределение интенсивности поля вдоль направления распространения излучения для указанной на рис.3 конфигурации.

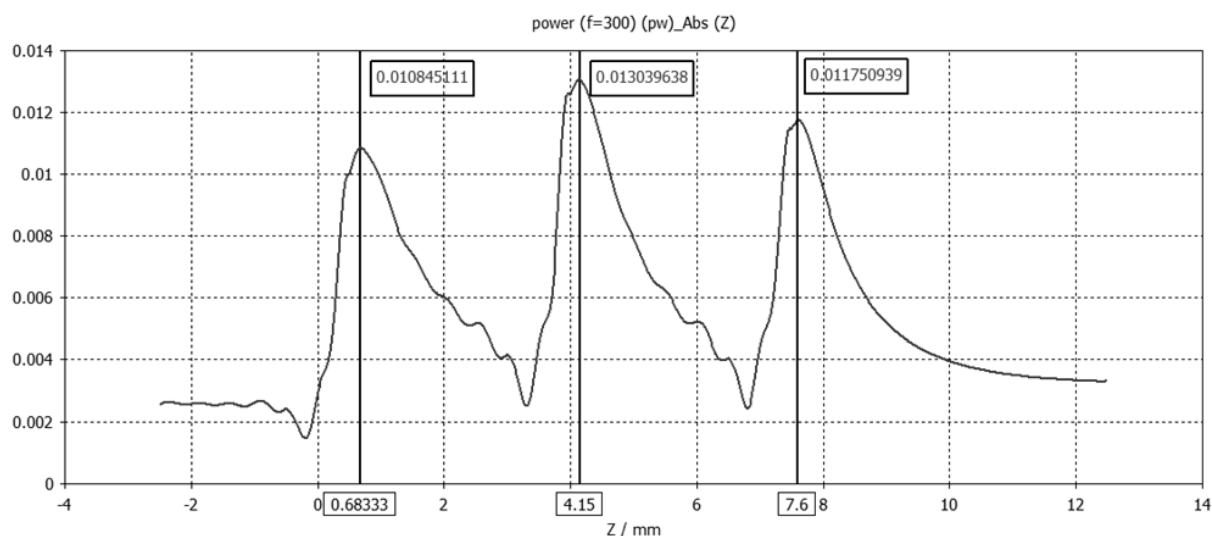


Рис.4. Распределение интенсивности поля вдоль направления распространения излучения для указанной на рис.3 конфигурации.

Приведенные результаты свидетельствуют о возможности создания мезомасштабной квазиоптической линии передач миллиметрового и терагерцового диапазонов на основе кубических диэлектрических структур, формирующих фотонные тераструктуры.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988.
2. CHRISTIAPT J. R., GOUBAU G. Experimental Studies on a Beam Waveguide for Millimeter Waves//IRE Trans., 1961, AP-9, No. 3. – pp. 256-263.
3. Князьков Л. Б., Руженцев Н. В. Периодическая линзовая линия передач миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн // Письма в ЖТФ, 2008, т. 34, вып. 20. – С. 59–64.
4. Агранович В. М., Дубовский О. А. Влияние запаздывающего взаимодействия на спектр экситонов в одномерных и двумерных кристаллах // Письма в ЖЭТФ, 1966, № 3. – С. 345.
5. Deych L. I., Roslyak O.. Photonic band mixing in linear chains of optically coupled microspheres // Phys. Rev., 2006, E 73. – С. 036606.
6. Seungmoo Yang, Astratov V. N.. Photonic nanojet-induced modes in chains of size-disordered microspheres with an attenuation of only 0.08 dB per sphere. // Appl. Phys. Lett., 2008, 92. – С. 261111.
7. Yoshiko Hara, Takashi Mukaiyama, Kenji Takeda, Makoto Kuwata-Gonokami. Heavy Photon States in Photonic Chains of Resonantly Coupled Cavities with Supermonodispersive Microspheres.// Phys. Rev. Lett., 2005, 94. – С. 203905.
8. Highly efficient optical coupling and transport phenomena in chains of dielectric microspheres / Zhigang Chen, Taflove Allen, Backman Vadim. // Optics Letters, 2006, 31. – С. 389.
9. Observation of Structure Resonances in the Fluorescence Spectra from Microspheres / R. E. Benner, P.W. Barber, Owen J. F., Chang R. K.. // Phys. Rev. Lett., 1980, 44. – С. 475 (1980).
10. Coupled-resonator optical waveguides doped with nanocrystals. / Björn M. Möller, Woggon Ulrike, Artemyev M. V. // Optics Letters, 2005, 30. – С. 2116.
11. Terajets produced by 3D dielectric cuboids / Pacheco-Peña V., Beruete M., Minin I. V., and Minin O. V.// Appl. Phys. Lett., 2014, 105. – С. 084102.
12. Multifrequency focusing and wide angular scanning of terajets / Pacheco-Peña V., Beruete M., Minin I. V., and Minin O. V.. // Optics letters, 2015, Vol. 40, Iss. 2.

© И. В. Минин, О. В. Минин, Н. А. Харитошин, 2015

ОБЗОР КОММЕРЧЕСКИХ ПРОГРАММНЫХ ПРОДУКТОВ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФОТОННЫХ СТРУЙ

Игорь Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор кафедры метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Олег Владиленович Минин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, заведующий кафедрой метрологии и технологии оптического производства, тел. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@ssga.ru

Никита Анатольевич Харитошин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, аспирант, тел. (952)940-84-49, e-mail: Kharitoshin.N.A@mail.ru

Приведен краткий анализ основных коммерческих программных продуктов применительно к проблеме моделирования фотонных струй.

Ключевые слова: фотонная струя, коммерческий программный продукт, моделирование.

REVIEW OF COMMERCIAL SOFTWARE FOR MODELING PHOTON JETS

Igor V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, professor of the department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: prof.minin@gmail.com

Oleg V. Minin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., doctor of technical sciences, head of a department of metrology and optical technology, tel. (383)361-07-45, e-mail: kaf.metrol@ssga.ru

Nikita A. Kharitoshin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., graduate student, tel. (952)940-84-49, e-mail: Kharitoshin.N.A@mail.ru

The short analysis of the main commercial software products in relation to a problem of modeling of photon streams is provided.

Key words: photonic jet, commercial software, modeling.

Анализ взаимодействия электромагнитных волн с (нано) цилиндрическими и сферическими частицами при помощи различных численных методов было предметом интенсивных исследований.

Методы полного моделирования волны обычно классифицируются на основе их метода решения: конечных элементов (FE), конечных разностей во временном интервале (FDTD), конечных интеграций техники (FIT) и интегральных уравнениях (IE), решаемых методом моментов (MoM).

В настоящее время доступны более 20 коммерческих пакетов программного обеспечения на основе различных численных методов. Известно, что первой компанией публично продавшей пакет программного обеспечения FDTD, была Computer Simulation Technology (CST), которая была основана в 1992. Их текущий продукт CST - Microwave Studio® [1]. Компания "Remcom software" была основана в 1994 и в настоящее время продает программное обеспечение XFDTD™ [2]. Сегодня конкуренты в микроволновом и радиочастотном рынках включают в частности: EMA3D™[3], Empire's XCcel™ [4], QuickWave™ [5], а следующие основные компании также продают программное обеспечение FDTD, которое специализируется на фотонике: Rsoft's FullWAVE™[6], Optiwave's OptiFDTD™[7], EM Explorer Studio™ [8], EM Photonics FastFDTD™ [9] и COMSOL Multiphysics [10].

Рассмотрим основное коммерческое программное обеспечение, которое использовалось для моделирования фотонной (нано) струи. Впервые FDTD моделирование фотонных наноструй из диэлектрических наночастиц было в 2004-2005 [11-12].

Коммерческий пакет программного обеспечения COMSOL Multiphysics [10] применяется для моделирования рассеивания плоской волны в цилиндре [13]. Comsol Multiphysics использует метод конечных элементов [14], чтобы решить дифференциальные уравнения в частных производных для 2D и 3D. Есть прямые решатели, более подходящие для меньших проблем и итеративные решатели, подходящие для больших проблем. Количественные производные электромагнитного поля такие, как вектор Пойнтинга, энергия, и энергетические потери, доступны как предопределенные переменные. Границы совершенной магнитной проводимости (PMC) использовались на двух боковых сторонах вычислительного домена, которые ограничивают поляризацию падающей волны ТЕМ. В конечной части области, авторы использовали идеально согласованный слой (PML) в качестве границы для моделирования СВЧ-поглотителей. Измеренные FWHM перетяжки фотонных струй составили около 0.65λ ($\lambda = 25$ мм для 12 ГГц) – меньше, чем числовое моделирование (около 0.4λ).

В работе [15] были проанализированы вычисления с помощью программного обеспечения CST Microwave Studio [1] на основе конечного метода интеграции (FIT) частицы находящейся на поверхности металлической периодической рельефной поверхности. Но детали моделирования на сетке и фотонные параметров струи неизвестны. CST позволяет выбирать временной интервал, а также подход в частотной области. Могут быть выбраны несколько типов сетки. Система автоматической сетки определяет важные моменты в структуре (твердых точек) и определяет местоположение узлов сетки. Проблемой, иногда наблюдаемой с CST, является пульсация в частотной характеристике в случае,

если параметры настройки инструмента не надлежащие. Это связано с тем, что CST - по сути решатель временного интервала [14].

В [16] были вычислены свойства обработки изображений сферической микролинзы (М) базовой программой трассировки лучей геометрической оптики ZEMAX и CST [1]. Сравнение, показанное в [16], когда линза была полупогружена в SU-8 резист, F (фокальная плоскость объектного пространства от центра микросферы) полученное из CST, составило 3.5 μm . Согласно геометрической оптике, расчетное увеличение было $3.31\times$, $-1.71\times$, и $-1.15\times$ при $d=0$, 3.1, и 4.1 мкм, соответственно. Когда линза не была полупогружена в SU-8 резист, F полученный из CST были 3.0 мкм, и расчетное увеличение составило $5.40\times$, $-1.18\times$, и $-0.85\times$ при $d=0$, 3.1, и 4.1 мкм, соответственно.

Расчетные увеличения, используя короткое F из CST были очень близки к экспериментальным, размытых изображений.

В работе [17] фотонные наноструи создавались одиночными латексными микросферами, освещаемыми плоской волной. Измерения выполнялись быстрым сканирующим конфокальным микроскопом в режиме обнаружения, где обнаружение отверстий определяются дифракционным пределом объема наблюдения, который сканируются в трех измерениях над микросферой. Измеренные размеры FWHM наноструи были 270 нм для сферы 3 мкм с длиной волны 520 нм и длиной струи более чем 3 длины волны. Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами, выполненными, используя квазиточную теорию Mie с аналитическими выражениями для падающих, рассеянных, и внутренних полей на основе многополюсных волновых функций. В табл. ниже показано сравнение экспериментальных результатов и результатов моделирования из Рис. 3d [17].

Таблица

Z, μ	Exp. (FWHM), nm	Sim. (FWHM), nm
2.5	300	300
3	400	400
3.5	500	620
4	630	800
4.5	650	780

Относительное расхождение между экспериментом и моделированием, которое авторы объясняют как «стеклянная подложка не вносит нарушения в симметрию, так что эти свойства (например, FWHM) должны в основном оставаться неизменными. Однако эти соображения не применяются к осевым параметрам, таким как реактивное расхождение».

Таким образом, из обзора основных программных коммерческих продуктов, представленных на рынке, можно сделать вывод, что наиболее близкие результаты моделирования к имеющимся в литературе – достоверные экспери-

ментальные данные исследования фотонных струй показывают CST STUDIO SUITE и COMSOL Multiphysics.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. <http://www.cst.com/>
2. <http://www.remcom.com/>
3. http://electromagneticapplications.com/ema3d_main.html
4. <http://www.empire.de/>
5. <http://www.qwed.com.pl/>
6. <http://rsoftdesign.com>
7. <http://www.optiwave.com/>
8. <http://www.emexplorer.net/>
9. <http://www.emphotonics.com/>
10. www.comsol.com/
11. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express, 2004, 12. – pp.1214 – 1220.
12. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets / X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express, 2005, 13. – pp. 526 - 533.
13. Li Zhao, Chong Kim Ong. Direct Observation of Photonic Jets and Corresponding Back-scattering Enhancement at Microwave frequencies // arxiv.org/pdf/0903.1693.
14. Guy A. E. Vandenbosch. Computational Electromagnetics in Plasmonics / InTech, 2012.
15. The optical microscopy with virtual image breaks a record: 50-nm resolution imaging is demonstrated / Zengbo Wang, Wei Guo, Lin Li, Zhu Liu, Boris Luk'yanchuk, Zaichun Chen and Minghui Hong.// arxiv.org/pdf/1006.4037.
16. Experimental imaging properties of immersion microscale spherical lenses / Ran Ye, Yong-Hong Ye, Hui Feng Ma, Lingling Cao, Jun Ma, Frank Wyrowski, Rui Shi and Jia-Yu Zhang.// Scientific Reports, 2014, 4, Article number: 3769, doi:10.1038/srep03769.
17. Direct imaging of photonic nanojets. / P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta, B. Stout, et al. // Optics Express, 2008, 16 (10). – pp.6930-6940.

© И. В. Минин, О. В. Минин, Н. А. Харитошин, 2015

СРАВНЕНИЕ ГРАНИЦ РАО – КРАМЕРА И ДИСПЕРСИИ МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНЫХ ОЦЕНОК ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ УЗКОПОЛОСНОГО НОРМАЛЬНОГО СЛУЧАЙНОГО ПРОЦЕССА

Виктор Сергеевич Соболев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник лаборатории оптических информационных систем, тел. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

Представлены результаты сравнения среднеквадратических отклонений максимально правдоподобных оценок центральной частоты узкополосных случайных процессов и границ Рао-Крамера как функции числа используемых отсчетов. Используя представленные результаты, разработчики оптикоэлектронных систем могут легко оценить их потенциальную точность.

Ключевые слова: лазерные доплеровские системы, максимально правдоподобные оценки, границы Рао-Крамера, фильтрация.

COMPARISON OF CRAMER-RAO BOUNDS AND THE VARIANCE OF THE MAXIMUM LIKELIHOOD ESTIMATES OF NARROWBAND NORMAL RANDOM PROCESS CENTER FREQUENCY

Victor S. Sobolev

Federal State Institution of Science Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Ak. Koptuyuga Av., Ph. D., Professor, Chief Researcher of Laboratory of Optical Information Systems, tel. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

The results of comparison of the standard deviations of the center frequency maximum likelihood estimates for the narrowband random processes and the Cramer-Rao bounds as a function of the number of samples used are presented. Using the results presented, the developers of optoelectronic systems can easily estimate their potential accuracy.

Key words: laser Doppler systems, maximum likelihood estimates, Cramer-Rao bounds, filtration.

Введение. Наиболее точной методикой оценки параметров сигналов радио и лазерных доплеровских систем [1-6] является методика максимального правдоподобия [7,8]. Ее применение стало возможным благодаря тому, что получаемые сигналы эквивалентны узкополосным случайным процессам (УСНП). Теория этих процессов хорошо развита, в частности, известна совместная плотность вероятности их мгновенных отсчетов. Примечательно, что выведены также выражения для определения границ Рао-Крамера (ГРК) такого важного параметра УСНП, как его центральная частота, которая для доплеровских систем пропорциональна скорости исследуемых объектов [9]. Эта граница определяет минимальную дисперсию, которую можно достичь оптимальной обработкой получаемых сигналов. По идее, дисперсия оценки любого параметра

УСНП (с нулевым математическим ожиданием) по критерию максимального правдоподобия асимптотически, (то есть при достаточной длине реализации процесса) должна совпасть со значением соответствующей ГРК. На практике, однако, длина реализации (используемое число отсчетов сигнала при его дискретной обработке) всегда конечна. В этом плане представляет интерес сравнение значений ГРК и дисперсий получаемых максимально правдоподобных оценок как функции числа используемых отсчетов. Доклад посвящен решению этой задачи путем компьютерного моделирования процесса получения максимально правдоподобных оценок (МПО) центральной частоты. Оценка этого параметра определяется как положение максимума функции правдоподобия на оси частот.

1. Технология компьютерного моделирования.

На первом этапе эксперимента в соответствии с алгоритмом [10] создавалась модель УСНП в присутствии белого шума. Поскольку в большинстве доплеровских систем спектр сигнала хорошо аппроксимируется гауссоидой, то для модели была выбрана именно эта форма спектра. Для того чтобы охватить большинство встречающихся на практике сигналов, набор относительных (по отношению к центральной частоте) ширин спектра w процесса был выбран равным 0.01; 0.05; 0.1; 0.2; 0.3; 0.4, а отношение сигнал/шум равным 40, 30, 10 и 0 дБ. Спектральная полоса белого шума располагалась в интервале частот Найквиста от -1 Гц до + 1 Гц. Значение центральной частоты процесса составило 0.5 Гц. В результате моделирования были получены действительная и мнимая компоненты процесса. Для получения достоверных статистических характеристик центральной частоты модель процесса содержала 500000 отсчетов при интервале дискретизации $T_s = 0.5$ сек.

На втором этапе моделирования реализовывался алгоритм максимально правдоподобных оценок центральной частоты. Он выполнялся путем поиска максимума функции правдоподобия, имеющей форму [3,4]

$$\ln p(z | \omega) = - \frac{\mathbf{z}^{\text{Tr}*} \mathbf{D}(\mathbf{R} + \mathbf{N}\mathbf{I})^{-1} \mathbf{D}^* \mathbf{z}}{\sigma^2} - \ln |\mathbf{R} + \mathbf{N}\mathbf{I}| + \text{const} \quad (1)$$

где символы $\mathbf{z}$ означают матрицу комплексных отсчетов процесса, индекс Tr – операцию транспонирования, звездочка – операцию комплексного сопряжения, $\mathbf{D}$ – диагональная матрица с элементами $\exp(j\omega_r T)$, где r – номер отсчета процесса, $\mathbf{R}$ – его корреляционная матрица, $\mathbf{N}$ – отношение шум/сигнал и $\mathbf{I}$ – единичная матрица, σ^2 – дисперсия процесса.

Для реализации алгоритма в формулу (1) подставлялись комплексные отсчеты смоделированного процесса и рассчитанные, исходя из заданной ширины спектра, компоненты его корреляционной матрицы. Далее, для поиска положения максимума функции (1) использовалась система Матлаб, а поиск максимума осуществлялся в диапазоне частот 0 - 1 Гц. При этом количество используемых отсчетов сигнала p варьировалось от 2 до 60.

На третьем этапе на основе полученной реализации оценок центральной частоты вычислялись среднее значение оценки и как мера погрешности измерений ее среднеквадратичное отклонение (СКО).

На четвертом этапе вычислялись СКО ГРК. Эта операция осуществлялась в соответствии со следующей формулой [9]

$$\sigma^2 \geq \frac{-1}{T^2 \sum_{i=0}^{L-1} \sum_{j=0}^{L-1} (i-j)^2 \gamma_{ij} \rho_{ij}}, \quad (2)$$

где ρ_{ij} и γ_{ij} -элементы матрицы $(\mathbf{R}+\mathbf{N}\mathbf{I})$ и обратной ей, соответственно.

2. Результаты компьютерного моделирования.

Ниже в виде графиков (рис. 1, 2, 3) представлены результаты вычислений среднеквадратичных значений ГРК МПО центральной частоты УСНП, полученные в процессе компьютерного моделирования, как функции числа используемых отсчетов.

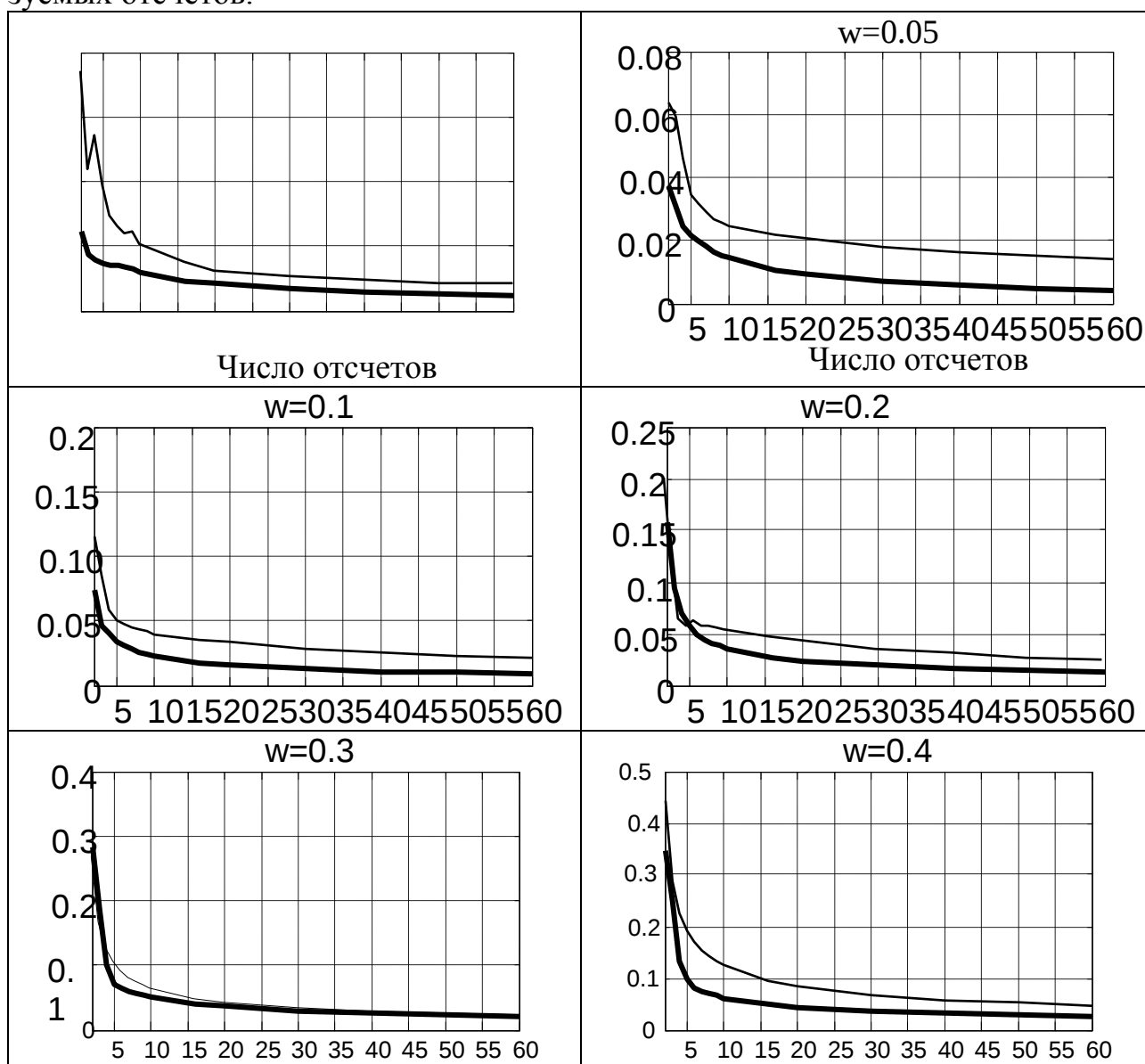


Рис. 1. Границы Рао-Крамера (жирная линия) и СКО МПО центральной частоты процесса как функции числа отсчетов. SNR=30 dB, $T_s=0.5$ с

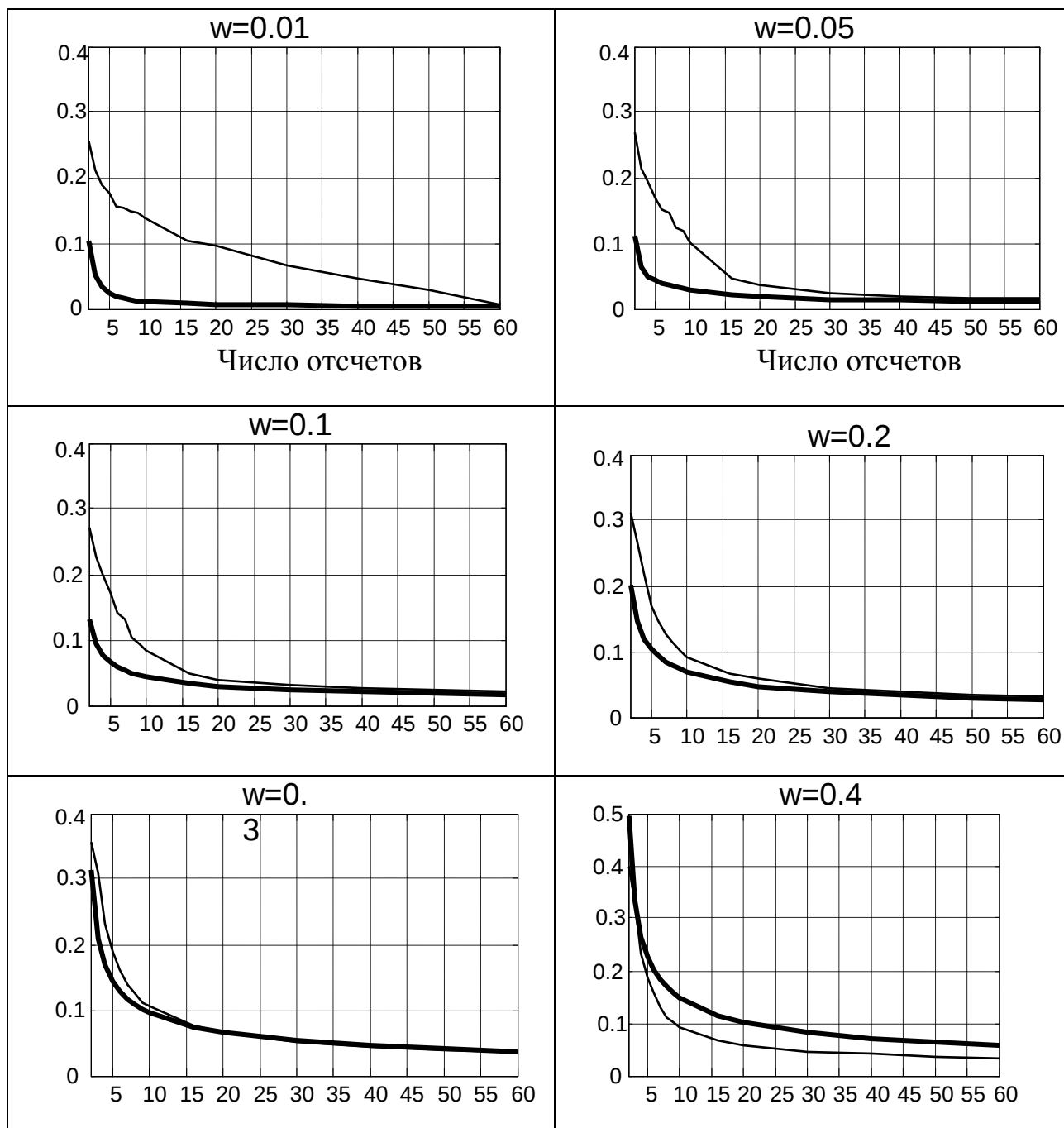


Рис. 2. Границы Рао-Крамера и СКО МПО центральной частоты процесса как функции числа отсчетов. $\text{SNR}=10 \text{ dB}$, $T_s=0.5 \text{ с}$.

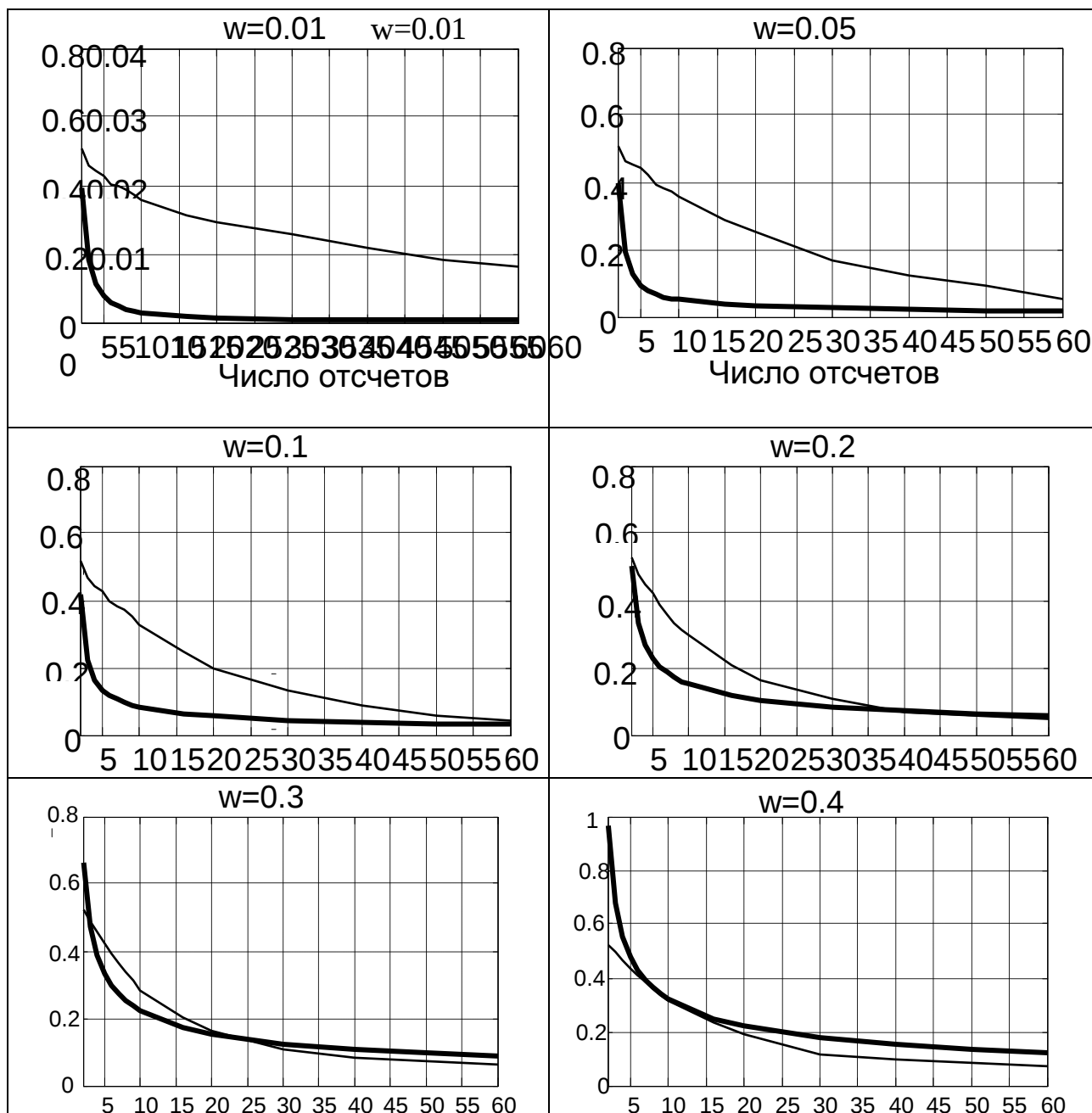


Рис. 3. Границы Рао-Крамера и СКО МПО центральной частоты процесса как функции числа отсчетов. SNR=0 dB, $T_s=0.5$ с.

3. Анализ результатов компьютерного моделирования.

Из графиков следует, что разница между среднеквадратичными значениями ГРК и СКО при обработке очень узкополосных процессов (ширина спектра равна 0.01) очень велика: при использовании, например, 5-и отсчетов процесса СКО частоты на порядок превышает значение ГРК. С ростом числа отсчетов значения ГРК резко падают, в то время как СКО частоты спадает достаточно медленно, и они совпадают только при значениях числа отсчетов, равных 60. При ширинах спектра, равных или больших 0.05, графики ГРК и СКО МПО частоты идут параллельно, и с увеличением ширины спектра они все более

сближаются. При ширине 0.3 эти графики практически совпадают. Интересно, что при дальнейшем увеличении ширины спектра графики вообще пересекаются или меняются местами.

Что касается влияния отношения сигнал/шум, то с его ростом обе исследуемые величины существенно уменьшаются, причем резкое уменьшение естественно наблюдается при переходе от 0 дБ к 10 дБ.

К сожалению, авторы пока не могут объяснить причины почти параллельного хода графиков СКО и ГРК при таком большом числе используемых отсчетов, как 60. Ведь эти цифры, умноженные на период дискретизации процесса, намного превышают наибольшее время его корреляции, равное в данном случае 4.7 сек. Точно также мы не можем объяснить явление, когда значения ГРК становятся большими, чем СКО МПО частоты. Некоторым оправданием этому может служить тот факт, что этот казус случается при очень широком спектре процесса, (равном 0,4 от его центральной частоты), когда его уже нельзя считать узкополосным.

4. Заключение

На примере УСНП с наиболее часто встречающимися параметрами показано, что начиная с 15 используемых отсчетов для МПО его центральной частоты значения СКО и ГРК этого параметра практически совпадают. Этот результат позволяет разработчикам доплеровских систем, используя известное выражение для ГРК [9], оценить минимальные погрешности создаваемой аппаратуры.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лазерные доплеровские измерители скорости: монография. Под ред. Ю. Е. Нестерихина. Новосибирск: Наука, 1975. - 164 с.
2. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983. - 214 с.
3. Doviak R. J., Zrnich D. S. Doppler Radar and Weather Observations, 2nd ed.: Dover Publication Inc., 2006, 562 p.
4. Frelich R. G. Kramer – Rao Bound for Gaussian Random Processes and Applications to Radar Processing of Atmospheric Signals // IEEE Transactions Geoscience and Remote Sensing.- 1993. V. 31. - №6. P.1123.
5. Sobolev V. S., Feshenko A. A. Accurate Cramer-Rao Bounds for a Laser Doppler anemometer // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 2006.- V. 55. - №2. – P. 659-665.
6. Соболев В. С., Журавель Ф. А. Максимально правдоподобные оценки частоты сигналов лазерных доплеровских анемометров // Радиотехника и электроника. – 2014. – Т. 59, №4. – С. 322-330
7. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции: монография. В 4 т. Т.3. М: Сов Радио, 1977. - 664 с.
8. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники: монография. В 3 т. Т. 2. М.: Сов. Радио, 1975. – 391 с.
9. Novak L. M. On the estimation of spectral parameters using burst waveforms. MIT, Lincoln laboratory, (technical report), 1983.
10. Sirmans D., Bumgarner B. Numerical Comparison of Five Mean Frequency Estimators // J. Appl. Meteor. – 1975. - V.14. - P. 991-1003

© В. С. Соболев, 2015

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНОГО PPLN

Валерий Викторович Галуцкий

Кубанский государственный университет, 350040, Россия, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптоэлектроники, тел. (861)219-95-33

Виталий Федорович Кузора

Кубанский государственный университет, 350040, Россия, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149, аспирант кафедры оптоэлектроники, тел. (861)219-95-33

Валерий Александрович Никитин

Кубанский государственный университет, 350040, Россия, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149, кандидат технических наук, профессор кафедры оптоэлектроники, тел. (861)219-95-33

Елена Валерьевна Строганова

Кубанский государственный университет, 350040, Россия, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптоэлектроники, тел. (861)219-533, e-mail: stroganova@phys.kubsu.ru

Сергей Андреевич Шмаргилов

Кубанский государственный университет, 350040, Россия, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149, аспирант кафедры оптоэлектроники, тел. (861)219-95-33

Николай Андреевич Яковенко

Кубанский государственный университет, 350040, Россия, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149, доктор технических наук, профессор кафедры оптоэлектроники

В работе проведены исследования принципов реализации функциональных оптических элементов на примере градиентных PPLN. Показано уширение полосы пропускания градиентных преобразователей по сравнению с идеализированным нулевым рассогласованием групповых скоростей входных каналов.

Ключевые слова: логические элементы, оптический преобразователь, ниобат лития.

FUNCTIONAL ELEMENTS ON THE BASIS OF GRADIENT PPLN

Valeriy V. Galutskiy

Kuban State University, 350040, Russia, Krasnodar, 149 Stavropolskaya str., Ph. D., Associate Professor at the Department of Optoelectronics, tel. (861)219-95-33

Vitaliy F. Kuzora

Kuban State University, 350040, Russia, Krasnodar, 149 Stavropolskaya str., Postgraduate at the Department of Optoelectronics, tel. (861)219-95-33

Valeriy A. Nikitin

Kuban State University, 350040, Russia, Krasnodar, 149 Stavropolskaya str., Ph. D., Prof. of Department of Optoelectronics, tel. (861)219-95-33

Elena V. Stroganova

Kuban State University, 350040, Russia, Krasnodar, 149 Stavropolskaya str., Ph. D., Associate Professor at the Department of Optoelectronics, tel. (861)219-95-33

Sergey A. Shmargilov

Kuban State University, 350040, Russia, Krasnodar, 149 Stavropolskaya str., Postgraduate at the Department of Optoelectronics, tel. (861)219-95-33

Nikolay A. Yakovenko

Kuban State University, 350040, Russia, Krasnodar, 149 Stavropolskaya str., Doctor of Sciences, Prof. of Department of Optoelectronics, tel. (861)219-95-33, e-mail: stroganova@phys.kubsu.ru

Researches of principles of realization of functional optical elements on PPLN from gradient lithium niobate are carried out in work. It is shown the broadening pass-band of such converter in comparison with an idealized situation of a zero mismatch of group speeds of entrance channels.

Key words: logic elements, optical convertor, lithium niobate.

В настоящее время схемы предоставления услуг ШПД для абонентов являются достаточно сложными и разветвленными. Из-за аппаратных и функциональных ограничений маршрутизаторов, сервисы приходится разносить на множество разных устройств. На каждом маршрутизаторе используется большое количество выделенных процессоров. Под каждую функциональную задачу (BRAS, NAT и т.д.) существует специфичный SOFT, что в свою очередь создаёт дополнительные сложности в процессе эксплуатации. На фрагментах сети при прохождении трафика электро-оптические преобразования производятся многократно, что является ограничивающим фактором при ее масштабировании. В настоящее время поиск методов построения систем обработки и преобразования информации ведется по нескольким направлениям, связанным с созданием оптических логических элементов и оптоэлектронных процессоров пассивного и активного действия, связанных с многоуровневым преобразованием информации в лазерных устройствах. Одним из перспективных устройств, позволяющим реализовать функции нескольких типов оптических логических вентилей являются так называемые PPLN-структуры, реализующие функции четырехволнового смешения. PPLN-структуры – это созданная в нелинейном кристалле ниобата лития периодически поляризованная структура, в которой осуществляется чередование доменов, с ориентацией осей поляризации соседних областей относительно друг друга под углом 180^0 .

Принцип реализации оптических логических элементов с помощью PPLN-преобразователя с волноводным каналом представлен на рис. 1. Два независимых потока данных в виде амплитудно модулированной интенсивности света на длинах волн λ_{SA} и λ_{SB} поступают на входы А и В соответственно. Далее они вместе с непрерывной оптической накачкой на длине волны λ_p вводятся в PPLN-волновод, в котором реализуются нелинейные оптические взаимодействия по генерации суммарной и разностной частот в условиях квазисинхронизма. Выходы Y_1 и Y_2 – это выходные сигналы из PPLN-преобразователя на длинах

волн λ_{SA} и λ_{SB} , соответственно. В процессах генерации суммарной и разностной частоты (SFG-DFG процессах, соответственно), SFG взаимодействие конвертирует один фотон входного канала А на длине волны λ_{SA} и другой фотон входного канала В на длине волны λ_{SB} в фотон суммарной частоты на длине волны λ_{SF} (Выход Y_3). Фотон суммарной частоты одновременно через процесс генерации разностной частоты (DFG) при взаимодействии с фотоном накачки на длине волны λ_p преобразуется в фотон холостой волны на длине волны λ_i , поступающий на выход Y_4 (рис. 1).

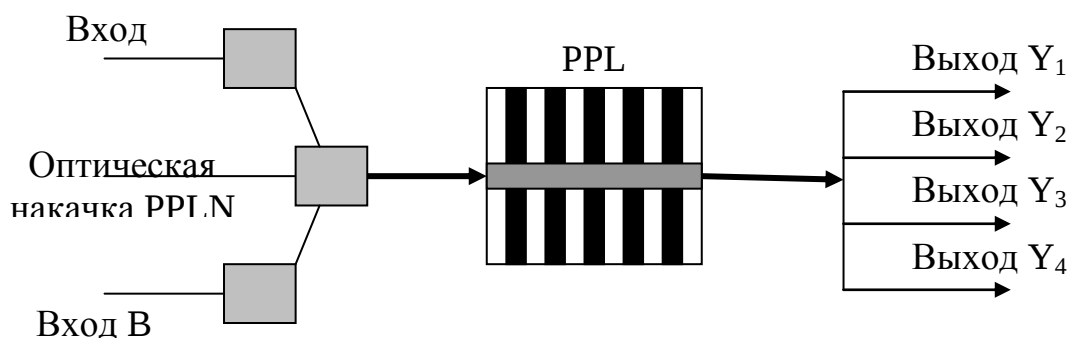


Рис. 1. Структурная схема логических элементов на PPLN структуре

Однако, величина рассогласования при SFG-DFG процессах является постоянной только тогда, когда состав кристалла постоянен вдоль направления взаимодействия. В предложенном нами методе выращивания градиентных кристаллов [1], состав кристалла можно изменять по содержанию основных и примесных компонентов по длине. Градиент содержания основных компонентов по длине преобразователя будет влиять на зависимость значений групповых скоростей сигналов и их дисперсий от длины преобразователя, например по линейному или параболическому закону. Считая известной зависимость коэффициентов преломления от состава кристалла LiNbO_3 , определяемой уравнением Сельмеера [2], оценим влияние градиента состава в PPLN-преобразователе на эффективность реализации в нем логических элементов.

В работе рассмотрены несколько градиентов концентрации основных компонентов (без градиента, линейный и параболический градиент). Для моделирования прохождения сигналов через PPLN структуру использовали систему уравнений [3], вытекающую из уравнений Максвелла, в которых A_{SA} , A_{SB} , A_p , A_{SF} и A_i – комплексные амплитуды напряженности световой волны сигналов на длинах волн λ_{SA} , λ_{SB} , λ_p , λ_{SF} , λ_i поступающих на вход А и В, вход оптической накачки PPLN, выходы Y_1 , Y_2 , Y_3 .

Для расчетов использовали две независимые псевдослучайные последовательности бит, поступающие на входы каналов А и В. Форма импульсов – гиперболический секанс, ширина импульсов 5 пс. Длина PPLN – варьировалась до 4 см, эффективная апертура волновода 50 мкм^2 , период следования доменов 18,8 мкм, что обеспечивает условия квази-фазового синхронизма для длины

волны генерации суммарных частот 772 нм. Нелинейный коэффициент $d_{\text{eff}} = 17,2$ пм/В. Центральные длины волн каналов А и В 1550 и 1538 нм. Длина волны накачки 1555 нм (третье телекоммуникационное окно прозрачности), длина холостой волны, которая генерируется процессом DFG, составляла 1533,2 нм. Пиковые значения мощности сигналов А и В и сигнала накачки 1000, $1000 \cdot \lambda_{\text{SA}} / \lambda_{\text{SB}}$ и 100 мВт соответственно.

Результаты моделирования прохождения оптических импульсов через градиентные PPLN-структуры представлены на рис. 2. Видно, что уменьшение амплитуды каналов А и В на выходе при совпадении импульсов на входе преобразователя является существенной величиной и позволяет задавать логические уровни сигналов.

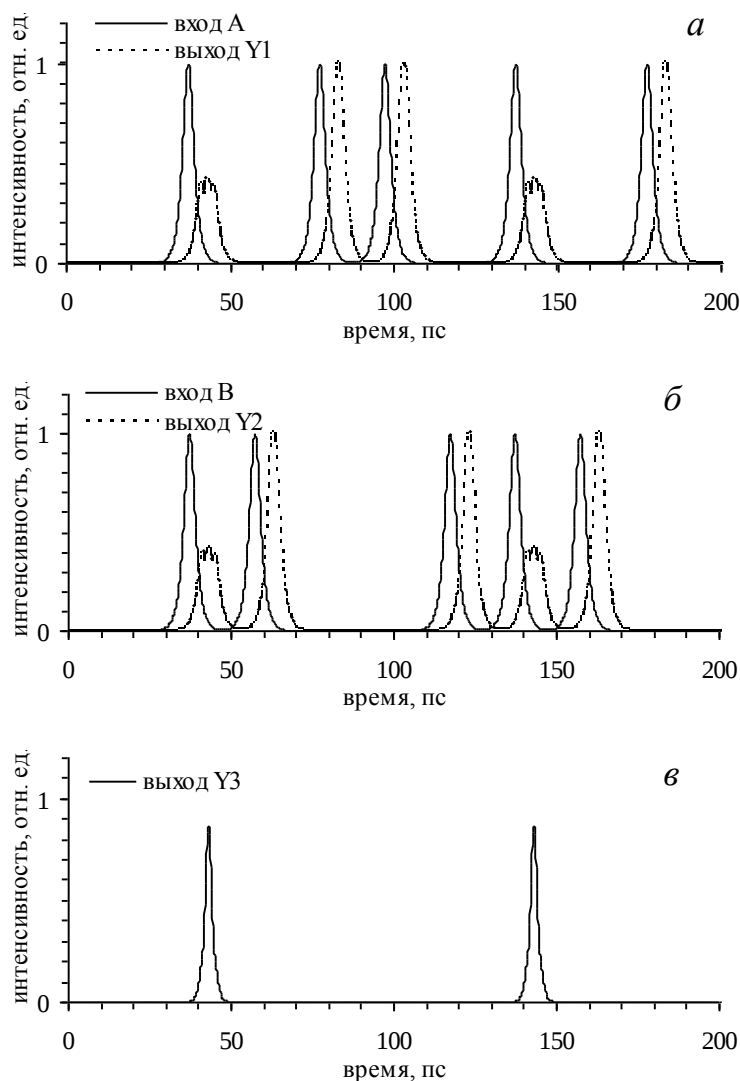


Рис. 2. Временной вид импульсов на входе и выходе преобразователя

На основе проведенных расчётов можно составить таблицу истинности работы логических элементов на PPLN-структуре. Выход Y_1 – модулированная

интенсивность света на длине волны λ_{SA} (т.е. частота оптической несущей ω_{SA}), выход Y_2 – модулированная интенсивность света на длине волны λ_{SB} (на частоте оптической несущей ω_{SB}), выход Y_3 – модулированная интенсивность света на длине волны λ_I (на частоте оптической несущей ω_I), выход Y_4 – модулированная интенсивность света на длине волны λ_{SF} (на частоте оптической несущей ω_{SF}).

Из табл. видно, что на выходе Y_3 и Y_4 осуществляется логическое умножение сигналов на входе А и В. Отличие выходов Y_3 и Y_4 состоит в том, что частота оптической несущей выхода Y_4 – это сумма несущих частот входов А и В. А несущая частота выхода Y_3 – находится из выражения для генерации разностных частот (DFG-процесс): $\omega_I = \omega_{SF} - \omega_p$, где ω_p – частота оптической накачки PPLN.

Таблица

Таблица истинности для структурной схемы логических элементов

Вход А	Выход Y_1	Вход В	Выход Y_2	Выход Y_3	Выход Y_4
0	0	0	0	0	0
0	0	1	1	0	0
1	1	0	0	0	0
1	0	1	0	1	1

Из табл. также следует, что на выходе Y_1 реализуется логическая функция $A \cdot \bar{B}$, а на выходе Y_2 реализуется логическая функция $B \cdot \bar{A}$.

Также для оценки эффективности работы оптического вентиля на градиентных кристаллах использовали выражение для Q-фактора:

$$Q = 20 \log_{10} \left[\frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \right], \quad (1)$$

где μ_1 и μ_0 пороговые мощности логических единицы и нуля, σ – среднее квадратичное отклонение.

Проведена оценка режима работы вентиля на PPLN-преобразователе при взаимном изменении длин волн входов А и В при сохранении постоянным значения суммарной частоты ω_{SF} (рис. 3). Видно, что при снижении Q-фактора для градиентного кристалла по сравнению с идеализированной ситуацией нулевого SFG-DFG рассогласования полоса пропускания становится шире на 12% по уровню 15 дБ.

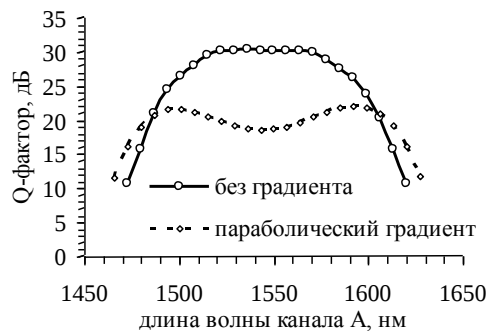


Рис. 3. Зависимость Q-фактора от длины волны канала А

Проведенные модельные исследования работы логического элемента послужили отправной точкой реализации макета PPLN из выращенных кристаллов ниобата лития с градиентом концентрации основных компонентов.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития КубГУ и Госзадания (Проект 2014/75 НИР № 1291 (14/200-т)).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Galutskiy V.V. Growth of single crystal with a gradient of concentration of impurities by the Czochralski method using additional liquid charging / V.V. Galutskiy, M. I. Vatlina, E.V. Stroganova // J. Crystal Growth.- 2009.- vol. 311.-p. 1190-1194.
2. Сидоров Н.В. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны / Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин . – М.: Наука, 2003. – 255 с.
3. Wang J. Single-PPLN-based simultaneous half-adder, half-subtractor, and OR logic gate: proposal and simulation / J. Wang, J. Sun, Q. Sun // Optics express. –2007. – vol. 15. – №. 4. – p. 1690-1699.

© В. В. Галуцкий, В. Ф. Кузора, В. А. Никитин, Е. В. Строганова,
С. А. Шмаргилов, Н. А. Яковенко, 2015

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ КОМПАКТНЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ АППАРАТОВ

Владимир Васильевич Кузнецов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, доктор физико-математических наук, заведующий отделом теплофизики многофазных систем, тел. (383)330-71-21, e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

В работе рассмотрены теплофизические проблемы разработки современных микроструктурированных устройств энергетики, криогенной дистилляции и химической технологии, для которых многомасштабные процессы самоорганизации течений, включая явления на микромасштабе, имеют решающее значение. Обсуждено применение оптических методов для детального исследования процессов в сложных канальных системах. На основе детальной информации о структуре течений рассмотрен тепло- и массоперенос в каналах структурированных насадок и компактных испарителей-конденсаторов, предложен метод расчета массопереноса для турбулентного потока газа. Экспериментально изучены многомасштабные процессы смешивания в каналах структурированной насадки и микроструктурных устройствах на основе микрочаналов.

Ключевые слова: компактные микроструктурированные аппараты, оптические методы, тепло- и массоперенос.

THERMOPHYSICAL PROBLEMS OF THE COMPACT MICROSTRUCTURED APPARATUS DEVELOPMENT

Vladimir V. Kuznetsov

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Akademika Lavrentjeva pr., Dr. Sc., Head Laboratory of multiphase systems, e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

Thermophysical problems of the development of microstructured heat and mass transfer devices for power engineering, cryogenic distillation and chemical technology when multiscale processes of flow self-organization including microscale phenomena are crucial were considered. The application of the optical methods for detailed study of the processes in complex channel systems is discussed. On the basis of the above information the heat and mass transfer in the channels of structured packing and compact evaporators/condensers was considered and method for prediction of the mass transfer for turbulent gas flow was proposed. Multiscale mixing processes in the channels of structured packing and microstructural devices based on micro-channels were studied experimentally.

Key words: compact microstructure devices, optical methods, heat and mass transfer.

1. Введение.

Исследования теплофизики и гидродинамики течений в компактных микроструктурированных аппаратах интенсивно развиваются в последнее время в ведущих мировых научных центрах и университетах. Это обусловлено как научной значимостью изучения процессов самоорганизации течений в сложных канальных системах и связанных с этим явлений гидродинамической, межфазной, капиллярной и конвективной неустойчивости, так и важными приложе-

ниями в энергетике, химической и криогенной промышленности. Одной из основных проблем, сдерживающих разработку высокоэффективных микроструктурированных аппаратов, является многомасштабная картина течения в сложных канальных системах, определяемая процессами как на микромасштабе, так и на макромасштабе. Наблюдаемые тенденции в этой области заключаются в комплексном подходе, основанном на использовании результатов экспериментального исследования течений, основанных на применении лазерных методов диагностики и визуализации, и разработке высокоточных математических моделей многомасштабных явлений в структурированных системах. Изучаются физические процессы в сложных канальных системах микроструктурированных устройств с рекордной удельной поверхностью и создаются методы расчета эффективности разделения бинарных смесей для насадочных колонн различного типа [1], развиваются экспериментальные исследования каталитических систем с использованием микроструктурированных насадок [2]. Создаются методы расчета современных компактных пластинчато-ребристых теплообменников дистилляционных колонн, аппаратов для сжижения природного газа, теплонасосной техники и т.д. [3], в которых используются каналы малого размера. Применение сложных канальных систем, примером которых являются структурированные насадки, обусловлено их рекордными характеристиками по удельной поверхности и интенсификации процессов тепломассопереноса. Для таких систем процессы самоорганизации течения определяют их термогидравлическую эффективность из-за возможного блокирования поверхности теплообмена при развитии неравномерности течения жидкости и пара в каналах.

Несмотря на достаточно большое количество опубликованных работ в настоящее время имеется весьма ограниченная информация о процессах тепломассопереноса при фазовых превращениях и химических реакциях в каналах малого размера, влиянии капиллярных сил на эти процессы в каналах с поперечным размером меньше капиллярной постоянной. В данной работе рассмотрено влияние многомасштабных процессов самоорганизации течений в сложных канальных системах на процессы тепломассопереноса при разделении бинарных смесей и химических реакциях в каналах микроструктурированных устройств (рис. 1, *a*), которые имеют большое отношение площади поверхности к объему. Рассмотрен также тепломассообмен при испарении жидкости в каналах пластинчато-ребристых теплообменников с поперечным размером меньше капиллярной постоянной.

2. Процессы смешения при течении газа в микроструктурированной насадке

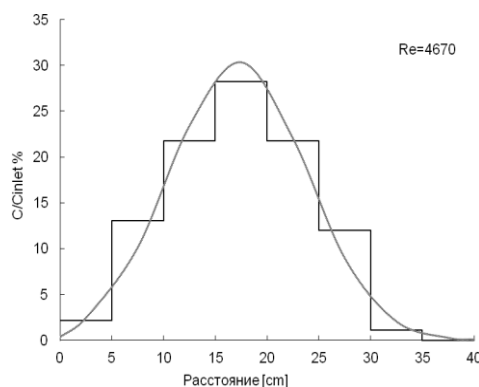
Рассмотрена многомасштабная картина течения в сложных канальных системах микроструктурированных аппаратов криогенной дистилляции, основанных на применении структурированных насадок, рис. 1. Исследования смешения газов в каналах таких насадок необходимы для определения способности насадки перераспределять газовый поток внутри себя, подавляя крупномасштабную неустойчивость, возникающую при отрицательном градиенте плотности в колонне. С использованием лазерных методов выделена вихревая структура течения, возникающая при спонтанной закрутке потоков газа в соседних

каналах. Экспериментально изучены процессы перемешивания в каналах структурированных насадок, определяющие способность насадки подавлять развитие макромасштабных неоднородностей при разделении газовых смесей. Опыты проводились с использованием экспериментального стенда для изучения растекания маркирующего газа CO_2 в потоке воздуха в каналах микроструктурированной насадки в практически реализуемом при дистилляции диапазоне чисел Рейнольдса. В процессе эксперимента сжатый воздух проходит через вихревой расходомер и направляется в колонну. Для выравнивания потока газа над трубой размещен элемент структурированной насадки и решетка ячеистого смесителя, в одну из ячеек которого вводится маркирующий углекислый газ. На выходе измерительной решетки проводится измерение концентрации газовой метки газоанализатором, измерения локальной скорости газа и визуализация вихревой структуры течения.

Проведена серия экспериментов по изучению растекания маркирующего газа CO_2 для двух микроструктурированных насадок с существенно отличающимися гидравлическими диаметрами и углами наклона каналов. Исследовалась насадка Mellapak 500X и насадка Mellapak 750Y. Из листов насадки были собраны сборки листов, плотно прижатых друг к другу. Пример распределения концентрации маркирующего газа вдоль листов насадки Mellapak 500X при скорости воздуха 9 м/с приведен на рис. 1, б. Сплошными линиями здесь показано нормальное распределение концентрации маркирующего газа, для которого было определено среднеквадратичное отклонение.



а



б

Рис. 1. Вид микроструктурированной насадки и характеристики растекания газовой метки для скорости 9 м/с.

Определен механизм течения газа и перемешивания в каналах микроструктурированных насадок, измерены коэффициенты поперечной дисперсии в практически реализуемом при ректификации диапазоне скоростей газа. Установлены числа Рейнольдса, при которых происходит смена механизма растекания маркирующего газа в каналах насадки.

3. Тепломассоперенос при течении газа в микроструктурированной насадке

Методы моделирования процессов тепломассопереноса в сложных канальных системах структурированных насадок должны быть основаны на детальной структуре потока, полученной с использованием оптических методов. Рассмотрим тепломассоперенос при турбулентном течении газа в каналах структурированной насадки, показанной на рис. 1, *а*. Насадка состоит из плотно прижатых деформированных тонкостенных листов, которые образуют сообщающуюся систему каналов, расположенных под углом Θ друг к другу, рис. 2, *а*. Дымовая визуализация течения газа с лазерной подсветкой и измерения профиля компонент скорости с помощью ЛДА показали, что газ движется преимущественно вдоль каналов, и потоки взаимодействуют в тонком слое смешения, образуя два вихревых течения в соседних каналах с интенсивным обменом на микроуровне. На основе этих наблюдений выделим три зоны течения: микротечение в слое смешения на границе двух соседних каналов, течение в пограничном слое на стенке канала в закрученном потоке газа и течение в области взаимодействия слоя смешения и стенки канала, показанные на рис. 2, *а*. Предположим, что закрутка газа происходит в зоне смешения и толщины динамического и диффузионного пограничных слоев на стене канала и в зоне смешения малы по сравнению с поперечным размером канала. Расчёт массоотдачи проведем с учётом влияния массовых сил и высокой степени турбулентности потока в каналах структурированной насадки. Каналы расположены под углом $\Theta/2$ к вектору средней скорости газа U_G , и средняя скорость газа в канале равна $U_{ch}=U_G/\cos(\Theta/2)$.

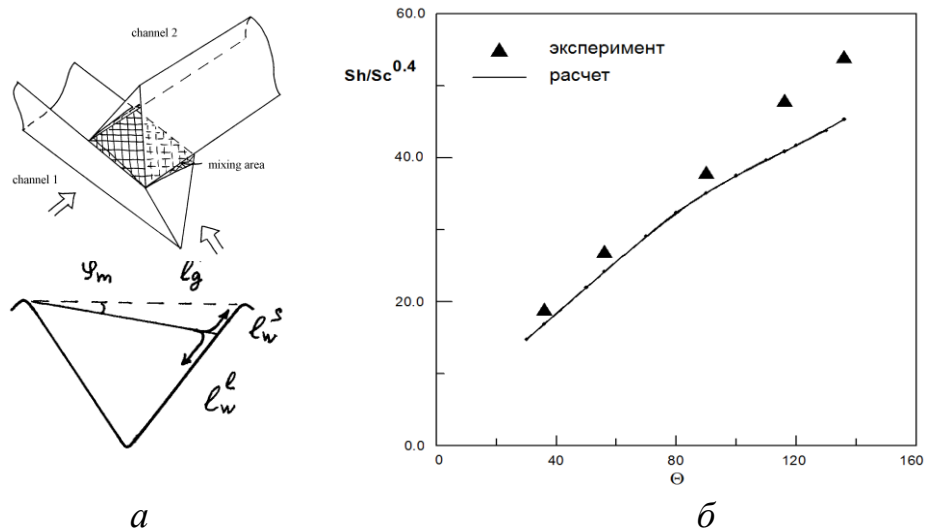


Рис. 2. Схема течения в каналах насадки (*а*) и зависимость числа Шервуда от угла раскрытия каналов (*б*): линия – расчет, точки – данные [5]

Получим выражения для вращательной U_ω и продольной U_m , компоненты скорости на внешней границе пограничного слоя, компоненты скорости $U_{\omega m}$ на внешней границе слоя смешения в соседнем канале, параллельной U_ω , и выра-

жение для длины пограничного слоя на стенке канала, учитывающее, что течение разделяется в точке присоединения на закрученное течение на стенке канала и течение, которое выбрасывается в соседний канал. Используя полученные выражения, рассмотрим баланс сил трения в зоне смешения и на стенке канала для поперечного сечения канала:

$$l_w^l \tau_{w\omega}^l + l_w^s \tau_{w\omega}^s = l_g^* \tau_{m\omega}^* . \quad (1)$$

Здесь вращательная компонента напряжения трения на стенке определяется с учетом угла закрутки [3]. Напряжение трения на стенке канала определяется известными соотношениями классической теории пограничного слоя с учетом относительной функции, учитывающей фактор влияния степени турбулентности. Для существенно закрученных течений максимальная продольная скорость течения наблюдается на внешней границе вихревого течения. С учетом этого, напряжение трения в слое смешения, вызывающее закрутку потока, рассчитывалось для слоя смешения по известному соотношению [4]. С учетом (1), предложенный подход позволяет определить компоненты скорости на внешней границе пограничных слоев для турбулентного течения в каналах структурированной насадки. Для конфигурации течения, показанной на рис. 2 (а), безразмерный средний коэффициент массоотдачи (теплоотдачи) на поверхности насадки определяется как суперпозиция коэффициентов массоотдачи:

$$Sh_{Dh} = D_h / l_w \left(Sh_l + Sh_s \right) . \quad (2)$$

Для расчета коэффициентов массоотдачи в пограничных слоях на поверхности насадки используем относительные законы массообмена [3] с поправкой на влияние степени внешней турбулентности.

На рис. 2 (б) приведено сравнение расчета коэффициента массоотдачи для структурированной насадки с экспериментальными данными [5], полученными для различных значений угла раскрытия каналов Θ . Построенная модель массообмена (теплообмена) в каналах структурированной насадки, учитывающая самопроизвольную закрутку потока из-за взаимодействия потоков в слое смешения, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы современных методов расчетов процессов переноса в сложных канальных системах.

4. Тепломассоперенос при испарении канальных система компактных теплообменников на основе каналов малого размера.

Одним из основных режимов течения в канальных системах пластинчато-ребристых теплообменников на основе каналов малого размера является переходное и раздельное течение жидкости и пара. С использованием двухлучевого лазерного сканирования выделены основные режимы газожидкостного течения в прямоугольном канале с зазором меньше капиллярной постоянной, установлены их статистические характеристики, определены механизмы смешения фаз. Установлено, что для раздельного течения разрыв пленки жидкости на микромасштабе и образование ривулетов наблюдается при уменьшении расхода жид-

кости, вызванного испарением. По этой причине тепломассообмен при испарении жидкости будет определяться микроскопическими явлениями в очень тонкой области контактной линии, где поверхность жидкость-пар достигает стенки, или искривленной капиллярными силами пленке жидкости.

Рассмотрим математическую модель тепломассообмена при испарении жидкости в прямоугольном канале пластинчато-ребристого теплообменника, учитывающую установленные закономерности самоорганизации течения. При раздельном течении жидкости и газа в области углов канала возникает скачок капиллярного давления, и капиллярные силы деформируют поверхность жидкости. Выделим четверть сечения канала, которая является элементом симметрии. Начало декартовой системы координат расположено в середине длинной стороны на входе в канал и оси координат x , y и z направлены вдоль канала, поперек канала и по нормали к длинной стороне канала соответственно. Предлагаемая модель течения основана на выделении двух областей (течение в углу канала, ограниченное межфазным мениском, и пленочное течение на стенках канала) и сшивке решений в этих областях с учетом условий сопряжения. В приближении тонкого слоя параметр ε , характеризующий отношение начальной толщины пленки δ_0 и полуширины длинной стороны канала a , является малым параметром ($\varepsilon = \delta_0 / a \ll 1$) и уравнения Навье–Стокса для пленочного опускного течения имеют вид:

$$\begin{aligned} -\nabla p_L + \mu_L \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_L \mathbf{g} &= 0, \\ \mathbf{u} = (u, v, w), \quad \mathbf{g}_e &= \left(g - \frac{1}{\rho_L} \frac{dp_G}{dx}, 0, 0 \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где p_G – давление в газовой фазе.

При спутном течении жидкости и газа при расчете толщины пленки необходимо учитывать напряжение трения на межфазной поверхности. На этой поверхности должны выполняться условия:

$$\begin{aligned} w &= u \frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{\partial \delta}{\partial y}, \\ p_L - p_G + p_d + \sigma k &= 2\mu_1 \mathbf{e}_{ij} n_i n_j - \Delta/3, \\ \mu_1 e_{ij} \tau_i n_j &= \chi, \quad e_{ij} t_i n_j = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь k – кривизна поверхности жидкости, $\mathbf{e}$ – тензор скоростей деформации, $\mathbf{n}, \mathbf{t}, \boldsymbol{\tau}$ – нормальный, бинормальный и тангенциальный вектора на поверхности жидкости, χ – напряжение трения, создаваемое потоком газа. Межмолекулярные силы в пристенном слое учитываются введением расклинивающего

давления: $p_d = A_0 / (\chi \delta^3)$, где A_0 – постоянная Гамакера. Для восходящего течения необходимо изменить знак χ во всех уравнениях.

Перейдем в уравнениях (3) и (4), дополненных уравнением сохранения массы и уравнением сохранения полного расхода жидкости, к безразмерным переменным, отнормировав компоненты скорости u и v на характерную скорость $g\delta_0^2/\nu_L$, поперечную скорость w – на $\varepsilon g\delta_0^2/\nu_L$, а давление – на величину характерного давления $\rho_L g a$. Кроме того, координата Ox обезразмерена на a/ε , Oy – на a и Oz – на δ_0 . Пренебрегая в полученных безразмерных уравнениях членами порядка ε^2 и меньше приходим к следующему уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\gamma m^3 + 1.5 \frac{\kappa m^2}{\varepsilon} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(m^3 \frac{\partial^3 m}{\partial \eta^3} \right) = \frac{3}{\varphi^4} \left[Ga \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \ln m}{\partial \eta} \right) - \frac{G_0 \Theta_{wi}}{m \varepsilon} \right], \quad (5)$$

где последнее слагаемое в правой части учитывает поток массы в связи с парообразованием. Здесь $\gamma = 1 - (\partial p_G / \partial x) / (\rho_L g) = 1 - 4\alpha\kappa / D_{hG}$, $\kappa = \chi / (\rho_L g a)$, D_{hG} – гидравлический диаметр для части канала, занятой газом, а $m = \delta / \delta_0$ – безразмерная толщина пленки. Кроме того, для обозначения безразмерных величин использованы те же символы, что и для размерных величин.

Параметры $G_0 = \lambda_L T_* \nu_L / (a h_{fg})$ и $\Theta_{wi} = (T_{w,i} - T_{sat}) / T_*$ определяются внутренней температуры стенки $T_{w,i}$, температурой насыщения T_{sat} и скрытой теплотой фазового перехода. Температура обезразмерена по характерной температуре, определяемой как разность внутренней температуры стенки микроканала и температуры насыщения $T_* = (T_{w,e} - T_{sat})$ при температуре стенки $T_{w,e}$. Поток массы на межфазной поверхности был определен по модели кондуктивного переноса тепла в жидкой пленке: $G_e = \lambda_L (T_{w,i} - T_{sat}) / (h_{fg})$.

Уравнение (5) решается совместно с уравнением для течения жидкости в мениске (уравнение Пуассона) и уравнением сохранения полного расхода жидкости. Если контактный угол отличен от нуля, для определения формы поверхности жидкости необходим расчет полуширины ривулета, соответствующего текущему расходу жидкости в пленке. Полагалось, что при достижении полушириной ривулета значения, которое меньше, чем расстояние от центра канала до края мениска, пленка разрывается и в канале устанавливается новая конфигурация, состоящая из ривулета, мениска и сухого пятна между ними. После определения формы поверхности жидкости решаются совместно уравнения теплопроводности для области, заполненной жидкостью, и стенки канала, как это было описано в [6].

Пример расчета формы поверхности жидкости и распределение локального теплового потока вдоль периметра канала при испарении хладона R-21 в прямоугольном канале сечением 6.3×1.6 мм² при $G = 52$ кг/м²с, плотности объемного тепловыделения $Q = 60$ МВт/м³ и начальной относительной энтальпии

0.22 показан на рис. 3. На этом рисунке координата отсчитывается от середины длинной стороны канала. Первоначально жидкость была равномерно распределена вдоль периметра канала. Далее жидкость стягивается в углы канала и происходит разрыв пленки с образованием контактной линии и сухого пятна. При расчете величина контактного угла была равна трем градусам. Локальный тепловой поток в окрестности контактной линии ограничен шероховатостью стенки канала или подавлением испарения для сверхтонких пленок жидкости. Как видно, формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в микрообласти вблизи окрестности контактной линии или линии соприкосновения мениск - пленка типичны для самоорганизации течения при испарении жидкости в каналах пластинчато-ребристых теплообменников.

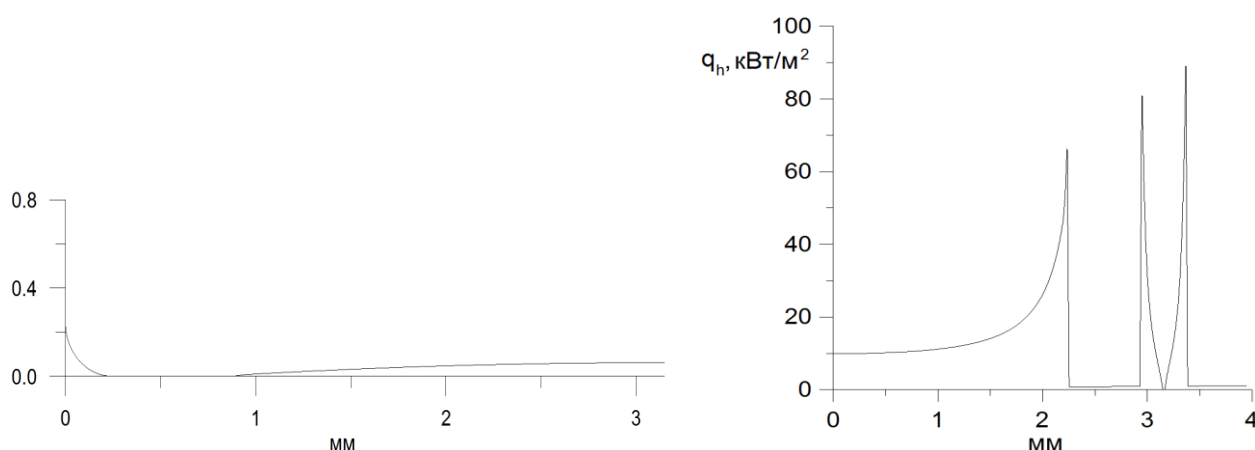


Рис. 3. Форма поверхности жидкости при испарении R-21 и распределение локального теплового потока вдоль периметра канала

Построенная модель тепломассообмена при испарении и конденсации в каналах компактных теплообменников достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы современных методов расчетов процессов переноса при фазовых превращениях в микроструктурированных устройствах на основе каналов малого размера.

5. Заключение.

Результаты, полученные с использованием лазерных методов диагностики тонкой структуры течений, позволяют количественно охарактеризовать сложную картину теплофизических процессов в канальных системах микроструктурированных устройств и насадок, возникающую в условиях самоорганизации течений, что необходимо для разработки высокоэффективных компактных микроструктурированных аппаратов. Полученные закономерности смешения газов в каналах микроструктурированных насадок показывают значительную возможность насадки перераспределять газовый поток и подавлять крупномасштабную неравномерность концентрации компонент смеси. Построенная модель тепловых и массообменных процессов в каналах структурированной насадки, учитывающая самопроизвольную закрутку потока из-за взаимодействия

потоков в микрослое смешения, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. Установлено, что теплообмен при испарении жидкости в каналах пластинчато-ребристых теплообменников при восходящем течении определяется микроскопическими явлениями в области контактной линии. В этих условиях формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в окрестности контактной линии и линии соприкосновения мениск-пленка типичны для раздельного течения в каналах сложной формы и определяют эффективность микроструктурированных тепломассообменных устройств на основе каналов малого размера.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Hanley B. and Chen C.C. New Mass-Transfer Correlations for Packed Towers // AIChE. - 2012. V. 58. -P. 132–152.
2. Behrens M. Hydrodynamics and mass transfer performance of modular catalytic structure packing // Doctor Diss. Delft University of Technology, the Netherlands. -2006.
3. В. К. Щукин, А. А. Халатов Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах // М.: Машиностроение. -1982. –С. 200.
4. Бадатов Е.В., Слинько М.Г., Накоряков В.Е. Математическое моделирование процессов переноса в отрывных течениях с турбулентной областью смешения // ТОХТ. -1970. Т. 4. № 6. -С. 868-874.
5. Geiser G. Flow and Transport Processes in Corrugated Structures // PhD Thesis, University of Stuttgart. -1990.
6. Kuznetsov V.V., Safonov S.A. Fluid flow and heat transfer with phase change in minichannels and microchannels // Heat pipes and solid sorption transformations fundamentals and practical applications, ed. L.L. Vasiliev, S. Kakac. CRC Press, Boca Raton. – 2013. – P. 465–496.

© В. В. Кузнецов, 2015

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ольга Валерьевна Горева

Иркутский государственный университет путей сообщения, 664074, Россия, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики, тел. (3952)63-83-10, e-mail: goreva_ov@irgups.ru

Анатолий Ильич Илларионов

Иркутский государственный университет путей сообщения, 664074, Россия, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики, тел. (3952)63-83-87, e-mail: illarionov_ai@irgups.ru

В статье рассмотрено моделирование структуры второй оптической гармоники, генерируемой в одноосном кристалле лазерным излучением, сфокусированным оптическими системами с аберрациями. Представлены вычислительный алгоритм расчета и результаты моделирования структуры второй оптической гармоники с учетом сферической аберрации фокусирующей системы.

Ключевые слова: вторая оптическая гармоника, одноосный кристалл, аберрации оптических систем.

MODELING THE STRUCTURE OF THE OPTICAL SECOND HARMONIC OF FOCUSED LASER RADIATION

Olga V. Goreva

Irkutsk State Transport University, 664074, Russia, Irkutsk, 15 Chernyshevsky st., Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Physics, tel. (3952)63-83-10, e-mail: goreva_ov@irgups.ru

Anatoly I. Illarionov

Irkutsk State Transport University, 664074, Russia, Irkutsk, 15 Chernyshevsky st., Ph. D., Professor of the Department of Physics, tel. (3952)63-83-87, e-mail: illarionov_ai@irgups.ru

The article considers the modeling of the structure of the second optical harmonic generated in a uniaxial crystal by laser radiation focused optical systems with aberrations. The numerical algorithm of calculation and the results of modeling the structure of the second optical harmonic with the spherical aberration of the focusing system are presented.

Key words: second optical harmonic, uniaxial crystal, aberrations of optical systems.

Процесс генерации второй оптической гармоники в одноосных кристаллах излучением с плоским и сферическим волновым фронтом достаточно хорошо изучен [1,2]. В реальных технических лазерных модулях, использующихся в различных приборах и установках, применяется фокусировка лазерного излучения оптическими системами, как правило, обладающими аберрациями. В ряде работ [3-6] были рассмотрены вопросы генерации второй оптической гармоники для узкого круга кристаллов (иодата, ниобата и формиата лития) излуче-

нием со сложным волновым фронтом, но комплексная задача прогнозирования параметров процесса генерации второй гармоники в настоящее время не решена. В данной работе представлены результаты физико-математического моделирования процесса генерации второй оптической гармоники в одноосных кристаллах с волновым фронтом, искаженным аберрациями системы накачки.

Рис. 1. Структуры второй оптической гармоники при генерации в кристалле ниобата лития лазерным излучением, искаженным:

Пространственная структура сфокусированного лазерного излучения оптическими системами, обладающими аберрациями, искажается (появляется кружок рассеяния, нарушается гомоцентричность широких световых пучков и др.). Поэтому на передней грани кристалла наблюдаются места концентрации сфокусированных лучей не только на оптической оси фокусирующей системы, но и на периферийных участках фокального пятна. В случае фокусировки основного излучения в нелинейный кристалл возможно два механизма генерации второй оптической гармоники, обусловленных коллинеарными и неколлинеарными (векторными) взаимодействиями световых волн. Особый интерес представляют векторные взаимодействия световых волн в нелинейных кристаллах, так как они несут в себе информацию как об аберрациях оптической системы накачки [6], так и о нелинейно-оптических свойствах кристалла-преобразователя [7].

Рассмотрим процесс генерации второй оптической гармоники ($oo \rightarrow e$ взаимодействие) сфокусированного лазерного излучения в одноосном кристалле, вырезанном в направлении коллинеарного синхронизма (передняя грань кристалла перпендикулярна плоскости, образованной оптической осью кристалла и направлением коллинеарного синхронизма). В результате фокусировки основного излучения в некоторой точке $M_0(0, y_0, z_0)$ на передней грани кристалла смешиваются два (или более) световых луча. Направления волновых векторов $\vec{k}_1, \vec{k}_2$ взаимодействующих световых волн основной частоты ω определим направляющими косинусами $(\cos \alpha_1, \cos \beta_1, \cos \gamma_1)$ и $(\cos \alpha_2, \cos \beta_2, \cos \gamma_2)$ относительно прямоугольной системы координат в одноосном кристалле (ось OX совпадает с направлением коллинеарного синхронизма, плоскость YOZ совпадает с передней гранью кристалла). Значения направляющих косинусов определяются геометрией и оптическими свойствами фокусирующей системы. В результате нелинейного взаимодействия двух световых волн с частотой ω генерируется световая волна с частотой 2ω и волновым вектором $\vec{k}_3$. Структура второй оптической гармоники на выходной грани кристалла, обусловленная неколлинеарным взаимодействием световых волн, определяется координатами (Y^*, Z^*) выхода лучей частоты 2ω :

$$Y^* = y_0 + l \cdot \operatorname{tg} \alpha^{2\omega} \cos \psi, \quad Z^* = z_0 + l \cdot \operatorname{tg} \alpha^{2\omega} \sin \psi, \quad (1)$$

где l - толщина кристалла, $\alpha^{2\omega}$ - угол между волновым вектором $\vec{k}_3$ второй оптической гармоники и направлением коллинеарного синхронизма (оптической осью системы), ψ - угол между плоскостью взаимодействия световых волн и плоскостью коллинеарного синхронизма. Плоскостью взаимодействия световых волн является плоскость, проходящая через три точки: $M_0(0, y_0, z_0)$, $M_1(k_1 \cos \alpha_1, k_1 \cos \beta_1, k_1 \cos \gamma_1)$ и $M_2(k_2 \cos \alpha_2, k_2 \cos \beta_2, k_2 \cos \gamma_2)$.

Для моделирования структуры второй оптической гармоники предлагается следующий вычислительный алгоритм.

1. Определение угла ψ между плоскостью взаимодействия световых волн и плоскостью коллинеарного синхронизма.

Учитывая, что численные значения волновых векторов световых волн основного излучения равны ($k = k_1 = k_2 = \omega \cdot n_o^\omega / c$), уравнение плоскости взаимодействия имеет следующий вид:

$$Ax + By + Cz + D = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}
A &= (k \cos \gamma_1 - z_0) \cos \beta_2 - y_0 - (k \cos \gamma_2 - z_0) \cos \beta_1 - y_0 \\
B &= \cos \gamma_1 - z_0 \cos \alpha_2 - k \cos \alpha_1 \cos \gamma_2 - z_0 \\
C &= \cos \beta_1 - y_0 \cos \alpha_2 - k \cos \alpha_1 \cos \beta_2 - y_0 \\
D &= -y_0 \cos \gamma_1 - z_0 \cos \alpha_2 - k \cos \alpha_1 \cos \gamma_2 - z_0 \\
&\quad - z_0 \cos \beta_1 - y_0 \cos \alpha_2 - k \cos \alpha_1 \cos \beta_2 - y_0
\end{aligned}$$

Уравнение плоскости коллинеарного синхронизма для рассматриваемой геометрии кристалла представляется выражением:

$$C_1 z + D_1 = 0, \quad (3)$$

где $C_1 = k \sin \theta_s - y_0 + y_0 \cos \theta_s$, $D_1 = -z_0 (k \sin \theta_s - y_0 + y_0 \cos \theta_s)$,
 θ_s - угол коллинеарного синхронизма одноосного кристалла для генерации второй оптической гармоники излучением частоты ω .
Тогда угол ψ определяется из выражения:

$$\cos \psi = \frac{CC_1}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2} \sqrt{C_1^2}} = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}. \quad (4)$$

2. Определение угла $\alpha^{2\omega}$ между волновым вектором $\vec{k}_3$ второй оптической гармоники и направлением коллинеарного синхронизма.

Так как волновые векторы взаимодействующих волн $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ и волновой вектор $\vec{k}_3$ второй оптической гармоники лежат в одной плоскости (плоскости взаимодействия), которая пересекается с плоскостью коллинеарного синхронизма, то угол $\alpha^{2\omega}$ определяется из выражения [3]:

$$\alpha^{2\omega} = \frac{\alpha_1 + \alpha_1}{2}. \quad (5)$$

3. Определение направлений векторного синхронизма.

Для эффективного преобразования излучения по частоте необходимо выполнение условия векторного синхронизма (взаимодействие $\omega\omega \rightarrow e$):

$$\vec{k}_1^o + \vec{k}_2^o = \vec{k}_3^e, \quad (6)$$

где $k_3^e = 2\omega \cdot n_e^{2\omega}(\theta_{2\omega})/c$, $n_e^{2\omega}(\theta_{2\omega})$ - показатель преломления кристалла для излучения частоты 2ω необыкновенной поляризации, $\theta_{2\omega}$ - угол распространения световой волны удвоенной частоты относительно оптической оси одноосного кристалла. Из условия векторного синхронизма получаем выражение [3]:

$$\cos \frac{\phi_{вз}}{2} = \frac{n_e^{2\omega}(\theta_{2\omega})}{n_o^\omega}, \quad (7)$$

где $\phi_{вз}$ - угол между волновыми векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ взаимодействующих волн частоты ω . Угол $\theta_{2\omega}$ определяется из соотношения:

$$\begin{aligned} \cos 2\alpha^{2\omega} + 2\cos\theta_{2\omega} \cos\alpha^{2\omega} \cos\theta_s &= \\ = 4\sin^2\theta_{2\omega} \cos^2\psi \cos^2\theta_{2\omega} + \cos^2\alpha^{2\omega} - 2\cos\theta_{2\omega} \cos\alpha^{2\omega} \cos\theta_s & \end{aligned} \quad (8)$$

Учитывая геометрию распространения световых волн в одноосном кристалле, угол $\phi_{вз}$ можно также определить из выражения:

$$\phi_{вз} = \alpha_1 - \alpha_2. \quad (9)$$

Если $\phi_{вз}$, определенное из уравнения (9), удовлетворяет условию векторного синхронизма (7), то генерация второй оптической гармоники идет эффективно.

Для апробации представленного алгоритма была рассчитана абберационная структура второй оптической гармоники (рис. 2) с использованием геометрических и оптических параметров проведенного натурного эксперимента. Длина волны основного излучения $\lambda = 1,064$ мкм соответствовала излучению неодимового лазера. Параметры плосковыпуклой фокусирующей линзы следующие: радиус кривизны 86 мм, диаметр 120 мм, толщина на оптической оси 27 мм, показатель преломления 1,48. Кристалл-преобразователь (ниобат лития) находился на расстоянии 160 мм от фокусирующей линзы.

Рассчитанная структура второй оптической гармоники (рис. 2) совпадает по виду и по угловым параметрам с результатами натурного эксперимента (рис.1, б), что доказывает адекватность разработанной математической модели и численных подходов к её реализации. При апробации представленного алгоритма для моделирования структуры второй оптической гармоники в различных кристаллах-преобразователях излучением, сфокусированным различными

оптическими системами, он показал себя как устойчивый с хорошей повторяемостью результатов.

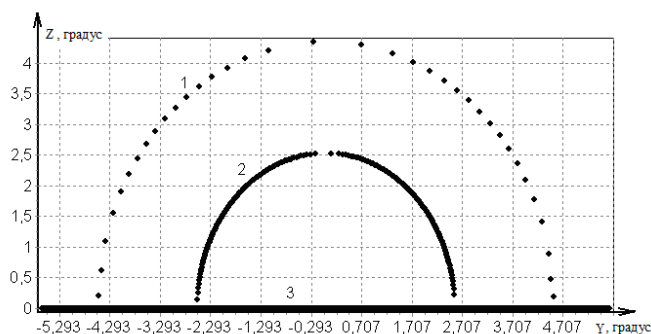


Рис. 2. Структура второй оптической гармоники на выходе из кристалла ниобата лития. Кривые соответствуют: 1 – векторным взаимодействиям световых волн на оптической оси системы, 2 – векторным взаимодействиям световых волн на периферийных участках фокального пятна, 3 – коллинеарным взаимодействиям световых волн

Фокусирующая оптика является неотъемлемой частью приемопередающих устройств инфракрасной техники. Особенности структуры второй оптической гармоники, генерируемой инфракрасным лазерным излучением с абберациями, дают возможность разработки нового перспективного метода определения аббераций оптических систем в инфракрасной области спектра.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Цернике, Ф. Прикладная нелинейная оптика / Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер – М. : Мир. – 1976. – 258 с.
2. Дмитриев, В.Г. Прикладная нелинейная оптика / В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. – М.: Физматлит, 2004. – 512 с.
3. Илларионов, А.И. Математическое и компьютерное моделирование пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники с учетом сферической абберации фокусирующей линзы / А.И. Илларионов, О.В. Горева, Д.В. Горев // Современные технологии. Системный анализ. Моделирование. - 2013.- №3 (39). - С.183-187
4. Stroganov, V.I. Optical system aberration effect in the second harmonic generation / V.I. Stroganov, A.I. Illarionov // Opt. Com. – 1980. – Vol. 35. , № 3. – P. 455-461
5. Иваненко, К.С. Распределения интенсивности излучения лазерного диода / К.С. Иваненко, А.И. Илларионов, О.В. Горева // Вопросы естествознания.- 2014. - №1 (2) – С. 97-106
6. Илларионов, А.И. Генерация второй гармоники в нелинейных кристаллах излучением со сложной конфигурацией волнового фронта неопределенности: автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05/Илларионов Анатолий Ильич – Новосибирск., 1983. - 15 с.
7. Янчук, О.В. Отображение нелинейно-оптических свойств кристалла в абберационных структурах второй гармоники: автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/Янчук Ольга Валерьевна – Иркутск, 2009. - 22 с.

© О. В. Горева, А. И. Илларионов, 2015

ОЦЕНКИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ СИГНАЛОВ ЛАЗЕРНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ СИСТЕМ В ПРИСУТСТВИИ ОКРАШЕННОГО ШУМА

Виктор Сергеевич Соболев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник лаборатории оптических информационных систем, тел. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

Феофил Арсентьевич Журавель

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, кандидат технических наук, ведущий инженер-программист лаборатории оптических информационных систем, тел. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

Галина Абрамовна Кащеева

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, научный сотрудник лаборатории оптических информационных систем, тел. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

Разработана методология получения максимально правдоподобных оценок центральной частоты сигналов лазерных доплеровских систем в присутствии окрашенного аддитивного шума. Показано, что предварительная фильтрация белого шума в полосе втрое превышающей ширину спектра доплеровского сигнала позволяет повысить точность оценок в 3-10 раз.

Ключевые слова: лазерные доплеровские системы, максимально правдоподобные оценки, фильтрация.

LASER DOPPLER SYSTEM'S CENTRAL FREQUENCY ESTIMATES IN THE PRESENCE OF COLORED NOISE

Victor S. Sobolev

Federal State Institution of Science Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Ak. Koptuyuga Av., Ph. D., Professor, Chief Researcher of Laboratory of Optical Information Systems, tel. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

Feofil A. Zhuravel'

Federal State Institution of Science Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Ak. Koptuyuga Av., Ph. D., Leading Engineer Programmer of Laboratory of Optical Information Systems, tel. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

Galina A. Kashcheeva

Federal State Institution of Science Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Ak. Koptyuga Av., Scientific Researcher of Laboratory of Optical Information Systems, tel. (383)333-28-39, e-mail: sobolev@iae.nsk.su

The methodology for obtaining maximum likelihood estimates of the laser Doppler system's signals center frequency in the presence of colored additive noise is presented. It is shown that the pre-filtering of white noise in the band three times greater than the width of the Doppler signal spectrum can improve the accuracy of estimates by 3-10 times.

Key words: laser Doppler systems, maximum likelihood estimates, filtration.

Введение.

Во многих радио, оптоэлектронных и гидроакустических системах, а также в физическом эксперименте сигналы, несущие полезную информацию, эквивалентны узкополосным случайным нормальным процессам (УСНП) [1-5]. Примером могут служить сигналы погодных радаров, лидаров и лазерных доплеровских анемометров, работающих в многочастичном режиме рассеяния. Теория УСНП хорошо развита, в частности, известна совместная плотность вероятности их мгновенных отсчетов. Это обстоятельство позволяет существенно повысить точность доплеровских систем за счет обработки получаемых сигналов с применением методологии максимального правдоподобия. Как известно [5-7], она позволяет получать оценки параметров соответствующих сигналов с минимальной дисперсией.

Следует отметить, что методы и аппаратура лазерной доплеровской анемометрии и лазерной локации прочно вошли в арсенал экспериментальной гидро- и аэродинамики, исследований динамики земной атмосферы, прогнозирования погоды, обеспечения безопасности полетов в районах аэропортов [2-8]. Они также с успехом применяются в промышленности для измерения скорости горячего проката, проволоки и других диффузно рассеивающих протяженных изделий [2]. В то же время, случайный характер получаемых сигналов приводит к существенным погрешностям измерений, в частности, такого важного параметра как доплеровская частота, пропорциональная скорости исследуемых объектов. Этот недостаток не устраивает многих пользователей доплеровских систем, в связи с чем проблема повышения их точности представляет большой интерес и широко дискутируется в печати [2-7]. Заметим, однако, что большинство публикаций посвящено простейшему случаю, когда выходной сигнал доплеровской системы сопровождается аддитивным белым шумом, в то время как в любой реальной доплеровской системе спектр принятого излучения переносится в область доплеровских, нулевых или промежуточных частот и подвергается узкополосной фильтрации с тем, чтобы убрать ненужные продукты преобразования частот и избыточный шум вне полосы пропускания фильтра. Ясно, что подавление избыточного шума может существенно повысить точность работы доплеровских систем. Доклад посвящен разработке алгоритмов максимально

правдоподобных оценок (МПО) параметров получаемых сигналов в присутствии профильтрованного (окрашенного шума) и оценке получаемого выигрыша.

1. Алгоритмы получения максимально правдоподобных оценок доплеровской частоты.

Итак, будем считать, что адекватной моделью полезной высокочастотной части доплеровского сигнала является узкополосный нормальный случайный процесс, сопровождаемый аддитивным нормальным окрашенным шумом. Рассмотрим типичный случай, когда спектр принятого излучения переносится на доплеровскую или промежуточную частоты, усиливается и подвергается узкополосной фильтрации. Как это обычно бывает, центральная частота фильтра совпадает с частотой Доплера или промежуточной частотой.

В целях упрощения дальнейших выкладок примем, что частотная характеристика фильтра имеет Гауссову форму, тогда модели доплеровского сигнала и профильтрованного шума будут иметь вид узкополосных случайных процессов

$$U_s(t) = A_s(t) \exp[-j(\omega t + \varphi_s(t))], \quad (1)$$

$$U_n(t) = A_n(t) \exp[-j(\omega t + \varphi_n(t))], \quad (2)$$

где A_s и A_n амплитуды сигнала и шума, подчиняющиеся распределению Релея, ω - их центральная частота, $\varphi_s(t)$ и $\varphi_n(t)$ - случайные фазы, равномерно распределенные в пределах $+\pi, -\pi$.

В силу того, что полоса пропускания фильтра обычно выбирается несколько шире ширины спектра сигнала, можно считать, что фильтр не оказывает существенного влияния на сам сигнал. С учетом этого будем считать сигнал и профильтрованный шум не коррелированными. Большинство доплеровских систем непрерывного действия работает с лазерами, излучающими гауссовы пучки, а импульсные доплеровские системы работают с импульсами Гауссовой формы, поэтому корреляционная функция суммарного доплеровского сигнала будет иметь следующий вид

$$R(kT) = \left\{ \sigma_s^2 \exp \left[- \left(\frac{kT}{T_{ks}} \right)^2 \right] + \sigma_n^2 \exp \left[- \left(\frac{kT}{T_{kn}} \right)^2 \right] \right\} \exp j\omega kT, \quad (3)$$

где σ_s^2 - дисперсия сигнала, σ_n^2 - дисперсия шума, T_{ks} и T_{kn} - времена корреляции сигнала и шума соответственно, k номер отсчета значений корреляционной функции, T период дискретизации сигнала.

Далее будем считать, что доплеровский сигнал равномерно дискретизируется по времени, а его M используемых для оценки доплеровской частоты отсчетов, представляют собой вектор-столбец $z = [z_0, z_1 \dots z_k \dots z_{M-1}]$.

Если на интервале измерений скорость остается неизменной, то процесс (1), эквивалентный получаемому доплеровскому сигналу, будет стационарным, и совместная плотность вероятности его отсчетов в матричном виде определится как [9, с.61]

$$p(z_0 \dots z_{M-1}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^M |\mathbf{D}|}} \exp -0,5(z^*)^T \mathbf{D}^{-1} z, \quad (4)$$

где $\mathbf{D}$ – корреляционная матрица сигнала (1), т.е. матрица с элементами $R(kT)$, $|\mathbf{D}|$ – ее определитель, а $\mathbf{D}^{-1}$ – обратная ей матрица. Звездочка (*) означает операцию комплексного сопряжения, индекс (T) в показателе степени – операцию транспонирования.

Поскольку сигнальная часть корреляционной функции (3) представляет собой произведение двух сомножителей, один из которых является вещественной величиной, а второй – комплексной, то матрицу $\mathbf{D}$ удобно представить в виде произведения трех матриц, а именно:

$$\mathbf{D} = \mathbf{B} \mathbf{C} \mathbf{B}^* \quad (5)$$

где $\mathbf{B}$ – диагональная матрица с элементами $\exp(j\omega kT)$, а $\mathbf{C}$ – теплицева матрица, элементы которой определяются первым сомножителем корреляционной функции (3) с действительными элементами $\sigma_s^2 \exp[-(\kappa T)^2 / T_{ks}^2] + \sigma_n^2 \exp[-(\kappa T)^2 / T_{kn}^2]$.

Исходя из выражений (4,5) и вышеизложенного, выражение для логарифма функции правдоподобия примет вид

$$\ln p(z / \omega) = -z^T \mathbf{B}(\mathbf{C})^{-1} \mathbf{B}^* z - \ln |\mathbf{D}| - \frac{M}{2} \ln 2\pi. \quad (6)$$

В соответствии с методологией максимального правдоподобия МПО доплеровской частоты можно получить, как аргумент максимума логарифма функции правдоподобия (6). Альтернативным способом нахождения МПО является получение и решение уравнения правдоподобия, которое выводится путем дифференцирования и приравнивания к нулю выражения (6). Чтобы исследовать качество получаемых оценок доплеровской частоты и оценить выигрыш от предварительной фильтрации сигнала, было проведено компьютерное моделирование вышеприведенного алгоритма. Суть эксперимента состояла в том, чтобы при заданных (представляющих интерес для практиков) параметрах сигнала и шума определить среднеквадратичные ошибки (СКО) в оценке доплеровской частоты (скорости) и найти смещения этих оценок. Вторым аспектом задачи являлось сравнение полученных СКО и смещений частоты с этими же величинами для случая, когда МПО частоты определяются в присутствии нефильтрованного белого шума, и таким образом показать выигрыш, получаемый за счет узкополосной предварительной фильтрации.

2. Технология модельного эксперимента.

Вначале, в соответствии с методикой [10] строилась модель доплеровского сигнала в виде УСНП с заданной формой корреляционной функции и заданным отношением сигнал/шум. Для проводимого эксперимента было выбрано типичное значение времени корреляции сигнала, равное 5-ти доплеровским периодам и 2-м периодам для профильтрованного шума. Значение доплеровской частоты

для удобства вычислений было задано, равным 1 Гц, а период дискретизации сигнала равным $T=0,1T_D$, где T_D - период доплеровской частоты. Общая длина реализации сигнала составляла $1000 T_D$.

На рис. 1 в качестве примера представлен амплитудный спектр смоделированного сигнала в присутствии белого шума с дисперсией, равной дисперсии сигнала, и частотная характеристика примененного фильтра.

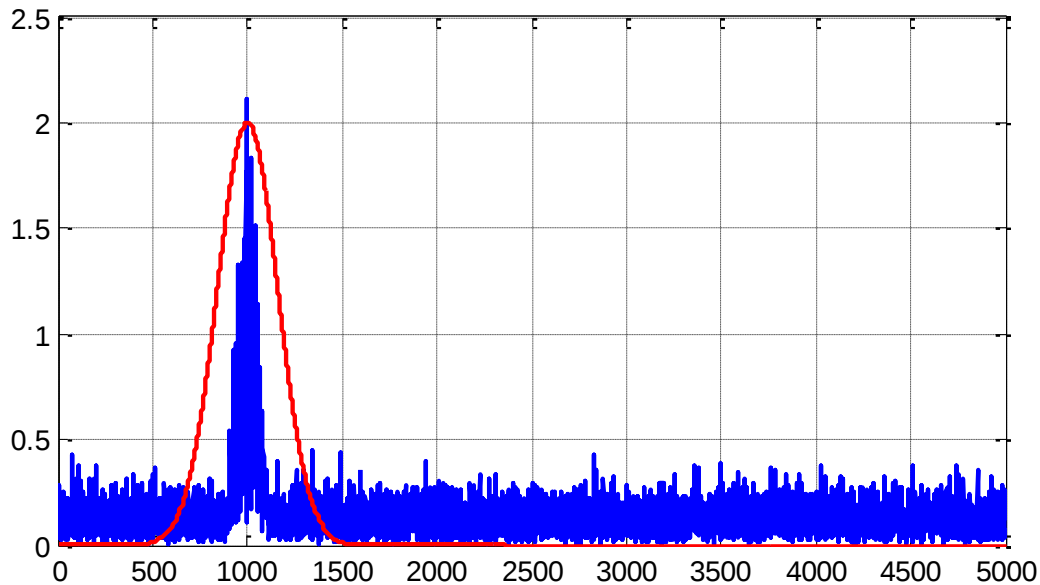
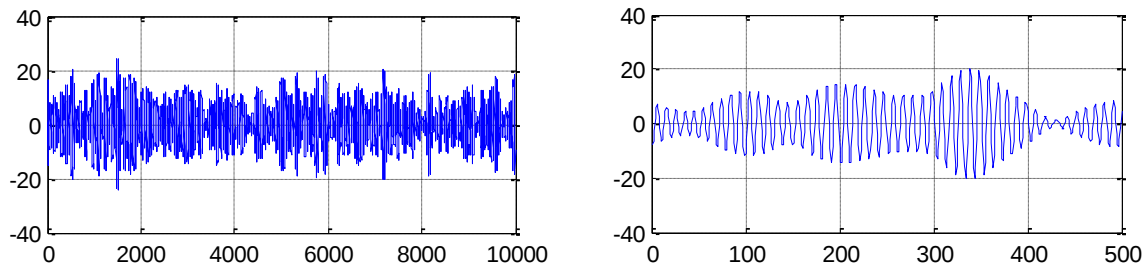


Рис. 1. Амплитудный спектр зашумленного сигнала и частотная характеристика фильтра

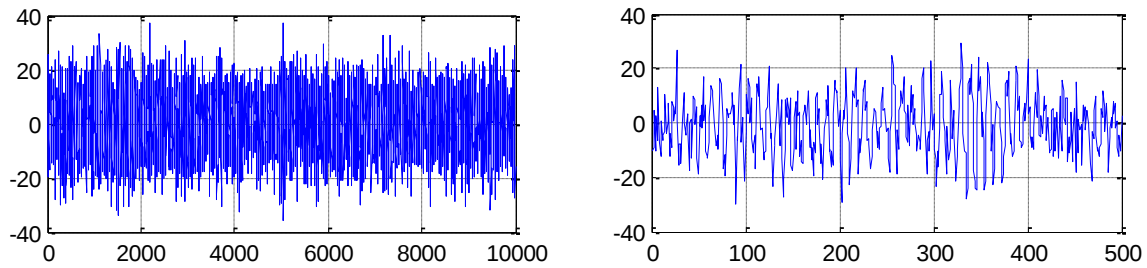
На рис. 2 представлены графики смоделированного случайного процесса, сумма процесса и аддитивного белого шума, фильтрованного процесса, фильтрованного процесса с шумом, белого шума, его профильтрованная реализация и их среднеквадратичные отклонения (СКО).

Технология эксперимента состояла в следующем. Для получения значений СКО МПО центральной частоты процесса его отсчеты, взятые из модели, подставлялись в матричное выражение логарифма функции правдоподобия (6). Затем строилась эта функция как функция частоты и с помощью стандартной программы «Мат» системы «Матлаб» осуществлялся поиск положения ее максимума. Полученное значение принималось в качестве МПО доплеровской частоты. Затем, по этим данным вычислялось значение СКО полученных оценок. Для достаточной достоверности этой характеристики использовались 10000 точек реализации.

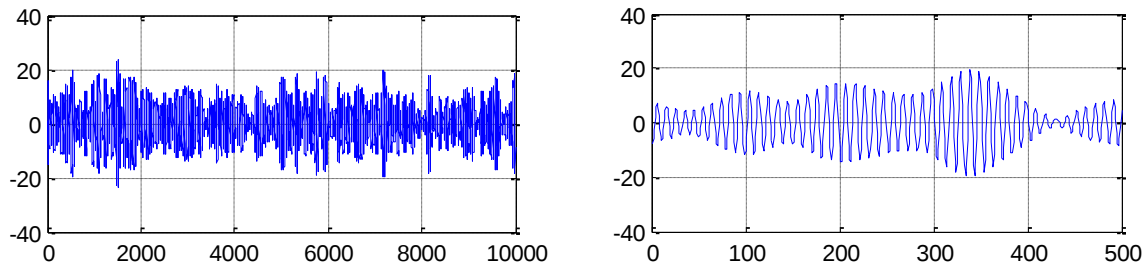
Исходный сигнал без шума (ско = 7) и его первые 500 точек



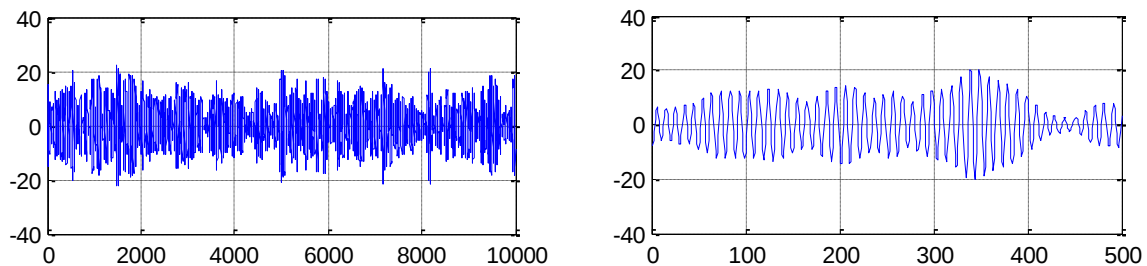
Сигнал со 100% шумом (ско = 10) и его первые 500 точек



Фильтрованный сигнал без шума, (ско= 6.93) и его первые 500 точек



Фильтрованный сигнал с шумом (ско = 7.15) и его первые 500 точек



Белый гауссов шум (ско=7.12) и его первые 500 точек после фильтрации (ско = 1.83)

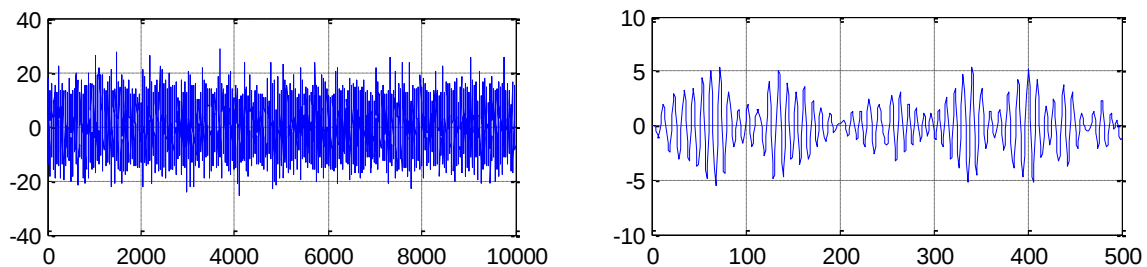


Рис. 2. Графики моделей сигнала и шума

3. Результаты модельного эксперимента

Результаты моделирования процесса получения МПО центральной частоты представлены в табл. при отношениях сигнал/шум (С/Ш) 0, 10, 20, 30 и 40 дБ в виде осредненных значений центральной частоты (Е) и ее СКО как функции числа отсчетов сигнала в присутствии не фильтрованного и фильтрованного шумов. Данные получены при использовании 2-х, 3-х и 5-ти отсчетов исследуемого процесса.

Таблица

Значения МПО-оценок центральной частоты и ее СКО при разных отношениях сигнал/шум и разном числе отсчетов сигнала

Число отсчетов	Отношение сигнал/шум, дБ									
	0		10		20		30		40	
	Е	СКО	Е	СКО	Е	СКО	Е	СКО	Е	СКО
2	1.25	1.77	1.04	0.921	0.99	0.24	0.99	9.144	0.99	0.115
	0.99	0.091	0.99	0.092	0.99	0.895	0.99	0.087	0.99	0.085
3	1.02	1.44	1.14	0.899	1.00	0.15	0.99	0.104	0.99	0.071
	1.00	0.064	0.99	0.037	0.99	0.033	0.99	0.032	0.99	0.031
5	1.64	1.23	1.12	0.607	1.00	0.118	0.99	0.070	0.99	0.054
	1.00	0.021	1.00	0.017	1.00	0.013	0.99	0.012	1.00	0.009

Анализ результатов привел к следующим выводам:

При малых отношениях с/ш, например, 0 дБ применение алгоритмов максимального правдоподобия к нефильтованному сигналу не позволяет получать приемлемые оценки частоты, так как СКО при использовании 2-х отсчетов составляют 177%, а при 5-ти отсчетах – 123%. При отношении с/ш = 10 дБ эти же цифры составляют соответственно 90% и 60%.

Узкополосная фильтрация резко снижает ошибки оценок частоты. При отношении с/ш = 0 дБ и использовании 2-х отсчетов сигнала выигрыш в точности при фильтрации составляет 20 раз, а при 5-ти отсчетах - 60. При отношении с/ш 10 дБ эти же цифры составляют 10, и 35, для с/ш = 20 дБ 2.7 и 8, для с/ш = 30 дБ 1.6 и 6, для с/ш = 40 дБ 1.3 и 5.5.

Интересно оценить выигрыш, который обеспечивает увеличение числа отсчетов. При отношении с/ш 0 дБ выигрыш в точности при использовании 5-ти отсчетов вместо 2-х составляет 4.25, при с/ш = 10 дБ – 5.4, при с/ш = 20 дБ – 6.4, при с/ш = 30 дБ – 7, при с/ш 40 дБ – 9. С уменьшением шума выигрыш возрастает.

Что касается осредненных значений оценок частоты, как меры их смещения, то для нефильтованного сигнала при отношении с/ш = 0 дБ смещение очень велико и составляет 25% для 2-х отсчетов и 64% для 5-ти. С уменьшением шума смещение резко падает, и, если для 10 дБ оно составляет, соответ-

венно, 4% и 12%, то при дальнейшем снижении шума смещение практически отсутствует.

Заключение

Путем компьютерного моделирования показано, что фильтрация доплеровского сигнала в полосе, равной трем ширинам его спектра существенно (в разы) снижает погрешности измерений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лазерные доплеровские измерители скорости: монография. Под ред. Ю. Е. Нестерихина. Новосибирск: Наука, 1975. - 164 с.
2. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983. - 214 с.
3. Дюррани Т., Гризэйтис К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. М.: Энергия, 1980. - 336 с.
4. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982, 304 с.
5. Frehlich R., Sharman R. Maximum likelihood Estimates of Vortex Parameters from Simulated Coherent Lidar Data // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. - 2005.V. 21, Febr., P. 117-130.
6. Sobolev V. S., Feshenko A. A. Accurate Cramer-Rao Bounds for a Laser Doppler anemometer // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 2006.- V. 55. - №2. – P. 659-665.
7. Соболев В. С. Оптимальные оценки параметров оптических сигналов: монография. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2011. - 134 с.
8. Банах В. А., Смалихо И. Н., Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере: монография. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. – 303 с.
9. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники: монография. В 3 т. Т. 2. М.: Сов. Радио, 1968. -
10. Sirmans D., Bumgarner B. Numerical Comparison of Five Mean Frequency Estimators // J. Appl. Meteor. – 1975. - V.14. - P. 991-1003.

© В. С. Соболев, Ф. А. Журавель, Г. А. Кащеева, 2015

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ КОМПЛЕКСОВ ДИСТАНЦИОННОГО ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Станислав Витальевич Ивакин

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1, инженер кафедры И1 «Лазерная техника»; ООО «Научно-производственное предприятие "Лазерные системы"», 198515, Россия, г. Санкт-Петербург, п. Стрельна, ул. Связи, 34, лит. А, заместитель главного конструктора по НИОКР, тел. (812)612-02-88, e-mail: stanislav.ivakin@gmail.com

Научно обоснованы принципы и предложена концепция рационального построения современных лазерных комплексов дистанционного энергоснабжения низкоорбитальных космических аппаратов. Аргументированно обоснована востребованность лазерных технологий дистанционного энергоснабжения в аэрокосмическом пространстве.

Ключевые слова: дистанционное энергоснабжение, направленная передача энергии, лазерные технологии, низкоорбитальный космический аппарат.

LOW-ORBIT SPACECRAFT LASER POWER BEAMING COMPLEX DESIGN PRINCIPLES

Stanislav V. Ivakin

Baltic state technical university «VOENMEH» named after D. F. Ustinov, 190005, Russia, St. Petersburg, 1, 1st Krasnoarmeyskaya Str., Engineer of Laser technology Department; Laser Systems Ltd., 198515, Russia, St. Petersburg, Strelna, 34A, Svyazi Str., Deputy R&D Chief Designer, tel. (812)612-02-88, e-mail: stanislav.ivakin@gmail.com

Design principles and concept of low-orbit spacecraft laser power beaming complex were presented and substantiated as well as actuality of laser power beaming in global aerospace domain.

Key words: power beaming, directed energy, laser technology, low-orbit spacecraft.

Современные подходы и тенденции развития космической и авиационной техники заключаются в создании автономных, распределённых и реконфигурируемых систем, открытая архитектура и модульность компонентов которых позволяет оперативно их модернизировать и адаптировать (перестраивать) адекватно изменяющимся задачам [1].

Энергетика аэрокосмических систем продолжает оставаться главным критическим фактором выполнения поставленных задач. Возрастающая мощность автономных авиационных и космических систем требует внедрения новейших высокоэффективных энергетических технологий: двигателей, генераторов, преобразователей и накопителей, в комплексе приводящих к революционным изменениям в аэрокосмической деятельности.

Высокую актуальность в настоящее время приобретают технологии направленной передачи энергии, наиболее сложной и востребованной задачей применения которых является дистанционное энергоснабжение космических и

летательных аппаратов (КА и ЛА) [2]. Востребованность технологий дистанционной передачи энергии в аэрокосмическом пространстве обоснована спецификой построения и применения ряда перспективных КА и ЛА, энергообеспечение которых традиционными методами не обеспечивает достижение ожидаемых тактико-технических характеристик. В частности, актуальной является задача дистанционного энергоснабжения беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) [3], подзарядка аккумуляторов которых по лазерному лучу продемонстрирована американской компанией LaserMotive в рамках натурного эксперимента [4].

В космическом пространстве востребованным уже в ближнесрочной перспективе приложением технологий направленной передачи энергии является дистанционное энергоснабжение низкоорбитальных космических аппаратов. Торможение последних в разреженной атмосфере снижает срок их активного существования и ограничивает возможность использования классических планарных солнечных батарей.

Дистанционное энергоснабжение КА рационально осуществлять с помощью лазерных технологий, обеспечивающих подзарядку аккумуляторов спутников во многом схожим образом с технологиями энергоснабжения путём преобразования солнечного излучения. Отличием является то, что луч лазера намного интенсивнее, чем поток солнечного излучения, а значит, для передачи значительного количества энергии не требуется больших площадей фотоприёмных элементов. Используя лазер, можно осуществлять энергоснабжение КА кратковременными сеансами по мере необходимости.

В настоящее время интенсивно развиваются относительно недорогие и маложивущие микро- и нанокосмические аппараты, рассматриваемые в качестве потенциальной альтернативы крупным высокоэффективным спутникам [1]. Кроме того, перспективным направлением является развитие низкоорбитальных кластерных космических систем, которое в ближайшее время может стать одним из наиболее приоритетных. Наиболее близкие к практической реализации разработки низкоорбитальных кластерных космических систем, использующих лазерные технологии дистанционного энергоснабжения, в настоящее время имеются в США в агентстве DARPA [5].

В России идея дистанционной передачи электрической энергии с помощью направленного электромагнитного излучения активно прорабатывается с 70...80 годов прошлого века, однако подавляющее количество полученных научных результатов относится к проблемам создания больших космических солнечных электростанций (КСЭС), преобразующих солнечную энергию в электрическую с последующей её передачей при помощи СВЧ-излучения на Землю [6].

Известные, схожие по тематике, решения, например реализуемые РКК «Энергия» имени С.П. Королёва в рамках космического эксперимента (КЭ) «Пеликан» [7] по беспроводной передаче электрической энергии с российского сегмента международной космической станции на грузовой корабль «Прогресс» не обеспечивают технологические потребности задачи дистанционного

энергоснабжения низкоорбитальных КА. Главным образом, это связано с малой (до 1... 2 км) дальностью передачи энергии, связанной с базированием КЭ «Пеликан» на технологиях полупроводниковых лазеров, характерная расходимость излучения которых составляет единицы градусов при использовании коллимирующей оптики. В то время как на значительных дистанциях, характерных для космического пространства, необходимо стремиться к достижению минимально возможной расходимости лазерного излучения, определяемой дифракционным пределом.

Таким образом, высоко актуальной является задача научного обоснования на современном научно-техническом уровне принципов рационального построения лазерного комплекса дистанционного энергоснабжения низкоорбитальных КА, а практическое развитие данной технологии имеет существенное значение для создания нового перспективного класса космических систем: кластерных группировок микрокосмических аппаратов.

Целью настоящей работы является научная разработка принципов рационального построения комплексов дистанционного энергоснабжения низкоорбитальных космических аппаратов (КДЭ-НКА).

Исходными данными для разработки являются особенности применения низкоорбитальных КА, сложность энергообеспечения которых вызвана рядом причин, среди которых следует выделить наиболее значительные:

- значительное относительное время нахождения КА в тени на низких орбитах;
- высокое аэродинамическое сопротивление выносных панелей солнечных батарей;
- малые размеры панелей солнечных батарей, отсутствие или низкая точность системы ориентации панелей солнечных батарей на Солнце, связанные с экономией массы и энергии.

Важным принципом разработки лазерных комплексов дистанционного энергоснабжения является системность, что означает комплексное рассмотрение и решение всех аспектов применения и развития данной технологии. То есть рассмотрению подлежит не только связка «лазер – фотоэлектрический преобразователь», а полная энергетическая цепь, от источника питания лазера до потребителей доставленной электроэнергии.

Следует отметить, что задача направленной передачи энергии в условиях космического пространства изначально носит комплексный характер и требует системного решения множества проблем, в т. ч. обеспечение температурных режимов космических аппаратов, как донора (источника питания), так и акцептора (потребителя энергии). Не менее важные проблемы, также требующие решения, относятся к специфике операционной деятельности в околоземном космическом пространстве, это задачи поиска удалённого малоразмерного объекта, точного наведения и удержания на нём лазерного луча, а также информационного обеспечения процесса дистанционного энергоснабжения КА.

Проведённый анализ показал, что возможность создания в ближайшей перспективе действующих опытных образцов космических лазерных комплексов для дистанционной передачи энергии (рис. 1) обеспечивается разработкой к настоящему времени (и дальнейшим их развитием) следующих составных частей комплексов:

- твердотельных (в т. ч. волоконных) лазеров с коэффициентом полезного действия до 20%, обеспечивающих одновременное сочетание высокой мощности и высокого оптического качества (минимальной расходимости) излучения;
- гетероструктурных фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии с коэффициентом полезного действия более 29% и фотоэлектрических преобразователей лазерного излучения – с КПД более 40 %, позволяющих эффективно преобразовать потоки энергии с плотностью мощности до 200 Вт/см² [8];
- литий-ионных аккумуляторных батарей с удельной энергией до 800 кДж/кг (222 Вт·ч/кг), а в ближайшей перспективе до 1 МДж/кг (277 Вт·ч/кг), и суперконденсаторов;
- современных оптико-электронных систем наведения, обеспечивающих точность наведения не хуже 1".

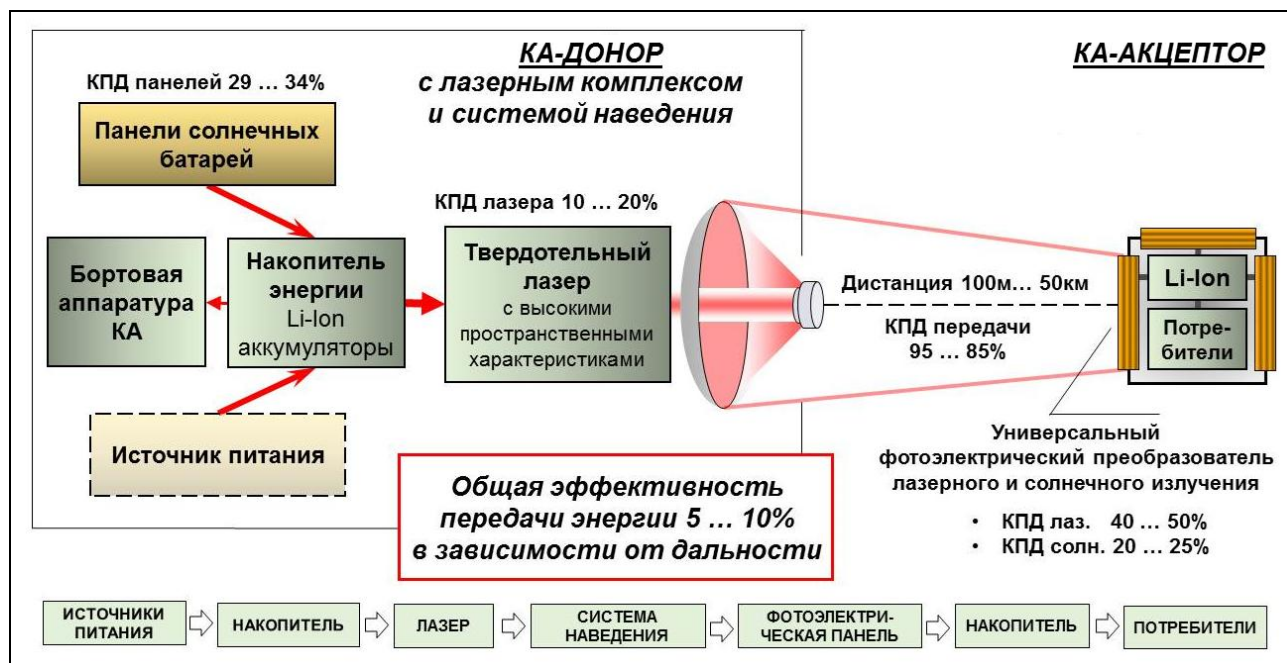


Рис. 1. Принципиальная схема лазерного комплекса дистанционного энергоснабжения космических аппаратов

Одновременное сочетание высокой мощности и высокого оптического качества излучения, а также надёжность и удобство эксплуатации в космическом пространстве демонстрируют волоконные и твердотельные лазерные системы. Среди последних особый интерес вызывают твердотельные лазеры, реализующие

щие эффект обращения волнового фронта (ОВФ) для компенсации искажений волнового фронта при усилении излучения [9], а в перспективе - для когерентного сложения нескольких лазерных каналов.

Таким образом, в ряде случаев особенности построения и применения новейших перспективных КА и ЛА формируют комплекс критических ограничений, обуславливающих с технико-экономической точки зрения использование лазерных систем дистанционного энергоснабжения.

Дистанционное энергоснабжение осуществляется на базе твердотельных (волоконных) лазеров и полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей как в непрерывном, так и в импульсном режимах [10]. Рациональный состав и параметры комплекса дистанционного энергоснабжения определяются для каждого случая в зависимости от уровня передаваемой мощности, дальности передачи и циклограммы работы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ПЧ ГЗ № 9.1354.2014/К Минобрнауки России.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Глобальные горизонты. Итоговый доклад. Военно-воздушные силы США. Развитие глобальной науки и технологий. AF/ST TR 13-01. Перевод с английского: НПП «Лазерные системы» ©2013 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.lsystems.ru/upload/Globalnie_gorizonti_RUS.pdf
2. Leopold Summerer, Oisin Purcell. Concepts for wireless energy transmission via laser. Space Agency (ESA)-Advanced Concepts Team, 2009, [Electronic resource] – Англ. – Режим доступа: <http://www.esa.int/gsp/ACT/doc/POW/ACT-RPR-NRG-2009-SPS-ICSOS-concepts-for-laser-WPT.pdf>
3. Richard Mason. Feasibility of Laser Power Transmission to a High-Altitude Unmanned Aerial Vehicle. RAND Corporation, 2011. [Electronic resource] – Англ. – Режим доступа: http://www.rand.org/content/dam/rand/pubs/technical_reports/2011/RAND_TR898.pdf
4. Thomas Nugent Jr., Jordin Kare, David Bashford, Carsten Erickson, Jeff Alexander. 12-hour hover: flight demonstration of a laser powered quadrocopter . USNA11-NUGENT. LaserMotive Ltd., 2010. [Electronic resource] – Англ. – Режим доступа: <http://lasermotive.com/wp-content/uploads/2010/04/AUVSI-white-paper-8-11.pdf>
5. Naresh Shah, Owen C. Brown. Fractionated Satellites: Changing the Future of Risk and Opportunity for Space Systems. High Frontier / The Journal for Space & Missile Professionals.- Nov. 2008.- Vol. 5.- № 1.- p. 29-36
6. Ю.С.Мануйлов, Е.Н.Алешин. Формирование облика космической солнечной энергоустановки с учётом особенностей углового движения объекта. Труды Военно-космической академии им. А.Ф. Можайского, 2014, Вып. 642, стр. 140-148
7. Исследование передачи электрической энергии лазерным излучением между КА (шифр «Пеликан») / Научно-техническое обоснование проведения космического эксперимента на Российском сегменте МКС. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://knts.tsniimash.ru/ru/src/notice/Пеликан%20-%20НТО.doc>
8. Viacheslav Andreev, Vladimir Khvostikov, Vitali Kalinovsky, Vladimir Lantratov, Vladimir Grilikhes, Valery Rumyantsev, Maxim Shvarts, Valery Fokanov, Aleksandr Pavlov. High current density GaAs and GaSb photovoltaic cells for laser power beaming. / Photovoltaic Energy Conversion, 2003. Proceedings of 3rd World Conference on.- Volume:1.- p. 761 - 764

9. Pogoda A. P., Lebedev V. F., Makarchuk P. S., Smetanin S. N., Boreysho A. S. All-solid-state Nd:YAG lasers with self-pumped multiwave-mixing phase conjugate cavities // Optical Memory, 10/2013; 22(4) – P. 267–271.

10. Lowe R. A.; Landis G. A.; Jenkins P. The efficiency of photovoltaic cells exposed to pulsed laser light / NASA Technical document №94-11395 .- May 1, 1993. [Electronic resource] – Англ. – Режим доступа:

https://ia600609.us.archive.org/3/items/nasa_techdoc_19940006923/19940006923.pdf

© *С. В. Ивакин*, 2015

РАЗРАБОТКА МАКЕТА ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДИСТАНЦИОННОГО АНАЛИЗА ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Вячеслав Федорович Лебедев

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1, кандидат технических наук, доцент кафедры лазерной техники, тел. (911)909-55-71, e-mail: lebedevvf@mail.ru

Павел Сергеевич Макаrchук

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1, инженер ИЛТТ; ООО «Научно-производственное предприятие "Лазерные системы"», 198515, Россия, г. Санкт-Петербург, п. Стрельна, ул. Связи, 34, лит., инженер, тел. (931)305-40-97, e-mail: makarchuk@lsystems.ru

Определены габаритные размеры и продемонстрирована работоспособность макета лазерной системы для анализа и автоматического распознавания веществ методом ЛИЭС (LIBS) на дистанциях не менее 5 метров.

Ключевые слова: ЛИЭС, дистанционный анализ, искровая эмиссионная спектроскопия, автоматическое распознавание материалов.

DEVELOPMENT OF REMOTE LASER SYSTEM LAYOUT ANALYSIS METHOD OF LASER SPARK EMISSION SPECTROSCOPY

Vyacheslav F. Lebedev

Baltic State Technical University «VOENMEH» named after D.F. Ustinov, 190005, Russia, St. Petersburg, 1 Krasnoarmeyskaya 1-st St., Ph. D., Prof. of Department Laser Technology, tel. (911)909-55-71, e-mail: lebedevvf@mail.ru

Pavel S. Makarchuk

Baltic State Technical University «VOENMEH» named after D.F. Ustinov, 190005, Russia, St. Petersburg, 1 Krasnoarmeyskaya 1-st St., engineer; Laser Systems LLC, 198515, Russia, St. Petersburg, Strelna, 34A, Svyazi str., engineer, tel. (931)305-40-97, e-mail: makarchuk@lsystems.ru

Dimensions were defined and operability was demonstrated of a laser system model for analysis and automatic material identification by remote LIBS method at distances of at least 5 meters.

Key words: laser-induced breakdown spectroscopy, remote LIBS.

Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) как сложившийся спектроскопический метод многоэлементного анализа состава исследуемого образца любого агрегатного состояния, включая объекты живой и неживой природы, сочетает в себе ряд принципиальных особенностей и преимуществ, в силу наличия которых обладает широчайшим спектром практических применений [1].

В подавляющем количестве опубликованных работ по дистанционной ЛИЭС в качестве источника излучения используются импульсные коммерческие Nd-YAG лазеры с ламповой накачкой, работающие в режиме активной модуляции добротности. Режимы двухимпульсного воздействия на мишень, как правило [2], реализуются путем увеличения количества лазеров в системе.

На сегодняшний день востребованным направлением исследований и разработок, включая метод ЛИЭС, является обнаружение и идентификация бесконтактным способом на различных дистанциях, малых примесей различных опасных веществ, в том числе взрывчатых и токсичных [3,4].

В настоящей работе продемонстрированы возможности дистанционного анализа различных металлических материалов и ружейного пороха на расстояниях от 1 до 5 метров, а также автоматического распознавания материалов методом ЛИЭС. Судя по имеющимся у нас данным, подобных исследований и на таких дистанциях в России не проводилось.

Реализованная в данной работе лазерная система для измерений методом ЛИЭС функционально включает в себя несколько подсистем: доставки излучения, сбора излучения и регистрации спектра, записи и обработки спектра (рис. 1). Основной подсистемой, увеличивающей как стоимость, так и габариты всей системы с возрастанием дистанции (свыше 30 метров), являются телескопические системы фокусировки лазерного излучения на мишень и сбора излучения плазмы. В настоящей работе применены отдельные системы доставки и сбора излучения, соразмерные с лазерным излучателем, позволившие собрать компактную установку для измерений методом ЛИЭС на расстояниях не менее 5 метров.

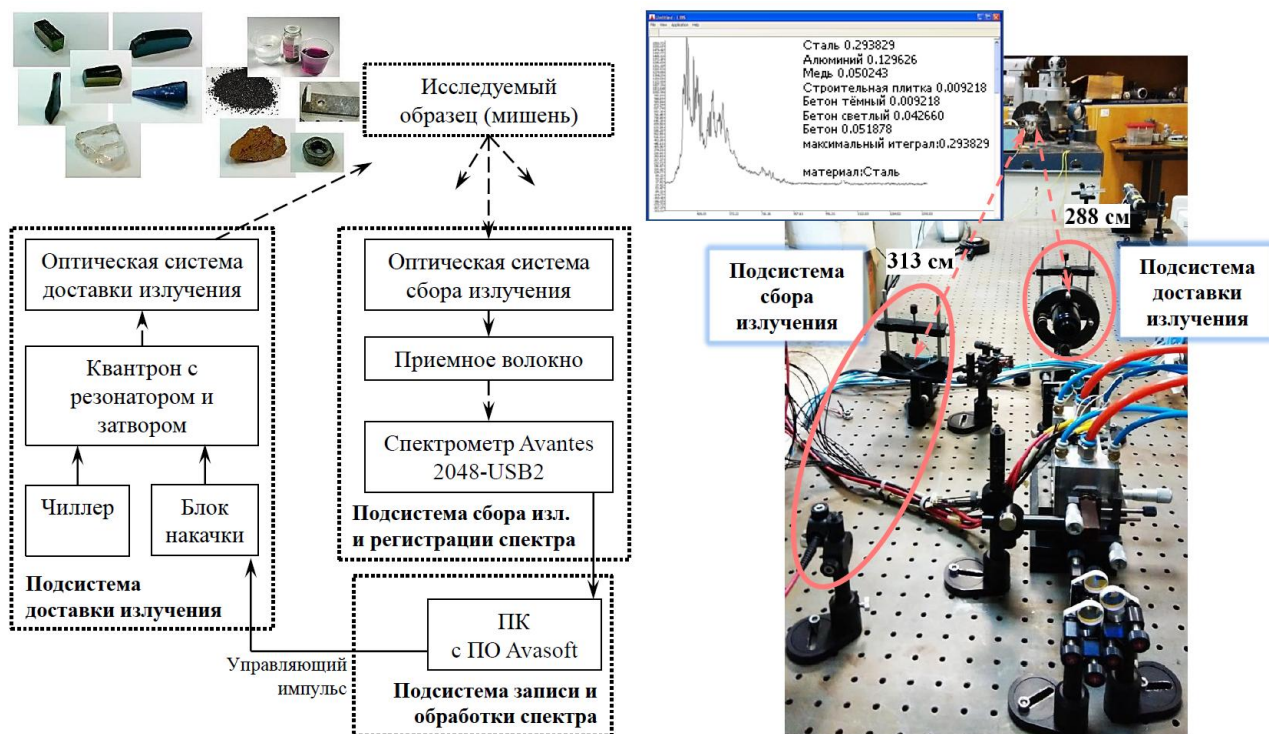


Рис. 1. Структурная схема и макет стенда для измерений методом ЛИЭС

Твердотельные лазеры с диодной накачкой, реализующие обращение волнового фронта внутри активного элемента с применением схемы многопетлевого резонатора, позволяют добиться высокой плотности мощности на мишени на значительном расстоянии до объекта воздействия, при сохранении малых габаритов всей установки [5]. В экспериментах использовался подобного типа $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазер собственной разработки с качеством пучка $M^2 = 1.25$. Реализовывалась импульсная лазерная генерация с частотой следования импульсов до 10 Гц в режиме пассивной модуляции добротности с использованием затвора LiF:F_2^- . Энергия лазерного излучения в моноимпульсном режиме длительностью 12 нс составляла 30 мДж.

В системе доставки лазерного излучения применялся телескопический расширитель пучка 10BE03 (Standa) с переменным увеличением до 12X и линза с фокусным расстоянием 500 см. В подсистеме сбора излучения и регистрации спектра – детектируемое излучение плазмы собиралось линзой с фокусным расстоянием 40 см и направлялось в блок коллимационной линзы, соединенный оптическим волокном диаметром 600 мкм со скоростным спектрометром Avantes-2048-USB2, имеющим спектральное разрешение 2.5 нм.

В проведенных сериях экспериментов варьировались дистанции до мишени, типы образов и режимы работы лазера. Расшифровка спектров производилась с помощью баз данных NIST и опубликованных данных.

На рис. 2 представлены временные зависимости спектров алюминиевого сплава на дистанции 313 см. Видно, что информативность спектров (количество полос излучения, принадлежащих данному материалу) «горячей» плазмы выше, чем у линейчатых спектров. На вставке рисунка приведены полученные данные по изменению интенсивности спектра в зависимости от расстояния.

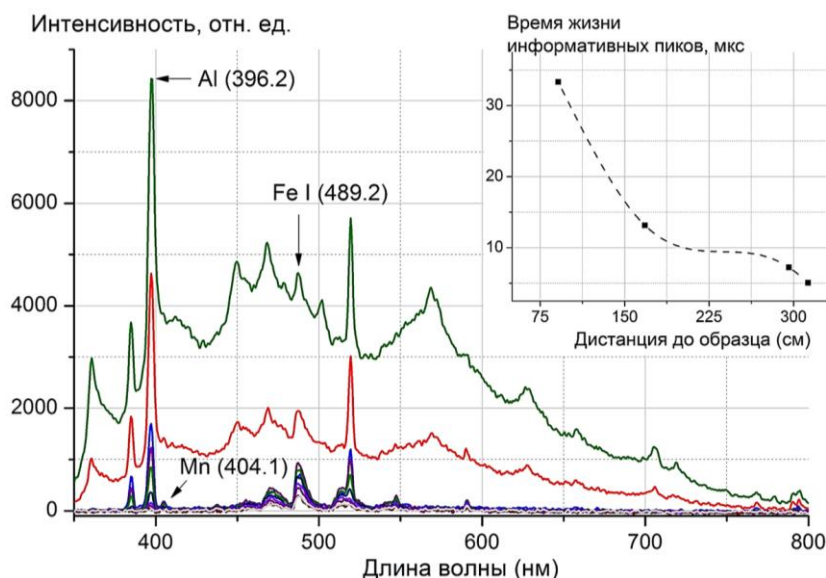


Рис. 2. Спектры образца алюминиевого сплава в зависимости от времени задержки для дистанции 313 см (слева). На вставке – время жизни информативных пиков спектра алюминиевого сплава от дистанции

Резкое увеличение интенсивности спектра достигалось при переходе от моноимпульсного режима работы лазера к цугу, состоящему из двух импульсов. При этом оказалось, что в отличие от известных двухимпульсных схем ЛИЭС, когда с целью усиления интенсивности информативных пиков спектра [2] второй импульс осуществляет дополнительный подогрев плазмы, образованный предшествующим импульсом, в нашем случае временное расстояние между импульсами превышало время жизни информативных пиков.

Пример спектров дымного ружейного пороха (образец в виде насыпки порошка из гранул) при возрастающих временах задержки между импульсом лазерного излучения и началом регистрации спектра излучения плазмы приведен на рис. 3. Как и в случае образца алюминиевого сплава видно, что информативность спектра резко возрастает на начальном этапе «остывания» плазмы. Приведенные на рисунке столь высокие абсолютные времена задержек (порядка 500 мкс) обусловлены большим интервалом между управляющим сигналом от спектрометра на запуск лазера и импульсом лазерной генерации (примерно в 480 мкс).

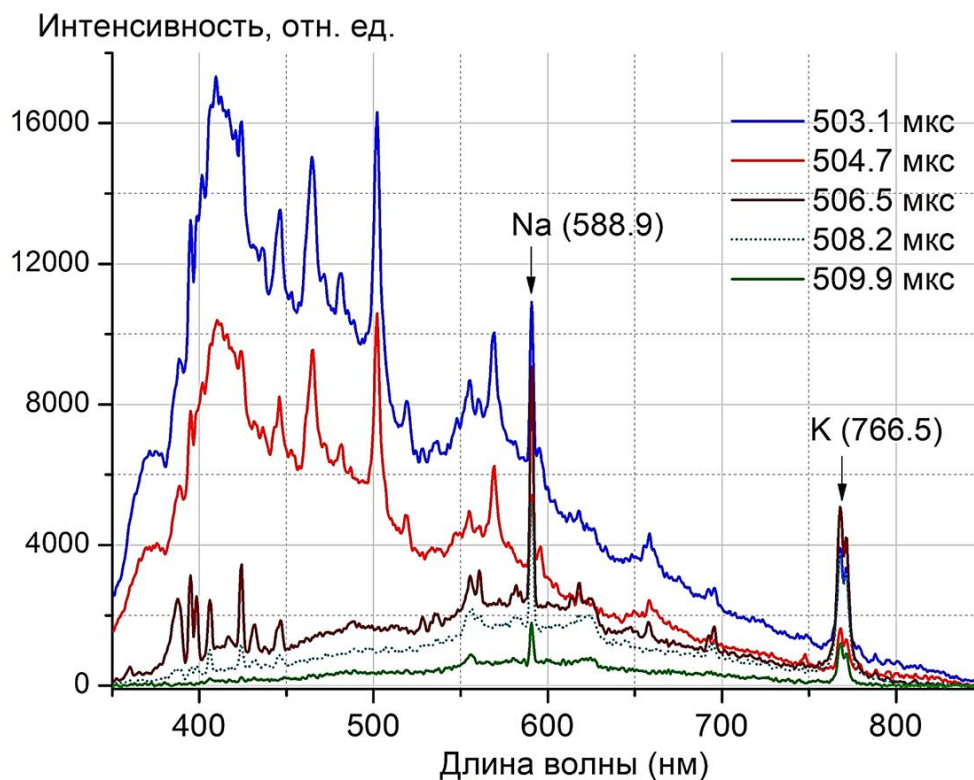


Рис. 3. Спектры образца ружейного пороха для дистанции 60 см в зависимости от времени задержки

Эксперименты показали, что предельное расстояние в реализованной схеме измерений не было достигнуто и может быть увеличено, по нашим оценкам, на 3-5 метров.

В настоящей работе также успешно реализовано автоматическое дистанционное распознавание металлических образцов с помощью методики и программного обеспечения (ПО), детально описанных в работе [6]. Начиная с запуска лазера управляющим импульсом от спектрометра, ПО позволяло в режиме реального времени изменять настройки измерений спектрометра. В процессе измерений в рабочей области окна программы выводился спектр излучения плазмы, захваченный после каждого импульса лазера, а также отображались рассчитанные с помощью разработанной методики интегральные величины спектра для материалов, имеющих в динамической пользовательской базе данных. Как итог анализа – в окне выводился тип материала (верхняя часть рис. 1). Верное распознавание материалов (сталь или алюминиевый сплав) происходило даже при наличии широкополосного бесструктурного излучения «горячей плазмы», то есть в ситуации, когда спектр еще не являлся линейчатым.

В результате проведенных исследований получены значения интенсивностей спектров и оценки времен жизни плазмы для исследуемых мишеней стали, алюминия, латуни, дымного пороха на различных дистанциях. Определены габаритные параметры системы дистанционного анализа методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии и сделан вывод о возможности проведения исследований на больших расстояниях. Продемонстрирована работоспособность лазерной системы в режиме автоматического распознавания металлов.

Работа выполнена при финансовой поддержке ПЧ ГЗ № 9.1354.2014/К Минобрнауки России.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Cremers D., Rosemarie C. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy – Capabilities and Limitations // *Applied Spectroscopy Reviews*, 44, 2009 – P. 457–506.
2. Hahn D., Omenetto N. LIBS: Review of Instrumental and Methodological Approaches to Material Analysis and Applications to Different Fields // *Appl. Spectrosc.* 66, 2012 – P. 347–419.
3. Скворцов Л.А. Лазерные методы обнаружения следов взрывчатых веществ на поверхностях удаленных объектов // *Квантовая электроника*, том 42, номер 1, 2012 – С.1-11.
4. John J. Brady et al. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: A Review of Applied Explosive Detection // ARL-TR-6649. Adelphi, MD 20783-1197 – 2013.
5. Pogoda A. P., Lebedev V. F., Makarchuk P. S., Smetanin S. N., Boreysho A. S. All-solid-state Nd:YAG lasers with self-pumped multiwave-mixing phase conjugate cavities // *Optical Memory*, 10/2013; 22(4), 2013 – P. 267–271.
6. Lebedev V. F., Shestakov A. A. Fast LIBS identification of solids during the laser ablation process // *Proc. SPIE 7822, Laser Optics 2010*, 78220V – 2011.

© В. Ф. Лебедев, П. С. Макачук, 2015

ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДАМИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Владимир Николаевич Гришанов

Самарский государственный аэрокосмический университет, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34, кандидат технических наук, доцент кафедры лазерных и биотехнических систем, тел. (846)267-45-50, e-mail: vladgrishanov@yandex.ru

Предлагается методика оптимизации схем измерения диаметра перетяжки и расходимости. Исходными данными являются априорные сведения о лазере и требования действующих стандартов. Продемонстрировано применение методики для оперативного выбора диаметра линзы, матричного фотоприёмника, шага и протяжённости его перемещения при измерениях, длины измерительной части установки, а также для оценки погрешностей, обусловленных погрешностями компонент оптической схемы.

Ключевые слова: лазер, измерение, излучение, пространственно-энергетические параметры, моделирование, оптимизация.

OPTIMIZATION OF OPTICAL ARRANGEMENT FOR MEASURING THE SPATIAL-ENERGY PARAMETERS OF LASER RADIATION METHODS OF MODELING

Vladimir N. Grishanov

Samara State Aerospace University (SSAU), 443086, Russia, Samara, 34, Moskovskoe shosse, candidate of technical sciences, the senior lecturer of Department of Laser and Bioengineering Systems, tel. (846)267-45-50, e-mail: vladgrishanov@yandex.ru

The technique of optimization schemes measuring waist diameter and divergence. The initial data are a priori information about the laser and the requirements of the standards. Demonstrate the application of the methodology for the selection of operational diameter of the lens, the photodetector matrix, pitch and extent of its movement when measuring-s, the length of the measuring part of the installation, as well as to assess the errors caused by errors-governmental component of the optical circuit.

Key words: laser, measurement, emission, space-energy parameters, modeling, optimization.

Параметры и характеристики выходного излучения лазера принято делить на четыре группы: пространственно-энергетические; спектральные; поляризационные и корреляционно-фазовые или параметры когерентности [1]. Параметры когерентности, поляризационные и спектральные жёстко определяются конструкцией лазерного излучателя и его активной средой. Они мало меняются в процессе эксплуатации лазера и необходимость в их контроле возникает редко. Пространственно-энергетические параметры деградируют быстрее прочих и поэтому нуждаются в периодическом контроле гораздо чаще. Необходимость в измерении пространственно-энергетических параметров возникает при встраивании лазера в системы, оптические элементы которых, как правило, изменяют распределение плотности мощности в поперечном сечении пучка. Превали-

рующим оказывается вклад пространственно-энергетических параметров и в оценки, определяющие класс опасности лазера или лазерной установки. При измерении основных пространственно-энергетических параметров лазерного излучения (ПЭПЛИ) - диаметра пучка в перетяжке и энергетической расходимости - необходимо следовать стандартам ИСО 11146 и 13694, первый из которых с 2008 г., а второй – с 2011 г. стали ГОСТами и в России [2, 3].

По ИСО 11146 [2] радиально-симметричный пучок лазерного излучения описывается тремя параметрами: местоположением перетяжки пучка z_0 ; диаметром пучка в перетяжке $d_{\sigma 0}$; углом расходимости пучка в дальней зоне Θ_{σ} . Для радиально-несимметричных пучков количество параметров, характеризующих пучок, удваивается, т.е. должны быть измерены параметры пучка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: z_{0x} и z_{0y} ; $d_{\sigma x 0}$ и $d_{\sigma y 0}$; $\Theta_{\sigma x}$ и $\Theta_{\sigma y}$. Лишь по результатам обработки, доведённой до расчёта $d_{\sigma x 0}$ и $d_{\sigma y 0}$ и оценки их отношения – эллиптичности $\varepsilon \in [0; 1]$, и делается заключение об отнесении пучка к радиально-симметричным или несимметричным в зависимости от величины этого отношения. При $\varepsilon > 0,87$ пучок признаётся радиально симметричным. В противном случае в итоговом протоколе результатов указываются не три z_0 , $d_{\sigma 0}$, Θ_{σ} , а шесть параметров z_{0x} , z_{0y} , $d_{\sigma x 0}$, $d_{\sigma y 0}$, $\Theta_{\sigma x}$, $\Theta_{\sigma y}$.

В ИСО 11146 лазерный пучок моделируется объёмом, ограниченным сложной поверхностью (рис. 1).

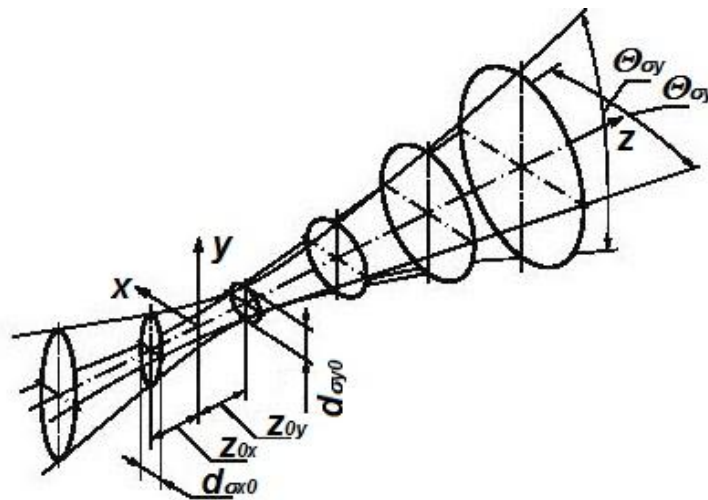


Рис. 1. Параметры распространения пучка

Продemonстрируем логику оптимизации на радиально-симметричном пучке. Огибающая радиально-симметричного пучка в любом сечении, содержащем ось Z , будет описываться выражением:

$$d_{\sigma}^2(z) = d_{\sigma 0}^2 + (z - z_0)^2 \cdot \Theta_{\sigma}^2. \quad (1)$$

где z_0 – расстояние, на которое удалено от начала оси z местоположение перетяжки. Обычно начало оси Z расположено в опорной плоскости xOy , совпа-

дающей, например, с передней торцевой поверхностью корпуса лазера. Процедура измерения параметров пучка сводится к измерению диаметра поперечного сечения в не менее чем 10-и сечениях, нахождению по этим экспериментальным диаметрам коэффициентов аппроксимирующего многочлена

$$d_{\sigma}^2(z) = A + B \cdot z + C \cdot z^2 \quad (2)$$

и пересчёту коэффициентов A , B и C в параметры пучка.

Дело осложняется тем, что измерения вдалеке от перетяжки не обеспечивают требуемую точность, а сама перетяжка часто расположена внутри лазера. Поэтому с помощью собирающей линзы формируют искусственную перетяжку вне лазера и схема измерений выглядит так, как представлено на рис. 2. Эксперименты проводят уже на сформированном линзой пучке, т.е. фотоприёмником фиксируются распределения плотности мощности в поперечном сечении сформированного линзой пучка, перемещая фотоприёмник вдоль оси Z .

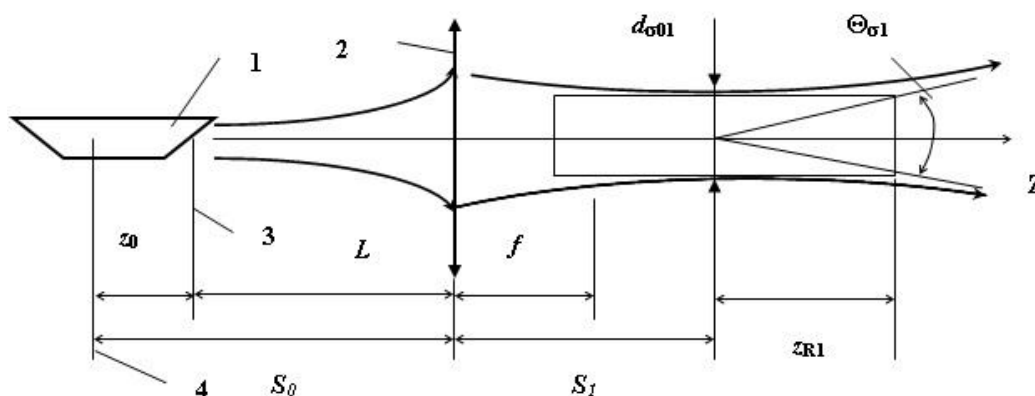


Рис. 2. Формирование искусственной перетяжки:

1 – лазер; 2 – тонкая безаберрационная собирающая линза; 3 – опорная плоскость лазерного излучателя, от которой отсчитываются расстояния по оси z ; 4 – плоскость, в которой расположена перетяжка лазерного пучка; f – фокусное расстояние линзы; L – расстояние от линзы до опорной плоскости лазера; s_0 – расстояние от линзы до недоступной для измерений перетяжки; s_l – расстояние от линзы до сформированной ею перетяжки; z_{R1} – релеевское расстояние сформированного линзой пучка; $d_{\sigma 01}$ – диаметр перетяжки, сформированного линзой пучка; $\Theta_{\sigma 1}$ – расходимость сформированного линзой пучка; z_0 – расстояние от опорной плоскости до исходной перетяжки; Z – направление распространения пучка

Собственно измерения сводятся к фиксации распределений плотности мощности $E(x, y, z)$ или энергии $H(x, y, z)$, если исследуется импульсное излучение, в ряде поперечных сечений вдоль направления распространения пучка – оси Z матричным фотоприёмником с последующим расчётом пространственных моментов для каждого сечения. Использование матричных фотоприёмников для фиксации распределений $E(x, y, z)$ или $H(x, y, z)$ даже в среднем инфра-

красном диапазоне спектра, включая излучение лазеров на углекислом газе на длине волны 10,6 мкм не встречает особых трудностей, хотя ИСО 11146 допускает альтернативные методики с использованием точечного фотоприёмника: варьированной диафрагмы, движущегося резкого края (ножа Фуко) и перемещаемой щели.

Предполагается, что зафиксированные матричным фотоприёмником двумерные распределения $E(x, y, z)$ сохранены в виде файлов монохромного изображения с расширением bmp. Файлы с расширением bmp интерпретируются MathCAD – средой моделирования - как матрицы с целочисленными элементами, значения которых принадлежат отрезку $[0, 255]$, причём в отсутствие энергетических искажений, вносимых матричным фотоприёмником, соблюдается прямая пропорциональная зависимость между значением элемента матрицы и $E(x, y, z)$ в области расположения конкретного фоточувствительного элемента матричного фотоприёмника.

Ограничения, накладываемые [2] на методику проведения измерений с тем, чтобы их результаты были признаны корректными, следующие: 1) должны быть зафиксированы распределения $E(x, y, z)$ в не менее чем 10-и сечениях пучка, причём половина из них должна находиться в пределах релеевского расстояния по обе стороны от перетяжки, а другая – в пределах удвоенного релеевского расстояния; 2) пространственное разрешение матричного приёмника излучения должно составлять не менее $1/20$ ширины или диаметра пучка; 3) линейные размеры площади матричного фотоприёмника, по которой осуществляется обработка двумерного распределения $E(x, y, z)$, должны в 3 – 5 раз превышать ширины или диаметр пучка; 4) апертура оптической системы должна соответствовать полному поперечному сечению пучка. Потери за счёт «срезания» краями апертуры периферийной части пучка – не более 1% суммарной мощности или энергии лазерного излучения. Для экспериментальной проверки соблюдения этого требования перед каждым элементом оптической системы в пучок должны быть введены диафрагмы с отверстиями разной площади. Диафрагма, уменьшающая выходной сигнал на 5% должна иметь диаметр отверстия, составляющая менее 0,8 диаметра оптического элемента. Из перечня видно, что измерения будут носить итерационный характер, т.к. априори не ясно, где расположена сформированная перетяжка и какого релеевского расстояния. Чтобы свести к минимуму число экспериментальных итераций лучше, быстрее и проще проводить итерации на компьютерной модели.

Таким образом, целями моделирования является оценка по априорным данным о параметрах исследуемого лазерного пучка параметров оптической схемы измерения и используемого матричного фотоприёмника на предмет удовлетворения вышеперечисленным ограничениям. Исходными данными служат: 1) длина волны лазерного излучения λ ; 2) диаметр перетяжки исходного пучка $d_{\sigma 0}$; 3) расходимость исходного пучка Θ_{σ} ; 4) положение перетяжки исходного пучка относительно опорной плоскости лазера z_0 ; 5) фокусное расстояние линзы, формирующей искусственную перетяжку, f ; 6) расстояние от линзы до опорной плоскости лазера L .

По исходным данным рассчитываются: релеевское расстояние z_R , параметры A , B и C исходного пучка и синтезируется уравнение распространения исходного пучка, которое позволяет обосновано выбрать световой диаметр линзы, формирующей искусственную перетяжку. Для оценки светового диаметра линзы необходимо привлечь априорную информацию о модовом составе пучка. Если превалирует мода TEM_{00} , то световой диаметр линзы должен в 2 раза превышать полученное значение диаметра пучка [4]. Это гарантирует пропускание более 99,9% полной мощности излучения. В случае многомодового пучка, если радиальный индекс моды не превышает 4, то полученное значение достаточно увеличить ещё в 2,5 раза.

Параметры преобразованного линзой пучка предлагается рассчитывать методом сопряженных плоскостей [5]. Этот метод основан на принципе подобия оптических полей в параксиальном приближении при отсутствии диафрагмирования амплитуды, причем коэффициент подобия равен продольному увеличению:

$$\alpha = f^2 / (z_p^2 + z_R^2). \quad (3)$$

Продольное увеличение позволяет рассчитать параметры преобразованного пучка: расходимость $\Theta_{\sigma l}$, диаметр перетяжки $d_{\sigma l}$, расстояние от заднего фокуса линзы до сформированной перетяжки z_{pl} и релеевское расстояние z_{Rl} . Диаметры преобразованного линзой пучка в перетяжке $d_{\sigma l}$ и на удвоенном релеевском расстоянии от неё позволяют оценить пригодность матричного фотоприёмника для проведения измерений по приведённым выше критериям 2) и 3). Поскольку ИСО 11146 рекомендует проведение измерений в релеевской зоне по обе стороны от перетяжки и в пределах удвоенного релеевского расстояния за ней, то z_{Rl} даёт оценку контролируемого перемещения фоточувствительной матрицы вдоль оси Z - это $4z_{Rl}$. Максимальный размер шага перемещения фоточувствительной матрицы при фиксации распределений $E(x, y, z)$ составит $\Delta z = (4z_{Rl})/10$, а длина измерительной части оптической схемы, т.е., по сути, длина установки (без исследуемого лазера), составит $z_{0l} + 3z_{Rl}$.

Наряду с оценкой параметров оптической схемы, разработанный программный комплекс позволяет оценить и погрешности, обусловленные параметрами используемых компонент, путём прогона программы с отличающимися на величину погрешности значениями параметров компонент. Аналогично можно проверить чувствительность оптической схемы измерений и к погрешностям других её параметров - расстояния линзы от опорной плоскости и координат вдоль оси Z , в которых измерялись распределения плотности мощности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Основы оптической радиометрии / Под ред. А.Ф. Котюка. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 514 с.
2. ГОСТ Р ИСО 11146-2008 Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. – М.: Стандартинформ, 2010. - 21 с.
3. ГОСТ Р ИСО 13694-2010 Оптика и оптические приборы. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений распределения плотности мощности (энергии) лазерного пучка. – М.: Стандартинформ, 2011. - 14 с.

4. Климков Ю.М. Прикладная лазерная оптика. - М.: Машиностроение, 1985. - 128 с.
5. Носов П.А., Пахомов И.И., Ширанков А.Ф. Состояние и перспективы развития методов расчета преобразования лазерного излучения оптическими системами. // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. «Приборостроение», 2012. – С. 167 – 177.

© В. Н. Гришианов, 2015

РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ НАРКОТИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

Валерик Сергеевич Айрапетян

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, заведующий кафедрой специальных устройств и технологий, тел. (383)361-07-31, e-mail: V.S.Ayrapetyan@ssga.ru

Татьяна Валерьевна Маганакова

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, аспирант, тел. (913)795-71-01, e-mail: TanuShka_A88@mail.ru

Рассмотрен метод дифференциального поглощения и рассеяния для дистанционного определения некоторых наркотических веществ. Проведены расчеты спектроскопических параметров наркотических веществ с помощью ИК-параметрического лазера.

Ключевые слова: параметрический генератор света, нелинейный кристалл, дифференциальное поглощение и рассеяние.

CALCULATE THE CONCENTRATION DRUGS METHOD OF DIFFERENTIAL ABSORPTION AND SCATTERING

Valerik S. Ayrapetyan

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Ph. D., department head of special devices and technologies, tel. (383)361-07-31, e-mail: V.S.Ayrapetyan@ssga.ru

Tatyana V. Maganakova

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., student, tel. (913)795-71-01, e-mail: TanuShka_A88@mail.ru

The method of differential absorption and scattering for remote determination of certain drugs. The calculations of spectroscopic parameters of drugs using infrared parametric laser.

Key words: parametric generator of light, nonlinear crystal, differential scattering and absorption.

Дистанционное обнаружение и идентификация опасных веществ в атмосфере на сегодняшний день является актуальным. На данный момент исследуются и разрабатываются новые методы для точного и оперативного анализа веществ в атмосфере: метод импульсной терагерцовой спектроскопии, терагерцовая спектроскопия на основе квантово-каскадных лазеров [1], также ведутся исследования методов диодной лазерной спектроскопии, лазерно-индуцированной флуоресценции, лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии, лазерной оптико-акустической спектроскопии [2].

Как известно, наркотические вещества (НВ) это химические вещества синтетического или естественного происхождения, которые состоят из слож-

ных органических молекул и вызывают психическую и физическую зависимость человека [3].

Большое число НВ относятся к классу летучих соединений и характеризуются высоким давлением паров, вследствие чего они могут быть обнаружены при анализе компонент атмосферы.

Результаты исследований [4,5,6] свидетельствуют, что основные колебательно-вращательные полосы поглощения (пропускания) излучения легально применяемыми НВ приходятся на ближний и средний инфракрасный (ИК) диапазон длин волн (от 1 до 8 мкм). В этой связи роль плавно перестраиваемого ИК–параметрического лазера в данном диапазоне длин волн неосенимо возрастает. Кроме того, спектры поглощения (пропускания) наиболее известными наркотическими веществами, такими как производные фенэтиламина 2С-Е (2,5-диметокси-4-этилфенэтиламин) и синтетического каннабиноида JWH-250 (2-(2-метоксифенил)-1-(1-пентил-1Н-индол-3-ил) этанон) представляют собой узкие полосы сложной формы с полушириной, равной нескольким единицам см^{-1} . Поэтому дистанционное исследование спектров поглощения (пропускания) нужно проводить высокомонохроматичным параметрическим лазером с плавной и (или) дискретной перестройкой частоты излучения, спектральная ширина которого ($\Delta\nu_{\text{изл}}$) должна быть меньше спектральной ширины полосы поглощения детектируемой молекулой ($\Delta\nu_{\text{полг}}$).

Исследования спектров поглощения наркотическими веществами можно проводить также косвенным способом. Практически все молекулы НВ имеют слабые СН (углеродные) связи, которые при нормальных условиях атмосферы разрушаются, а при превышении температуры от 30 до 60°C концентрация паров из некоторых наркотических веществ увеличивается почти на порядок. Вращательные спектры паров имеют достаточно интенсивные изолированные линии в диапазоне длин волн от 1,4 до 4,2 мкм, следовательно, их можно идентифицировать с помощью ИК – ПГС, работающего в таком же диапазоне.

В публикациях [5,9,10,11] приведено сообщение о разработке, создании и испытании автоматизированного дифференциального лазерного комплекса (рис. 3) на основе параметрического генератора света, перестраиваемого в ближней и средней инфракрасной области спектра, для измерения малых концентраций атмосферных газов.

При прохождении импульсного излучения параметрического лазера через кювету с наркотическим веществом часть излучения поглощается молекулами данного вещества. Посредством плавной перестройки частоты излучения первый импульс, генерируемый лазером, устанавливается на максимум линии поглощения молекулой НВ. Следующий импульс параметрического лазера дискретно перестраивается на крыло этой линии поглощения. Сигналы двух импульсов регистрируются фотодетектором и сравниваются в АЦП. Дифференциальное значение этих двух сигналов выводится на монитор ПК в виде колебательно - вращательных спектров поглощения молекулами НВ.

Одним из высокочувствительных и оперативных методов дистанционной диагностики наркотических веществ в настоящее время является лазерное зондирование, основанное на принципе дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР).

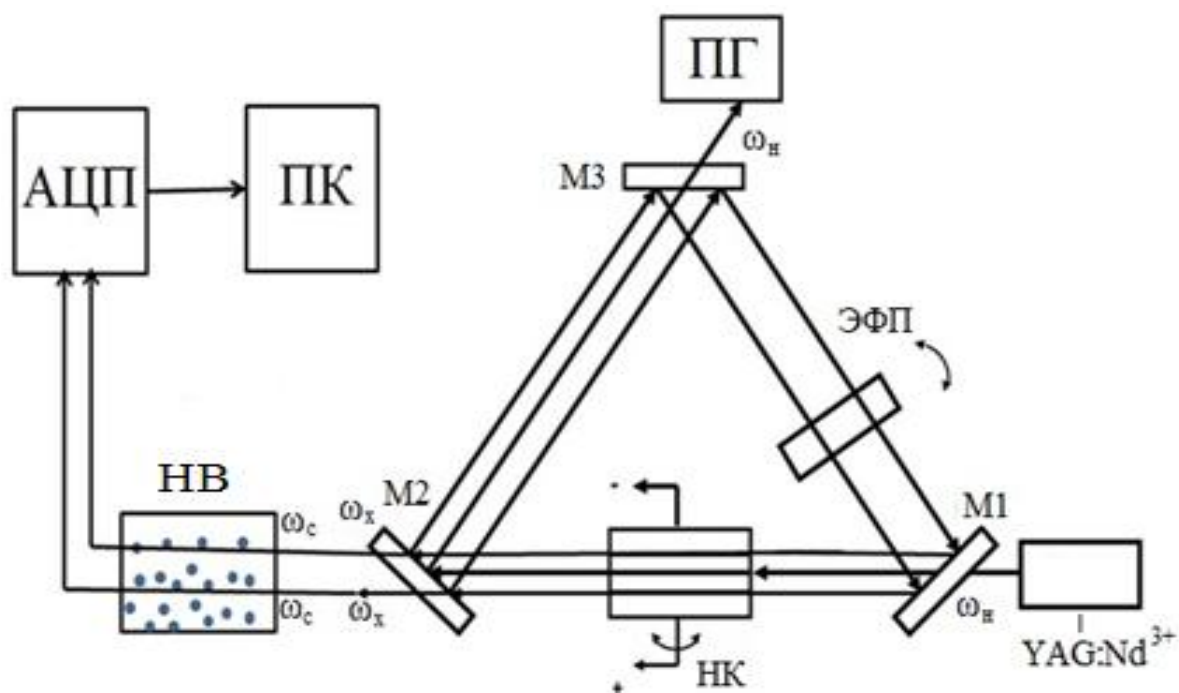


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки для исследования структуры, состава и концентрации наркотических веществ: YAG: Nd³⁺ - лазер накачки; НК – нелинейный кристалл из LiNbO₃ ; M1, M2, M3 – зеркала; ЭФП – эталон Фабри-Перо; ПГ – поглотитель основного излучения; ω_c , ω_x , ω_n – сигнальная, холостая и основная частоты лазерного излучения; НВ – наркотическое вещество; АЦП – аналогово-цифровой преобразователь; ПК - персональный компьютер

Метод ДПР основан на сравнении обратно рассеянных лазерных сигналов: одного (т. В) (рис. 3) на частоте линии поглощения (пропускания, интересующей молекулы), а другого (т. А) (рис. 3) – в крыле линии. В этом случае пространственное разрешение и сильные сигналы на используемых частотах обуславливаются большим сечением рассеяния, а отношение сигналов дает требуемую оценку дифференциального поглощения. Благодаря этому, метод ДПР обладает наилучшей чувствительностью при зондировании определенных составляющих с больших расстояний.

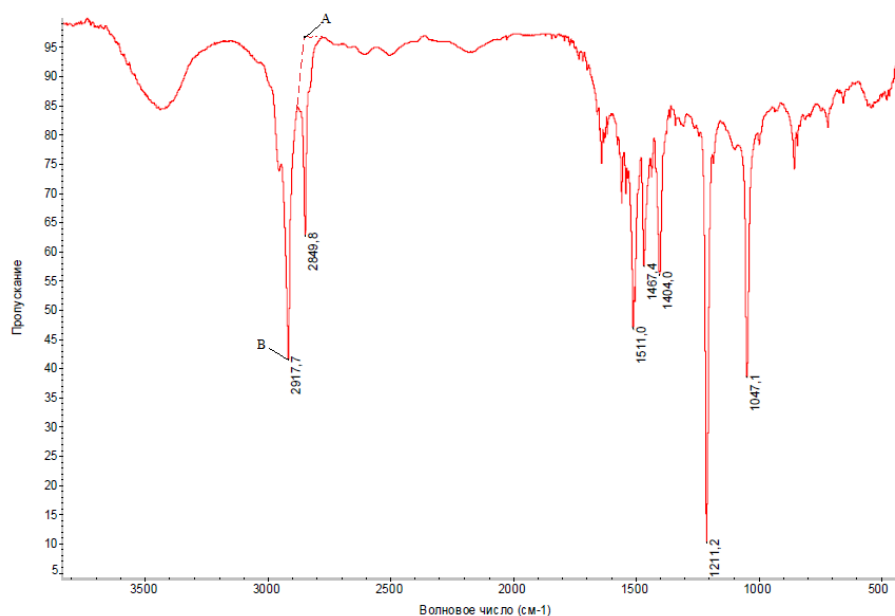


Рис. 2. Спектр пропускания 2С-Е (2,5-диметокси-4-этилфенэтиламин)
(т. В – частота на линии пропускания, т. А – частота в крыле этой линии)

Рассмотрим более подробно метод измерения ДПР на примере расчета концентрации наркотического вещества фенэтиламина 2С-Е (2,5-диметокси-4-этилфенэтиламин).

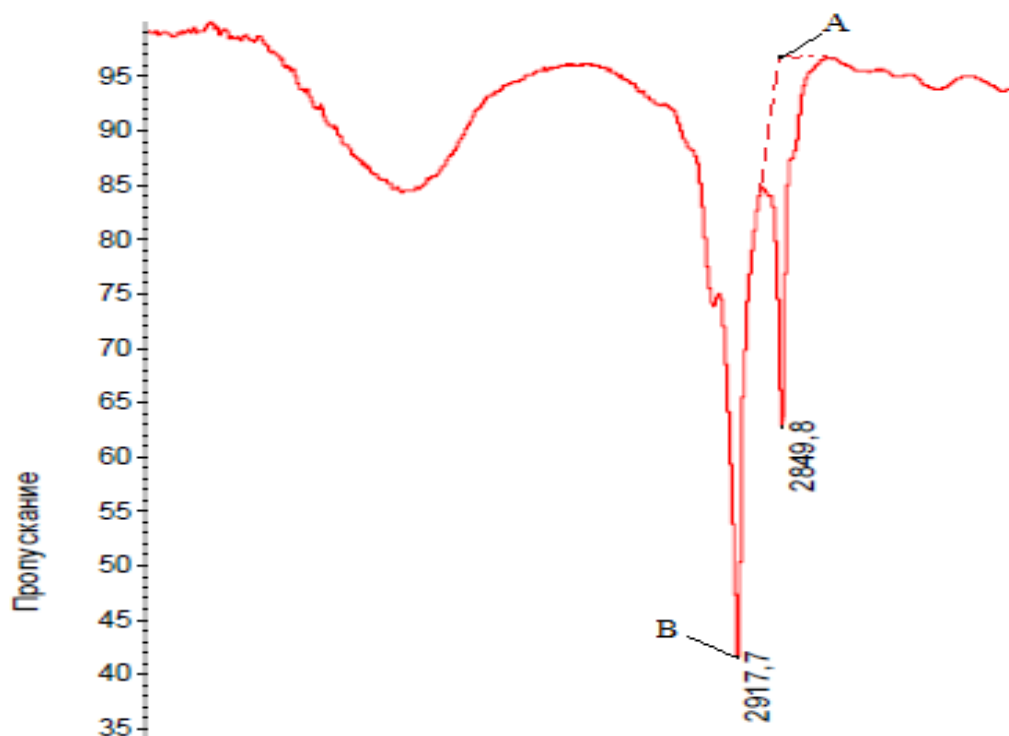


Рис. 3. Спектр пропускания 2С-Е (2,5-диметокси-4-этилфенэтиламин)
около 3 мкм

Длина волны на максимуме $\lambda_0 = 343 \times 10^{-6}$ см в точке В; длина волны на полувысоте (длинноволновая) $\lambda_1 = 342 \times 10^{-6}$ см; длина волны на минимуме (начало высоты поглощения) $\lambda_2 = 354 \times 10^{-6}$ см; конец границы поглощения $\lambda_3 = 318 \times 10^{-6}$ см, точка А.

Относительная интенсивность лазерного излучения $I_0 = 1$; относительная интенсивность падающего лазера на длине волны λ_0 , $I_1 = 0,58$; относительная интенсивность падающего лазера на длине волны λ_3 , $I_2 = 0,04$.

Для вычисления количества частиц на энергетических уровнях воспользуемся формулой [6]:

$$N = \frac{2\pi \left[\omega_0 - \omega \right]^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}{3c^2 d} \times \ln \frac{(1-k)I_0}{I_2}; \quad (1)$$

где ω_0 , ω – частоты лазерного излучения и собственная частота исследуемой молекулы; Γ – коэффициент затухания; c – скорость света; d – толщина (10 мм).

Коэффициент затухания или обратное время релаксации вычисляется по формуле:

$$\Gamma = 2\pi\Delta\vartheta, \quad (2)$$

где $\Delta\vartheta$ – полуширина излучения;

Расчет полуширины лазерного излучения ($\Delta\vartheta$) можно выполнить с помощью уравнения [7]:

$$\Delta\vartheta = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_0^2}, \quad (3)$$

По результатам вычислений интенсивности и минимальной энергии излучения, необходимых для детектирования наркотического вещества фенэтиламина 2С-Е (2,5-диметокси-4-этилфенэтиламин) разработан автоматизированный дифференциальный комплекс (рис.1).

На основе интенсивностей были вычислены объемные коэффициенты обратного рассеяния $\beta(\lambda_0, R)$ на длине волны λ_0 и расстоянии до объекта R , а затем получено значение минимальной выходной энергии зондирующего лазера для детектирования минимальной концентрации НВ в соответствии с формулой [6]:

$$E_{L \min} \approx \frac{2R^2 (C/Ш)_{\min}}{\beta(\lambda_0, R) \xi(\lambda_0) U(\lambda_0)} \exp \left[2 \int_0^R k(\lambda_0, R) dR \right] \quad (4)$$

где $C/Ш$ – отношение интенсивности сигнала к шуму; $\xi(\lambda_0)$ – коэффициент спектрального пропускания приемной оптической системы; $U(\lambda_0)$ – параметр чувствительности приемной системы; $k(\lambda_0, R)$ – коэффициент ослабления на соответствующей длине волны λ_0 .

Учитывая, что отношение интенсивности сигнала к шуму $C/Ш$ для созданной системы (рис.1) равно 1,5, зная величины параметров лазерной установки ($\xi(\lambda_0) = U(\lambda_0) = 1$), с учетом проведения экспериментальных исследований в лабо-

раторных условиях ($R = 5$ м) по формуле (1) получим, что минимально необходимая энергия зондирующего лазера будет равна 10 мДж.

По значениям минимальной выходной энергии зондирующего сигнала, объемного коэффициента обратного рассеяния и расстояния до объекта вычислена интенсивность прошедшего сигнала (E) через молекулы «2С-Е» вещества по формуле Бэра:

$$E = E_{L \min} \cdot e^{-\beta R} \quad (5)$$

Величина концентрации органических веществ $N(R)$ в объеме газа, которая может быть определена с помощью метода ДПР, была рассчитана по формуле:

$$N(R) = \frac{1}{2\sigma_A(\lambda_0, \lambda_1)} \left\{ \frac{d}{dR} \left[\ln \frac{P(\lambda_1, R)}{P(\lambda_0, R)} - \ln \frac{\beta(\lambda_1, R)}{\beta(\lambda_0, R)} \right] + k(\lambda_1, R) - k(\lambda_0, R) \right\}, \quad (6)$$

где $\sigma_A(\lambda_0, \lambda_1) = \sigma_A(\lambda_0) - \sigma_A(\lambda_1)$ – сечение дифференциального поглощения; $P(\lambda, R)$ – мощность сигнала на длине волны λ .

Затем вычислено относительное число НВ (n) по формуле:

$$n = \frac{N(R)}{N_L}, \quad (7)$$

где N_L – число Лошмидта.

Результаты вычисления значений полуширины спектров поглощения ($\Delta\nu_{\text{полг}}$) и энергии прошедшего излучения (E), а также концентрации молекул ($N(R)$) и относительное число молекул (n) НВ приведены в табл.

Таблица

Результаты расчетных данных концентрации наркотического вещества «2С-Е»

Наименование вещества	Полоса поглощения, ν (см ⁻¹)	Полуширина излучения, $\Delta\nu$ (см ⁻¹)	Сечение поглощения, σ (см ² /моль)	Коэффициент поглощения, α (см ⁻¹)	Γ , Коэфф. затух., (с ⁻¹)	N_A , конц. в точке А, (см ⁻³)	N_B , конц. в точке В, (см ⁻³)	Концентрация веществ, n
«2С-Е»	2739,7 – 3144,7	34,01	2×10^{-7}	$4,1 \times 10^{-12}$	$6,4 \times 10^{12}$	$8,1 \times 10^5$	205,2	$3,01 \times 10^{-14}$

Таким образом, результаты проведенных расчетов показывают, что с помощью метода дифференциального поглощения и рассеяния и разработанного многофункционального автоматизированного параметрического лазерного комплекса, работающего в ближнем и среднем ИК области спектра, можно детектировать молекулы органических веществ с концентрацией на уровне нескольких единиц ppm.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Скворцов Л. А. Дистанционное (Standoff) обнаружение скрытых взрывчатых веществ, холодного и огнестрельного оружия с помощью методов импульсной терагерцовой спектроскопии и активного формирования спектральных изображений (обзор) // Журнал прикладной спектроскопии. – Т. 18, №5 (сентябрь-октябрь 2014). – Москва. – С. 653–678.
2. Набиев Ш.Ш. Современные тенденции развития методов дистанционного обнаружения радиоактивных и высокотоксичных веществ // Вестник РАЕН. Физика. 2012/1. – С. 14–25.
3. Токсикологическая химия: учеб. пособие. / Р. У. Хабриев [и др.]; под ред. Р. У. Хабриева, Н. И. Калетиной. – М.: ГЭОТАР – Медиа., 2010. – 752с.
4. Айрапетян В. С., Маганакова Т. В. Обнаружение и измерение параметров наркотических веществ с помощью перестраиваемого ИК-лазера // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2014» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 8–18 апреля 2014 г.). – Новосибирск: СГГА, 2014. Т. 2. – С. 199–204.
5. Айрапетян В. С., Маганакова Т. В. Лазерное зондирование в задаче обнаружения и измерения параметров наркотических веществ // Вестник СГГА. – 2014. – Вып. 2 (26). – С. 40–46.
6. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование атмосферы.- М.: Мир, 1987. – 548 с.
7. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика: учебник 2-е издание. – М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004. – 656 с.
8. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. - М.: Физматгиз, 1962. – 892 с.
9. Кабанов М. В., Андреев Ю. М., Гейко П. П. Мониторинг эмиссии антропогенного и природного метана. Докл. II Международной конференции по сокращению эмиссии метана, Новосибирск, 2000. – 800 с.
10. Ayrapetian V.S. IR lidar based on OPO/ A.V. Hakobyan, G.M. Apresyan, E.M. Poghosyan, A.H. Sahakyan, K.A. Sargsyan, T.K. Sargsyan // SPIE. 2006. v.6160, pp.708 – 713
11. Айрапетян В.С. Внерезонаторная параметрическая генерация с плавной и (или) дискретной перестройкой частоты излучения// Вестник НГУ сер. Физика.- 2009, №3.-С.20 – 24.
12. Rothman L.S., Gamache R.R., Tipping R.N. e.a. The HITRAN Molecular Database: edition of 1991 and 1992, JQSRT., 1992. v.48, pp.469 – 507.
13. Шевырин В.А., Мелкозеров В.П., Экспертное исследование некоторых наиболее распространенных «структурных аналогов» наркотических средств и психотропных веществ // УФСКН РФ Свердловской области базовый экспертно-криминалистический отдел, ЭКЦ ГУВД по свердловской области, Екатеринбург, 2010 г.

© В. С. Айрапетян, Т. В. Маганакова, 2015

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ АДсорБИРОВАННЫХ СЛОЁВ ЛЕТУЧИХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Владимир Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Дмитрий Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой наносистем и оптоэлектроники, тел. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Дарья Сергеевна Михайлова

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, старший преподаватель кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: daria-83@mail.ru

Описаны методика и результаты исследования влияния парциального давления пара металлоорганических соединений на спектр поглощения адсорбированных на прозрачных подложках слоёв молекул.

Ключевые слова: металлоорганические соединения, адсорбция, спектр поглощения, парциальное давление.

METHOD AND EXPERIMENTAL RESEARCH OF THE ABSORPTION SPECTRUM OF ADSORBED LAYERS OF VOLATILE METALORGANIC COMPOUNDS

Vladimir V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor of Physics Department, tel. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Dmitry V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated Professor, Chair of Nanosystems and Optical Engineering Department, tel. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Darya S. Mihajlova

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., senior lecturer of Physics Department, tel. (383)361-08-36, e-mail: daria-83@mail.ru

The method and results of research of influence of the metalorganic compounds vapor partial pressure on the absorption spectrum of an adsorbed on a transparent substrate layers of molecules are describe.

Key words: metalorganic compounds, adsorption, absorption spectrum, partial pressure.

Лазерно-индуцированное парофазное химическое осаждение (ЛПФХО, в англоязычной литературе – Laser-induced Chemical Vapor Deposition – LCVD) тонких пленок на поверхности подложек является основой ряда микротехнологий при производстве приборов микроэлектроники [1]. Начальным этапом лазерно-химического преобразования исходного вещества является поглощение фотонов падающего излучения. Установлено, что спектр поглощения света молекулами данного вещества зависит от того, находятся ли молекулы в газовой фазе, или адсорбированы на поверхности, причём имеет значение, физическая или химическая адсорбция [2,3]. В [4,5] проведено предварительное исследование спектров поглощения карбониллов в органическом растворителе, показано резкое увеличение поглощения в диапазоне длин волн короче 400 нм. В настоящее время информация о спектрах поглощения адсорбированных молекул ряда перспективных для микротехнологий химических соединений, в том числе, летучих металлоорганических соединений (МОС), в литературе не встречается, поэтому задача измерения таких спектров является актуальной. Проблема измерения спектров поглощения адсорбированных молекул затруднена тем, что в мономолекулярном слое поглощается менее 0,001 доли проходящего света. В основу разработанной нами методики измерения спектров адсорбированных слоёв положен известный приём усиления эффекта поглощения за счет использования прохождения света монохроматора через пакет одинаковых прозрачных плоских пластин с адсорбированными слоями молекул на каждой пластине (рис. 1).

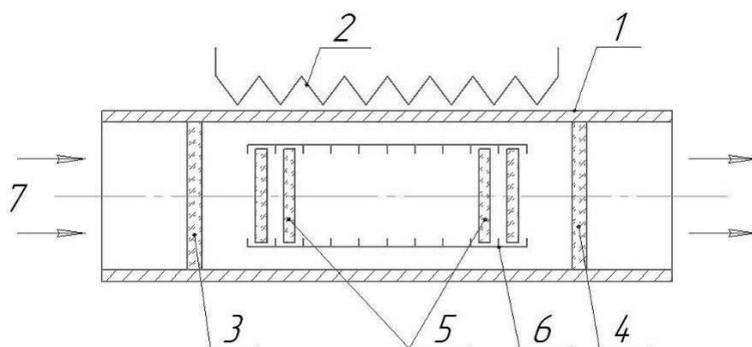


Рис. 1. Схематическое устройство газовой кюветы для спектральных исследований сред с наночастицами и адсорбированных слоёв:

1 – герметичный корпус кюветы, 2 – нагревательный элемент, 3 и 4 – входное и выходное прозрачные окна, 5 – подложки (10 шт.), 6 – кассета для подложек, 7 – световой поток

Подложки в виде прозрачных плоских кварцевых дисков помещают в герметичную кювету; вдоль хода луча располагают 10 подложек; атмосферу паров адсорбируемых на поверхности подложек веществ создают нагреванием кюветы с загруженным веществом. Рабочую и контрольную кюветы размещают в камере образцов спектрофотометра; для обеспечения режима сравнения для ис-

следований используются две аналогичные кюветы с одинаковым количеством подложек, одна из которых не содержит исследуемого вещества; необходимо принимать меры для обеспечения равномерной адсорбции молекул из пара на всех поверхностях подложек в кювете: требуется обеспечить строгое равенство температуры во всей полости кюветы и перед началом измерений добиваться установления равновесного состояния процессов в кювете.

В соответствии с законом Бугера [6] интенсивность I z света, прошедшего в среде с поглощающими частицами некоторое расстояние, зависит от концентрации частиц в среде экспоненциально:

$$I(z) = I_0 \exp -\sigma n_s z, \quad (1)$$

где σ – сечение поглощения излучения молекулой, n_s – поверхностная концентрация адсорбированных молекул, I_0 – интенсивность падающего света.

При прохождении светом пластины с адсорбированными на её двух поверхностях слоями свет, кроме поглощения на слоях, испытывает на каждой поверхности френелевское отражение, что приводит к тому, что на следующую в ряду пластину падает излучение с интенсивностью, на 8 % меньше, чем на предшествующую. Можно найти, что интенсивность света, прошедшего N пластин с адсорбированными слоями, равна

$$I_N = I_0 \cdot 0,92 - 2\sigma n_s^N. \quad (2)$$

При этом разностный сигнал каналов сравнения равен

$$\frac{\Delta I_N}{I_0} = 0,92^{N-1} \cdot 2N\sigma n_s. \quad (3)$$

Исследовались спектры поглощения адсорбатов $\text{Cr}(\text{CO})_6$, $\text{Re}_2(\text{CO})_{10}$.

При анализе полученных спектров необходимо учитывать, что поверхностная концентрация адсорбированных молекул зависит от температуры подложки и среды. При равновесном состоянии процесса адсорбции-десорбции концентрация на поверхности адсорбированных молекул может быть описана изотермой Лэнгмюра или изотермой БЭТ. Давление насыщенных паров химического соединения в атмосфере зависит от температуры среды экспоненциально.

При проведении спектральных измерений поглощения адсорбированного слоя на поверхности, погруженной в поток парогазовой смеси, концентрацию n_s молекул в слое можно определять в соответствии с теорией полимолекулярной адсорбции БЭТ [7] и формулой:

$$\frac{n_s}{n_m} = \frac{cx}{1-x} \frac{1}{1-x+cx}; \quad x = p/p_0, \quad (4)$$

где p_0 – давление насыщенного пара, p – парциальное давление пара в среде газа, c – константа равновесия для полимолекулярной адсорбции, постоянная величина, n_m – концентрация молекул на поверхности, покрытой плотным монослоем.

При проведении спектральных измерений в неподвижной воздушной среде навеска химического летучего соединения во время измерения полностью не испарялась, что говорит о том, что давление пара в кювете при измерениях было равно давлению насыщенного пара соединения. При этом количество монослоев адсорбированных молекул не может быть определено на основании хода изотерм адсорбции. Давление насыщенного пара карбониллов многих металлов в диапазоне температур 30...100 °С изменяется в пределах 1...100 Па [8].

Исследования поглощения адсорбированными слоями проводились с использованием спектрофотометров СФ-46 и СФ-56 по отличающимся методикам. В случае СФ-46 через нагретую кювету, в которую предварительно помещалась навеска порошка карбонила, пропусклся поток газа – носителя (азота) со скоростью 0,1 – 0,2 см³/с, контролируемой путём подсчёта пузырьков азота при его пропускании сквозь столб воды; парциальное давление паров карбонила при этом меньше давления его насыщенного пара, что ограничивало концентрацию молекул в адсорбированном слое величиной, меньшей, чем при плотном заполнении монослоя. В случае СФ-56 основной атмосферой кюветы был неподвижный воздух, навеска карбонила также вводилась заранее, обеспечивалось равновесное состояние атмосферы; концентрация молекул карбонила в адсорбированном слое заведомо превышала концентрацию в плотно заполненном монослое. Спектры поглощения приведены на рисунке 2 (спектрофотометр СФ-46) и на рисунках 3 и 4 (спектрофотометр СФ-56).

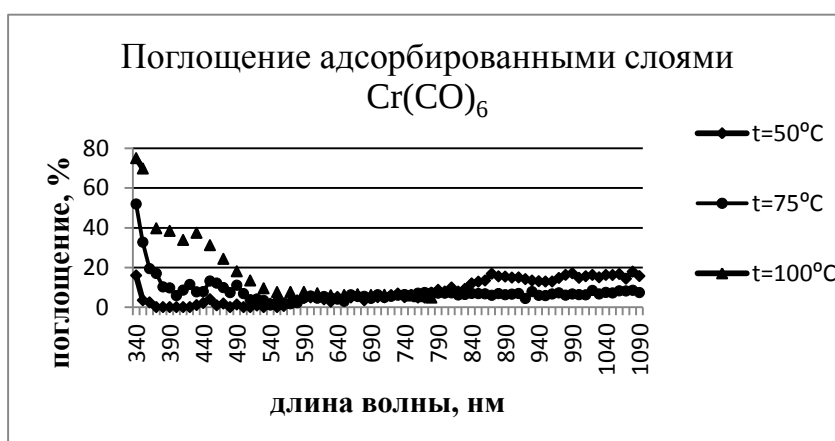


Рис. 2. Спектр поглощения слоя гексакарбонила хрома, адсорбированного на поверхности кварцевой подложки из пара; эксперимент проводился при не полном заполнении монослоя. Кривые сняты при трёх температурах кюветы, указанных на вставке в рисунок

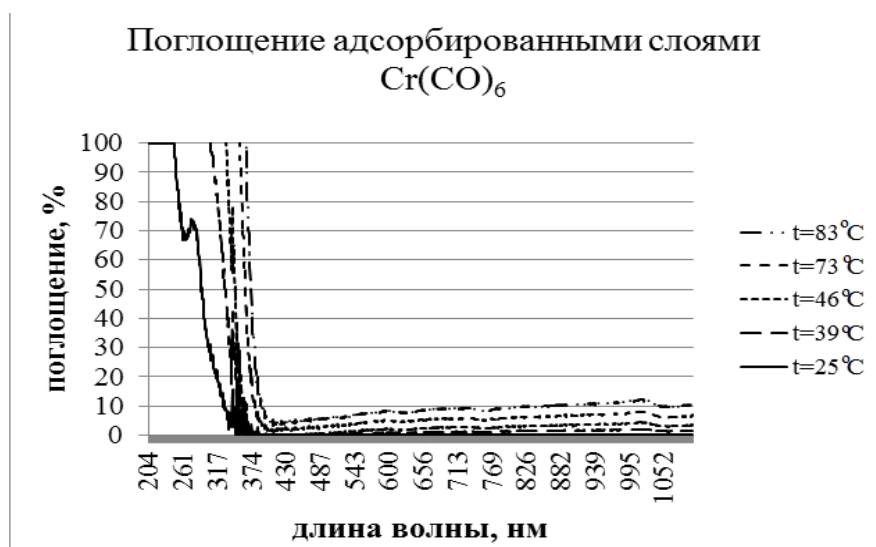


Рис. 3. Спектр поглощения слоя гексакарбонила хрома, адсорбированного на поверхности кварцевой подложки из пара; эксперимент проводился при наличии на поверхности нескольких монослоёв. Кривые сняты при пяти температурах кюветы, указанных на вставке в рисунок

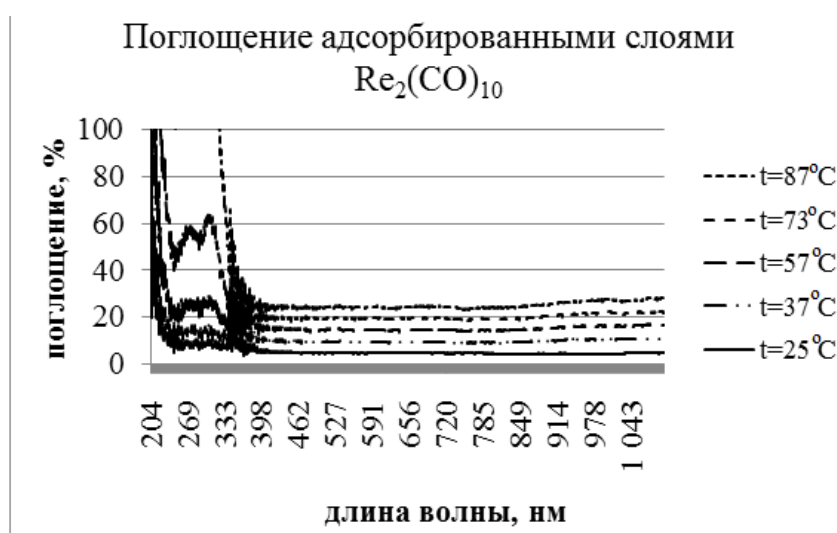


Рис. 4. Спектр поглощения слоя карбонила рения, адсорбированного на поверхности кварцевой подложки из пара; эксперимент проводился при наличии на поверхности нескольких монослоёв. Кривые сняты при шести температурах кюветы, указанных на вставке в рисунок

Для пересчёта измеренного на 10 подложках коэффициента поглощения на значение, соответствующее одному адсорбированному слою, необходимо, в соответствии с (2), результат из графика разделить на величину $2N \cdot 0,92^{N-1} = 9,443$. Спектры на рис. 2 показывают монотонное изменение показателя поглощения при всех температурах в диапазоне 520...1100 нм, при меньших длинах волн увеличение поглощения с резким увеличением при при-

ближении к длине волны 350 нм. Увеличение поглощения на 350 нм может объясняться возбуждением фотонами основного состояния адсорбированной молекулы. Увеличение поглощения при температуре 50 °С в диапазоне 340...520 нм при отсутствии увеличения в более длинноволновом диапазоне может свидетельствовать об электронных перестройках в адсорбированных молекулах при повышении температуры, например, связанных с переходом из физсорбированного состояния в хемосорбированное.

Спектр поглощения при наличии на поверхности нескольких монослоев молекул карбонила хрома (рис. 3) характерен почти одинаковым ходом кривых при всех температурах и резким подъемом поглощения между 335 и 380 нм, как и на рис. 2. Чётко заметно увеличение поглощения на всех длинах волн при увеличении температуры кюветы, что можно отнести к увеличению толщины адсорбированного слоя при нагревании подложек в среде с насыщенным паром карбонила. Ход спектральных кривых в случае декакарбонила дирения (рис. 4) в диапазоне 200...340 нм характерен резким увеличением поглощения после нагревания до температур 57...75...87 °С и медленным практически одинаковым по спектру подъемом кривых почти параллельно друг другу в диапазоне длиннее 380 нм. Увеличение поглощения в коротковолновом диапазоне может быть объяснено, как и в случае с карбонилем хрома, переходом молекул из физсорбированного состояния в хемосорбированное.

Представленные результаты подтверждают возможности разработанной методики исследования спектров поглощения летучих карбониллов металлов в адсорбированном на прозрачных подложках состоянии; чувствительность методики позволяет исследовать спектры монослоёв молекул.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чесноков В. В., Резникова Е. Ф., Чесноков Д. В. Лазерные наносекундные микротехнологии; под общ. ред. Д. В. Чеснокова. – Новосибирск: СГГА, 2003.
2. Лазнева Э. Ф. Лазерная десорбция. – Л.: ЛГУ, 1990.
3. Акопян М. Е. Молекулярные фотопроцессы на границе раздела газ – твёрдое тело // Соросовский образовательный журнал, №2, 1998.
4. Mikhailova D. S., Chesnokov D. V. Research Methods of Absorptivity of Nanoscale Layers of Organometallic Compounds in the Processes of Micromechanics // International School and Seminar on Modern Problems of Nanoelectronics, Micro- and Nanosystem Technologies INTERNANO'2009 (Russia, Novosibirsk, 2009, Oct. 28–31): Proc. – Novosibirsk: NSTU, 2009. – P. 56–57.
5. Mikhailova D. S., Chesnokov V. V., Chesnokov D. V. Principle of absorption spectrum measurement of the layers adsorbed on transparent substrates // Key Engineering Materials. – 2010. – Vol. 437. – P. 594–597.
6. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. – М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004. – 656 с.
7. Ролдугин В. И. Физикохимия поверхности. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2008. – 568 с.
8. Сыркин В. Г. Карбонилы металлов. – М.: Химия, 1983. – 200 с.

© В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. С. Михайлова, 2015

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ СУБМИКРОННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ЛПФХО

Максим Викторович Кузнецов

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, инженер кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: say1945@mail.ru

Разработана методика одностадийного формирования дифракционных решеток с периодом и характерными размерами менее микрона. Экспериментально исследованы процессы формирования субмикронных периодических структур методом интерференционного лазерно-индуцированного парового химического осаждения (ЛПФХО), в котором на поверхности подложки формируется световая (тепловая) картина в результате двухлучевой интерференции.

Ключевые слова: двухлучевая интерференция, ЛПФХО, дифракционная решетка, субмикронные периодические структуры.

THE PILOT STUDIES PROCESSES OF FORMATION SUBMICRONIC PERIODICAL STRUCTURES BY THE INTERFERENCE LCVD TECHNIQUE

Maxim V. Kuznetsov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., engineer of department of physics, tel. (383)361-08-36, e-mail: say1945@mail.ru

The technique of single-stage formation of the diffraction gratings with the period and the reference sizes less than a micron is developed. Processes of formation of submicron periodic structures are experimentally investigated by the method of interference laser-induced chemical vapor deposition (LCVD), in which on a surface of a substrate the light (hot) pattern is formed as result of a two-beam interference.

Key words: two-beam interference, LCVD, the diffraction grating, submicron periodic structures.

В современной технике, при получении и тиражировании устройств, имеющих размер менее микрона, возникает проблема воспроизведения отдельных элементов как в заданном месте подложки, так и с высокой степенью точности позиционирования относительно друг друга, до единиц и десятков ангстрем.

В настоящее время для решения такого рода задач применяют методы оптической, электронной и ионно-лучевой литографии. Этим методам характерна многостадийность; при оптическом экспонировании в связи с дифракцией света на объективах для получения малых размеров необходимы излучения с малой длиной волны, прибегают к использованию излучений ультрафиолетового или мягкого рентгеновского диапазонов спектра, что требует создания уникальных излучателей и элементов оптических систем.

Одним из способов преодоления дифракционных ограничений при формировании рисунков с минимальными размерами меньше длины волны является использование оптической интерференционной фотолитографии. При двухлучевой интерференционной оптической фотолитографии интерференционная картина, экспонирующая слой фоторезиста, формируется без использования фокусирующих объективов при наложении на подложке двух когерентных пучков излучений, получаемых делением пучка излучения одного излучателя. В работах середины 70-х [1–3] представлены результаты теоретического анализа и экспериментов по разработке методов двухлучевой интерференционной фотолитографии с получением одно- и двумерных периодических структур типа решёток.

В настоящем сообщении рассматриваются методы получения топологических рисунков на подложках, также основанные на интерференционном формировании световой картины двумя лазерными пучками, однако субмикронные периодические металлические структуры образуются на подложке в результате лазерно-индуцированного парофазного химического осаждения (ЛПФХО) с наносекундной длительностью лазерных импульсов. Формирование металлических плёнок методом ЛПФХО из летучих металлоорганических соединений рассмотрено в монографии [5]. Актуальность исследований по двухлучевому интерференционному пиролизу заключается в возможности создания простой одностадийной технологии получения металлических периодических структур на подложках с микро - и наноразрешением [6].

Функциональная схема экспериментального стенда показана на рис. 1.

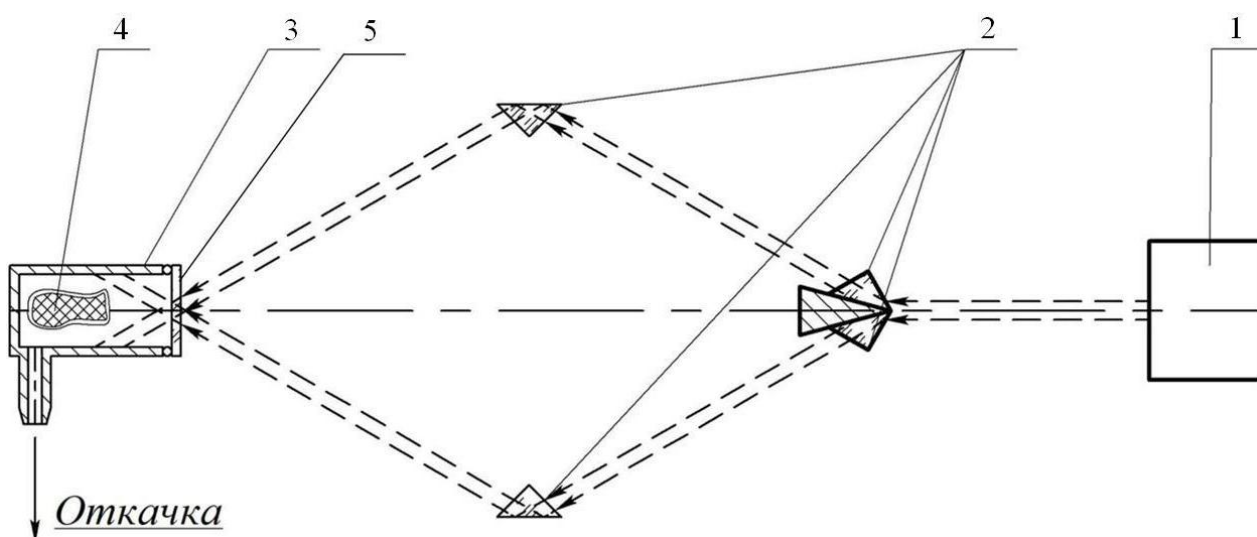


Рис. 1. Функциональная схема экспериментального стенда двухлучевого интерференционного получения структур дифракционных решёток:

1 – твердотельный импульсный лазер ($\lambda = 532$ нм); 2 – прозрачные стеклянные призмы; 3 – вакуумная камера; 4 – капсула с карбонилем рения; 5 – входное прозрачное окно камеры, внутренняя поверхность окна является поверхностью осаждения металлической плёнки

В качестве основы экспериментального стенда применена оптическая плита, на которую установлен Nd:YAG лазер «Brilliant», работающий в режиме формирования второй гармоники на длине волны 532 нм; частота повторения импульсов 50 Гц, длительность импульса 6 нс.

Четыре стеклянные призмы расположены на плите, как показано на рис. 1. При помощи первых по ходу луча двух призм лазерный луч делился по фронту на две части, а затем сводился в одну точку второй парой призм; использовались призмы из стекла К8, прозрачные на длине волны лазерного излучения. Пройдя систему из четырех призм, свет попадает в вакуумную камеру с давлением около 100 Па. Давление в камере измерялось при помощи термопарной лампы ПМТ-2 и вакуумметра ВИТ-2. Во внутренний объем камеры помещалась капсула, изготовленная из перфорированной металлической фольги, содержащая порошок декакарбонила дирения (химическая формула $\text{Re}_2(\text{CO})_{10}$), объемом 2 мм³. При нагревании камеры внешним нагревателем порошок карбонила испаряется, парциальное давление паров в рабочем диапазоне температур (50–70) °С достигает 10 Па. Фронтальная часть камеры закрывалась стеклянной пластиной, которая выполняла функции «окна» камеры и подложки одновременно. В результате пересечения двух когерентных лучей формируется объемная область с набором интерференционных максимумов и минимумов, т.к. данную область пересекает тыльная плоскость подложки, то на ней будет формироваться плоский интерференционный рисунок световых максимумов и минимумов.

Период двухлучевой интерференционной картины можно определить с помощью выражения [1]:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}, \quad (1)$$

где Λ – период двухлучевой интерференционной картины; λ - длина волны излучения в вакууме; n – показатель преломления среды; θ - угол падения излучения на подложку.

При формировании интерференционной картины на поверхности плоской стеклянной пластины показателем преломления в формуле считается показатель воздуха.

В результате фотолитического и пиролитического разложения карбонила в областях интерференционных максимумов на подложке на её второй по ходу луча стороне, обращенной в вакуумную камеру с парами летучего реагента, удалось получить периодический рисунок из полосок рения. (рис. 2, 3). Результат получен при использовании излучения с длиной волны 532 нм, значении $\theta = 22^\circ$; длительность цикла облучения подложки составила 180 с.

Из рис. 2, 3 видно, что ширина полоски металла составляет примерно половину периода интерференционной картины, толщина слоя металла приблизительно 100 нм; следовательно, в результате эксперимента удалось получить то-

пологическую структуру в виде системы полос металла рения, с шириной одной полосы 350 нм, в одностадийном технологическом процессе.

В отраженном свете полученные образцы демонстрируют оптические дифракционные эффекты, подобно дифракционным решеткам.

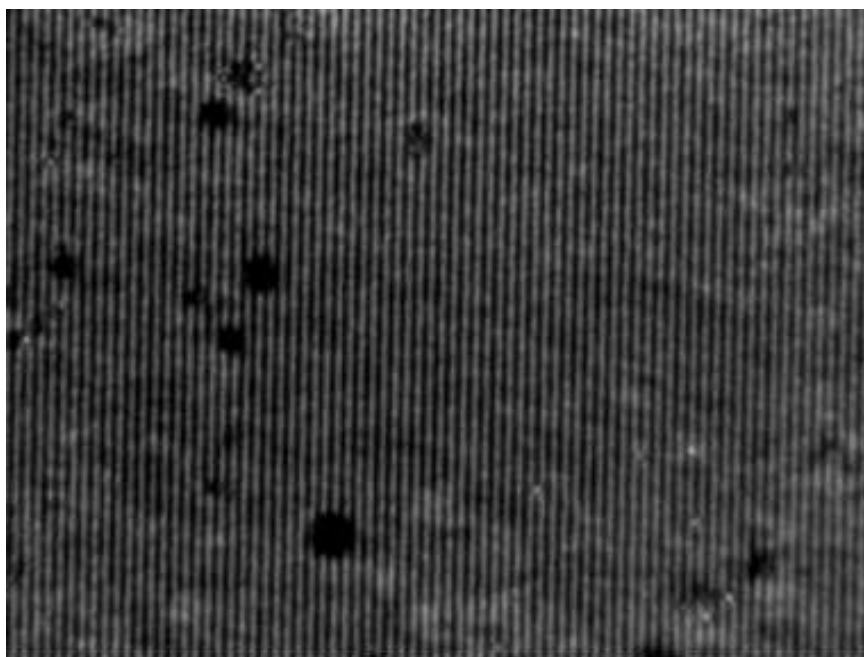


Рис. 2. Оптическая фотография периодической структуры металлических полосок, полученных методом двухлучевого интерференционного пиролиза, период полос 700 нм

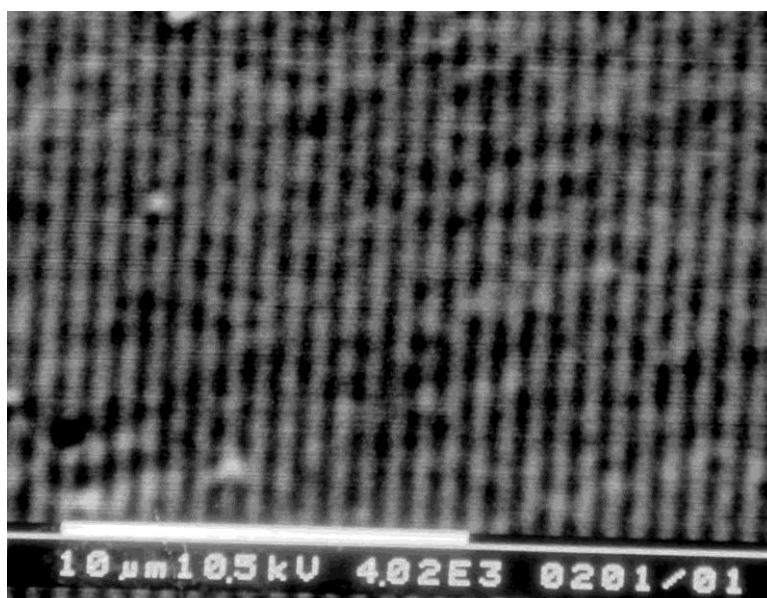


Рис. 3. Электронный снимок периодической структуры металлических полосок, полученных методом двухлучевого интерференционного ЛПФХО, период полос 700 нм (сканирующий электронный микроскоп Philips SEM 505)

Представленные результаты имеют предварительный характер, исследования продолжаются в направлении получения структур с меньшим периодом, за счёт использования излучения с меньшей длиной волны и увеличения угла падения излучения на подложку.

Таким образом, впервые удалось сформировать структуру металлического рисунка типа дифракционной решетки на подложке при облучении её сквозь подложку, причём в одностадийном технологическом процессе, без применения фотолитографических методов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Won-Tien Tsang, Shyh Wang. Simultaneous exposure and development technique for making grating on positive photoresist // *Applied Physics Letters*, Vol.24, №4, 1974.
2. Won-Tien Tsang, Shyh Wang. Grating masks suitable for ion-beam machining and chemical etching // *Applied Physics Letters*, Vol.25, №7, 1974.
3. Won-Tien Tsang, Shyh Wang. Microfabrication of two-dimensional periodic arrays by laser beam interferometric technique // *Applied Physics Letters*, Vol.27, №2, 1975.
4. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. – М.: МГУ, 1998. – 656 с.
5. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Резникова Е. Ф. Лазерные наносекундные микротехнологии. – Новосибирск: СГГА, 2003. – 300 с.
6. Чесноков В. В., Чесноков Д. В. Лазерный интерференционный метод термохимического формирования регулярных наноструктур на подложках // Российская конференция и школа по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотозлектроники «Фотоника-2011» (Россия, Новосибирск, 22–26 августа 2011 г.): тез. докл. – Новосибирск: ИФП СО РАН, 2011. – С.80.

© М. В. Кузнецов, 2015

РАЗРАБОТКА ПРИНЦИПОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР НА ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО LCVD

Дмитрий Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой наносистем и оптоэлектроники, тел. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Владимир Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Максим Викторович Кузнецов

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, инженер кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: say1945@mail.ru

Представлены результаты разработки принципов формирования топологических микро- и наноструктур методом интерференционного LCVD (лазерно-индуцированного парового химического осаждения (ЛПФХО)), в котором на поверхности подложки формируется световая (тепловая) картина в результате двухлучевой интерференции.

Ключевые слова: двухлучевая интерференция, ЛПФХО, микроструктуры, наноструктуры.

THE DEVELOPMENT PRINCIPLES OF FORMATION MICRO- AND NANOSTRUCTURES ON SUBSTRATES BY THE INTERFERENCE LCVD TECHNIQUE

Dmitry V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated Professor, Chair of Nanosystems and Optical Engineering Department, tel. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Vladimir V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor of Physics Department, tel. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Maxim V. Kuznetsov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., engineer of department of physics, tel. (383)361-08-36, e-mail: say1945@mail.ru

The results of development basics of formation of micro- and nanostructures by the method of interference laser-induced chemical vapor deposition (LCVD), in which on a surface of a substrate the light (hot) pattern is formed as result of a two-beam interference.

Key words: two-beam interference, LCVD, microstructures, nanostructures.

Использование двухлучевой интерференционной фотолитографии при создании массивов периодических одно- и двумерных фоторезистивных структур исследуется в работах 1974–75 гг. [1-3], в которых представлены результаты теоретического анализа и экспериментов по получению одно- и двумерных периодических структур типа решеток с периодом до 240 нм. В работах [4,5] представлены результаты разработки интерференционной оптической фотолитографии, позволяющей на поле подложки размером порядка 1 см формировать периодические структуры в виде никелевых конусов с характерным размером элементов 25 нм и шагом структуры до 100 нм. Среди областей применения интерференционной литографии перечисляются наномасштабное выращивание гетероэпитаксиальных структур, создание нанофлюидных структур для биологической сепарации, наномагнитов для структур памяти, нанофотоника, включая распределённую обратную связь в лазерах и распределённые брегговские зеркала, получение двух- и трёхмерных фотонных кристаллов, метаматериалов, материалов с отрицательным показателем преломления.

Вопросы лазерного CVD (Laser-induced chemical vapor deposition – LCVD, в русскоязычной литературе – инициированное лазерным излучением парофазное химическое осаждение – ЛПФХО) обсуждаются в литературе, начиная с работы [6], в [7] приведены данные о разработке лазерной пантографической технологии изготовления интегральных схем с минимальными размерами элементов до 1 мкм на основе лазерно-пиролитических процессов, проводимых в вакуумной установке. В наших работах [8-24], включая обзор зарубежных и отечественных исследований, проведённых к 2003 году [14], в рамках изучения методов прямого лазерного формирования металлических рисунков на подложках с использованием импульсного наносекундного лазерного воздействия в парах летучих металлоорганических соединений, исследовались эффекты, вызванные химическими превращениями во время лазерного импульса на поверхности и в газовой фазе, влияние теплопроводности подложки на разрешение, особенности газодинамических процессов, проходящих при пиролизе в приповерхностном слое реакционной парофазной среды с давлением 10^5 Па. Показано, что при диссоциации паров МОС во время импульса облучения подложки (длина волны излучения 0,337 мкм, длительность импульса 6 нс, плотность мощности в импульсе порядка $(1-5) \cdot 10^7$ Вт/см², в фокальном пятне могут возникать скачки давления газа величиной более десяти атмосфер, вызванные выделением газообразного продукта реакции; достижимо разрешение порядка одного микрона при формировании рисунков в этих условиях.

В настоящей работе рассматривается одностадийный метод интерференционного LCVD металлических периодических структур типа дифракционных решеток на подложках без использования фоторезистивных слоёв; метод позволяет на порядки увеличить производительность лазерной технологии в связи с одновременным формированием топологического рисунка на большой площади подложки, и улучшить оптическое разрешение при экспонировании в связи с отсутствием объективов [23].

В экспериментальной установке интерференционного LCVD применена классическая схема двухлучевой интерференции с делением фронта интерферирующей световой волны (рис. 1, а).

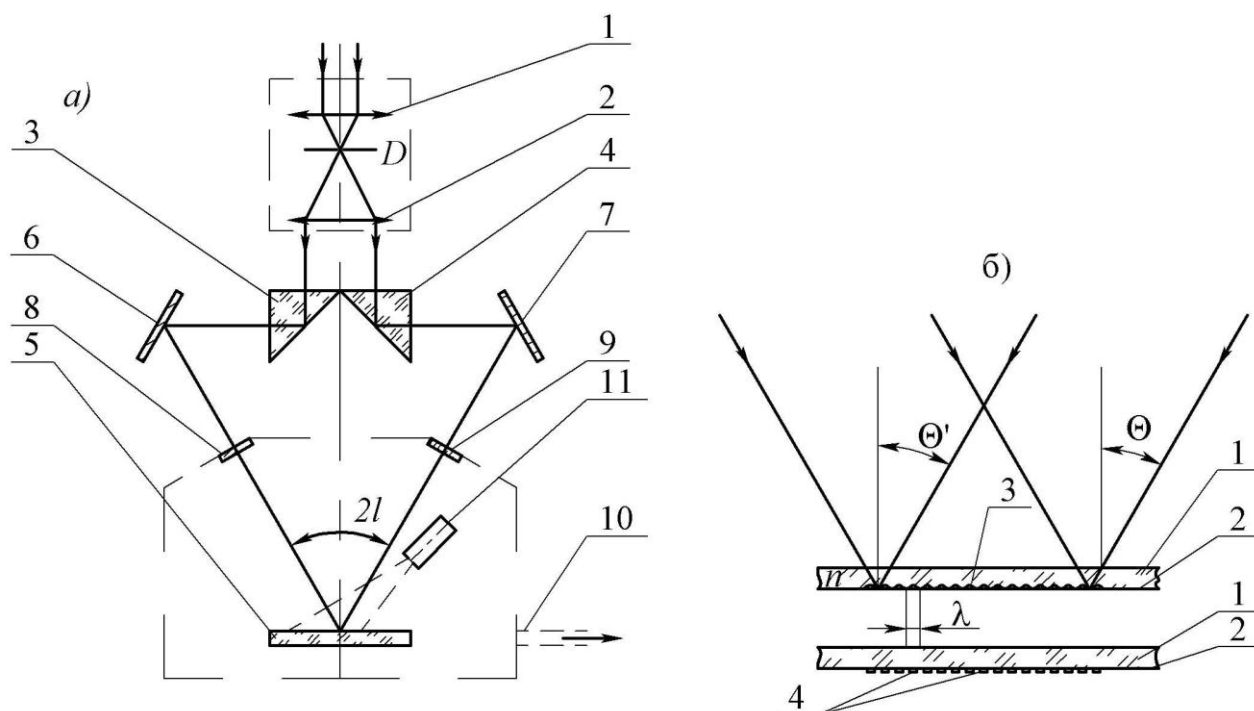


Рис. 1. Оптическая схема блока установки, формирующей двухлучевую интерференционную картину на подложке:

- а) вариант с реагентами на облучаемой стороне подложки;
- б) вариант с реагентами на тыльной стороне

Излучение лазера подвергается пространственной фильтрации с помощью телескопа - расширителя, в области общего фокуса линз 1 и 2 расширителя устанавливается диафрагма с отверстием диаметром 50...100 мкм; далее пучок попадает на катетные грани двух оптических призм 3 и 4, делится по фронту, затем сводится на поверхность подложки 5 в общее пятно с помощью зеркал 6 и 7. Угол Θ падения излучения на подложку определяет периодичность Λ интерференционной картины на подложке:

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \Theta}, \quad (1)$$

где λ_0 – длина волны излучения в вакууме, n - показатель преломления среды.

Подложка помещена в герметичную камеру с прозрачными окнами 8 и 9, в которой создается контролируемая по составу и давлению атмосфера или вакуум, откачка производится через штуцер 10. В камере находится испаритель 11 с

навеской порошка металлоорганического соединения. В ряде экспериментов исследовалось формирование осадков на тыльной, противоположной облучаемой стороне подложки (рис. 1, б).

Механизм образования плёночного металлического осадка на подложке в процессе LCVD с наносекундной длительностью импульсов включает этапы образования за время между импульсами на поверхности подложки адсорбированного слоя молекул МОС (использовался декакарбонил дирения), нагревание поверхности за длительность импульса и диссоциацию молекул за время импульса с образованием свободных атомов металла и газообразного продукта в соответствии с реакцией:



При интерференционном формировании световой картины на подложке имеют определяющее значение поляризация падающего излучения и степень его когерентности. Для случая интерференции двух плоских когерентных волн с ТЕ поляризацией, имеющих интенсивности I_1 и симметрично падающих на подложку с углами падения $\pm\Theta$, пространственная картина распределения интенсивности даётся формулой (3):

$$I_{x,y} = 2I_1 [1 + \cos 2kx \sin \Theta] = 4I_1 \cos^2 kx \sin \Theta , \quad (3)$$

где x, y - координаты поперёк и вдоль интерференционных полос, $k = 2\pi n / \lambda_0$ - волновое число.

Для получения аналитического выражения распределения температуры по поверхности подложки, индуцируемой интерференционной картиной, воспользуемся формулой для распределения приращения температуры полубесконечной подложки, поглощающей излучение, для случая импульсного нагрева симметричной по времени формы лазерного импульса и гауссовского распределения интенсивности по сечению лазерного пятна, справедливой при условии $t < \tau$ [25]:

$$T_0 = \frac{1 - R}{2^{1/4}} \frac{P_0 \tau^{1/2} \eta}{k_T \rho c} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right); \quad \eta t = \exp\left[-0,707\left(\frac{t}{\tau} - 0,55\right)^2\right], \quad (4)$$

где t - время, τ - длительность импульса излучения, R - коэффициент отражения света поверхностью, P_0 - плотность мощности падающего излучения, r_0 - радиус светового пятна, r - радиальная компонента точки в пятне, ηt - функция зависимости температуры от времени в диапазоне значений $t / \tau < 0,55$, k_T - коэффициент теплопроводности, ρ - плотность, c - удельная теплоёмкость вещества подложки.

Формула получена для случая полного поглощения света поверхностью, без учёта его проникновения в подложку. При $t/\tau = 0,55$ температура в пятне максимальна, затем с течением времени уменьшается, что обусловлено колоколообразной временной формой импульса.

Оценочное выражение для вычисления температуры подложки при интерференционном формировании световой картины может быть получено из формулы (4) путём замены множителя, характеризующего гауссовское распределение в пятне, на множитель, характеризующий распределение в интерференционной картине:

$$T_x = \frac{4I_1}{2^{1/4}} \frac{1-R}{k_T \rho c} \frac{\tau^{1/2} \eta t}{^{1/2}} \cos^2 kx \sin \Theta . \quad (5)$$

Считая, что лазерный импульс во времени имеет колоколообразную симметричную форму, примем, что как и при гауссовом распределении, в момент времени $t = 0,55\tau$ температура на поверхности в области максимума интерференции максимальна ($\eta t = 1$), затем с течением времени уменьшается; для момента времени с максимальной температурой из (5) для малых значений аргумента косинуса можно найти координату точки, в которой увеличение температуры за импульс равно T_k :

$$x = \frac{\sqrt{1 - T_k / T_0}}{k \sin \Theta} , \quad (6)$$

где T_k - максимальное за импульс увеличение температуры в точке поверхности на расстоянии x от максимума интерференции, где увеличение температуры в этот же момент равно T_0 . Отметим, что полученное выражение не содержит явно зависимости от теплофизических параметров подложки.

Используя уравнение Аррениуса для зависимости скорости химической реакции от температуры, можно по аналогии с [14] найти значение соотношения $\frac{T_0 - T_x}{T_0}$ для точек в пятне, при которых отношение $\frac{k_x}{k_0}$ констант скоростей реакций в точке с координатой x и в центре равно заданному значению:

$$\frac{T_0 - T_x}{T_0 + 273} = - \frac{R_0}{E} \frac{T_0 + 273}{\ln \frac{k_x}{k_0}} , \quad (7)$$

где E – энергия активации пиролиза, Дж/моль.

Константа скорости определяется формулой:

$$k_c = v \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (8)$$

Скорость химической реакции первого порядка связана с константой скорости уравнением;

$$\frac{dc}{dt} = ck_c, \quad (9)$$

где c - концентрация реагирующего вещества. В нашем случае за импульс излучения диссоциирует часть монослоя молекул карбонила, монослой имеет такую концентрацию молекул, при полном разложении которых образовался бы слой металла толщиной $d_M = 0,1$ нм [14]. Исходя из этого, представим формулу скорости роста металлической плёнки в виде:

$$v = d_M k_c. \quad (10)$$

Формула справедлива при условии, что за импульс разлагается малая доля монослоя молекул карбонила, то есть приращение толщины осадка за импульс излучения $\Delta d < d_M$.

Для обеспечения высокого контраста получаемого металлического рисунка на подложке примем $\frac{k_x}{k_0} = \frac{v_x}{v_0} = 0,2$. По данным [14] энергия лазерной активации пиролиза декакарбонила дирения в вакууме равна 25 кДж/моль. В случае приращения температуры в момент импульса на $T_0 = 500$ К, угле падения интерферирующих лучей $\Theta = 50^\circ$, можно найти, $x = 0,17\lambda_0$, при этом ширина полосы рения на поверхности подложки равна $2x = 0,34\lambda_0$, при этом толщина полосы на краю меньше, чем в средней части, в 5 раз.

Результат справедлив при облучении подложки в режиме наносекундных импульсов, не зависит от теплофизических характеристик подложек. Анализ уравнений показывает, что улучшению разрешения способствует использование пиролитических реакций с большим значением энергии активации пиролиза; при данном значении энергии активации – при меньших температурах облучаемой поверхности.

Таким образом, нелинейная зависимость скорости химической реакции от температуры приводит к возможности получать разрешение лазерного пиролитического процесса лучшее, чем разрешение оптических картин на облучаемой подложке. Разрешение улучшается, если уменьшать индуцируемую лазерным излучением температуру поверхности.

Процессы LCVD происходят с образованием твёрдого осадка и газообразных продуктов реакции, поэтому скорость образования плёнки металла должна зависеть не только от температуры подложки, но и от условий удаления про-

дуктов реакции. В работе [14] показано, что давление СО во время импульса облучения у поверхности не должно превышать 30 кПа при температуре подложки 800 К. Обратная бомбардировка молекулами СО адсорбированного слоя молекул карбонила ограничит степень пиролитического разложения адсорбированного слоя. При проведении процесса в вакууме, как показано в работе [26] на примере процесса лазерного импульсного испарения металлов, 18 % молекул СО возвращаются к поверхности испарения, что создаёт у поверхности атмосферу с некоторым давлением. Массовая скорость потока в вакууме должна быть порядка тепловой скорости молекул СО:

$$v = \sqrt{\frac{8R_0T}{\pi M}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 8,31 \cdot 800}{\pi \cdot 0,028}} = 778 \frac{\text{м}}{\text{с}},$$

за время 1...2 нс молекулы газа создадут приповерхностный слой атмосферы толщиной d около 1 мкм. Концентрация молекул в этом слое равна:

$$n_{\text{CO}} = \frac{\alpha q}{s_0 d} = \frac{0,1 \cdot 10}{5,85 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-6}} = 1,7 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3},$$

где q - количество групп СО в молекуле декакарбонила, s_0 - площадь, занимаемая молекулой на поверхности, $\alpha \approx 0,1$ - степень диссоциации мономолекулярного слоя, что создаёт давление p_{CO} газа у поверхности:

$$p_{\text{CO}} = 0,18 n_{\text{CO}} k_B \cdot T = 0,18 \cdot 1,7 \cdot 10^{25} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 800 = 3,4 \cdot 10^4 \text{ Па}.$$

Полученное значение много меньше, чем при проведении процессов при атмосферном давлении [14], это означает, что скорость удаления продуктов диссоциации не ограничивает, в отличие от процессов в условиях атмосферного давления, скорость диссоциации декакарбонила на поверхности. В режимах, когда значение α приближается к единице, скорость образования плёнки металла может быть ограничена давлением СО.

В работе [14] проведена оценка равновесной степени диссоциации в газовой фазе десорбированного во время лазерного импульса с поверхности декакарбонила дурения, показано, что диссоциация в газовой фазе увеличивается с ростом температуры в газе и на поверхности, и её доля в получении осадка металла в верхнем диапазоне индуцируемых лазером рабочих температур может быть сравнимой с результатами диссоциации на поверхности.

В экспериментах также наблюдаются лазерно-химические превращения адсорбированных молекул и осаждение металлических плёнок на поверхностях прозрачных для изучения подложек, т.е. не нагреваемых излучением. В известной литературе нет однозначного объяснения этому эффекту. Можно предположить, что подложка имеет поверхностные поглощающие свет загрязнения,

или, если при воздействии первого из последовательности лазерных импульсов на поверхности нет поглощающего слоя, он появляется в результате диссоциации молекул химического соединения, имеющих на поверхности, под действием излучения, и накапливается с каждым следующим импульсом, приводя к резкому росту поглощательной способности поверхности и нагреванию до температур пиролитического процесса; причина первоначальной диссоциации не ясна.

Причиной могут быть не тепловые эффекты резонансного фотовозбуждения адсорбированной молекулы непосредственно фотонами лазерного излучения, или фотовозбуждёнными состояниями электронной системы адсорбента. В работе [25] эти эффекты рассматриваются в связи с анализом процессов лазерной десорбции. В качестве условия фотодесорбции молекул, индуцированной фотовозбуждёнными состояниями электронной системы полупроводникового адсорбента, в этой работе принимается выполнение соотношения:

$$p > 10^{13} \frac{h\nu}{\tau} \approx 10^5 \text{ Вт/см}^2, \quad (11)$$

справедливое в видимой области спектра, где $h\nu$ - энергия фотона, τ - время внутризонной релаксации избыточной энергии в подложке, P - плотность мощности падающего излучения, величина 10^{13} характеризует собой количество фотодесорбированных с 1 см^2 поверхности подложки молекул. Приведённая величина плотности мощности излучения совпадает с литературными данными мощности при фотолитическом получении плёночных осадков на подложке, что косвенно подтверждает возможность подобного механизма при лазерном фотолизе.

Скорость роста металлической плёнки на подложке в местах облучения зависит от концентрации молекул прекурсора на поверхности и эффективности реакции диссоциации под действием облучения. За время каждого импульса облучаемая поверхность освобождается от всех летучих при возникающей температуре веществ, в том числе, от молекул прекурсора, которые или диссоциируют, или десорбируются с поверхности излучением, и новый слой молекул должен образовываться за время между импульсами.

Скорость образования поверхностного слоя молекул определяется условиями в герметичной камере. В равновесных условиях, когда температуры всех элементов камеры одинаковы, и скорость откачки камеры насосами мала, максимальная концентрация молекул на поверхности определится изотермой адсорбции молекул на поверхности. Нами ранее показано, что в равновесных условиях толщина слоя может составлять не более двух - трех мономолекулярных слоёв, причём концентрация молекул в слое определяется концентрацией активных адсорбционных центров на поверхности, в случае поверхности стекла – точечных дефектов стеклянной поверхности, поверхностная

плотность которых [27] $n_{def} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (среднее расстояние между точечными дефектами равно 10 нм).

Примеры полученных данным способом структур показаны на фотографиях. На рис. 2 приведены электронные снимки периодических структур из плёнки металла рения на поверхности стеклянной подложки, изготовленных методом интерференционного LCVD процесса, полученные с различным увеличением с одного участка подложки.

Процессы LCVD велись на длине волны излучения 0,53 мкм при длительности импульса 6 нс. На снимках периодичность структур составляет 0,7 мкм, ширина полосок металла (светлые полосы) равна примерно 0,4 мкм. Приведённые результаты получены при облучении поверхности подложки площадью 1-2 мм² в течение 10 с, подтверждают реализуемость высокопроизводительной одностадийной лазерной технологии получения периодических субмикронных структур на подложках. После доработок ожидаемая разрешающая способность метода (достижимая ширина полосок) не хуже 50 нм.

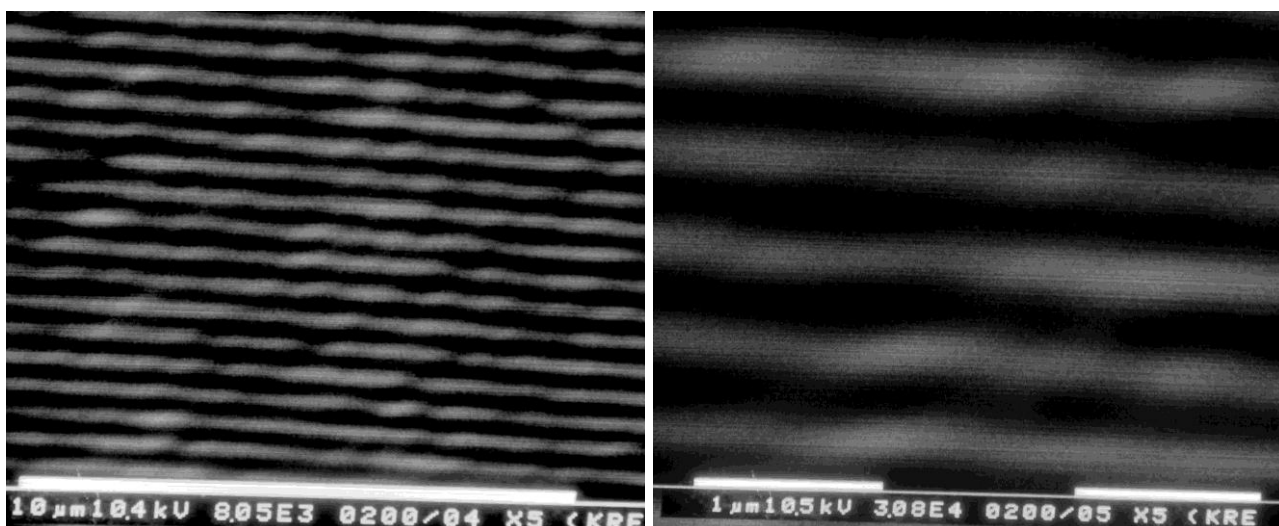


Рис. 2. РЭМ снимки периодической структуры из полосок плёнки рения, изготовленной методом лазерного интерференционного пиролиза

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Won-Tien Tsang, Shyh Wang. Simultaneous exposure and development technique for making grating on positive photoresist // Applied Physics Letters, Vol.24, №4, 1974.
2. Won-Tien Tsang, Shyh Wang. Grating masks suitable for ion-beam machining and chemical etching // Applied Physics Letters, Vol.25, №7, 1974.
3. Won-Tien Tsang, Shyh Wang. Microfabrication of two-dimensional periodic arrays by laser beam interferometric technique // Applied Physics Letters, Vol.27, №2, 1975.
4. Smith, H.I. Low cost nanolithography with nanoaccuracy // Physica E. – 2001. – V.11. – P.104–109.
5. Brueck, S.R.J. Optical and interferometric lithography – nanotechnology enablers / S.R.J. Brueck // Proceedings of the IEEE. – 2005. – V.93, No.10. – p. 1704-1721.

6. Allen S.D., Bass M. Laser chemical vapor deposition of metals and insulators // J. Vac. Sci. Tech. – 1979. – Vol.16, no. 2. – p.431-432.
7. B. M. McWilliams, I.P. Herman, F. Mitlitsky et al. Wafer-scale laser pantography: Fabrication on n-metal-oxide-semiconductor transistors and small-scale integrated circuits by direct-write laser-induced pyrolytic reactions // Appl. Phys. Lett. – 1983. – Vol. 43, no.10. – Pp. 946 – 948.
8. Чесноков В. В., Земсков С. В., Игуменов И. Г. Лазерно-химическое осаждение пленок металлов // Тез. докл. 5 отрасл. научно-техн. конф. "Тонкие пленки в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем". – Нальчик, 1983.
9. Чесноков В. В., Земсков С. В., Игуменов И. К. Способ локального нанесения покрытия на подложку // А.с. 1331369 СССР, МКИ Н 01 L 21/312, G 03 F 1/00. – № 3936434; Заяв. 6.06.85; опубл. Бюл. № 30 // Открытия. Изобретения. – 1987. – С. 260
10. Чесноков В. В., Резникова Е. Ф. Прямое рисование на подложках металлических структур с использованием азотного лазера // Тезисы Всесоюзн. конф. ВУФ-91, 28-30 мая 1991 г., Томск. – М., 1991. – С. 137–138.
11. Резникова Е. Ф. Химическое осаждение металлических плёночных микроструктур из паров летучих соединений металлов с помощью мощного высокочастотного наносекундного импульсного УФ лазера: автореф. дис. к. х. н., ИНХ СО РАН. – Новосибирск, 1998.
12. Чесноков Д. В. Разработка и исследование наносекундной лазерной микротехнологии формирования оптоэлектронных структур: автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук / СГГА. – Новосибирск, 2000.
13. Chesnokov D. V., Chesnokov V. V. Pyrolytic deposition of metal films on substrates in conditions of the open atmosphere initiated by nanosecond laser irradiation // "5th Int. Conf. on Actual Problems of Electron. Instrum. Eng. "APEIE-2000 (Russia, Novosibirsk, 26-29 sept. 2000): Proc., V.1. - Novosibirsk: NSTU, 2000. – P. 42–46.
14. Чесноков В. В., Резникова Е. Ф., Чесноков Д. В. Лазерные наносекундные микротехнологии; под общ. ред. Д. В. Чеснокова. – Новосибирск: СГГА, 2003.
15. Chesnokov D. V., Chesnokov V. V., Reznikova E. F. Problems of nanosecond laser technologies of film microstructures deposition // "7th Int. Conf. on Actual Problems of Electron. Instrum. Eng." APEIE-2004 (Russia, Novosibirsk, 20-23 sept. 2004): Proc., V.1. - Novosibirsk: NSTU, 2004. – P. 216–226.
16. Чесноков Д. В. Лазерное пиролитическое осаждение плёнок металлов на прозрачных подложках // «Прикладная оптика–2006» Т. 2. Оптические материалы и технологии: сб. трудов VII междунар. конф. «Прикладная оптика – 2006», 16–20 октября 2006 г., Санкт–Петербург. – СПб: Оптическое общество им. Д. С. Рождественского, 2006. – С. 125–129.
17. Mikhailova D. S., Chesnokov V. V., Chesnokov D. V. Principle of absorption spectrum measurement of the layers adsorbed on transparent substrates // Key Engineering Materials. – 2010. – Vol. 437. – P.594–597.
18. Чесноков Д. В., Чесноков В. В. Гетерофазный процесс лазерно-пиролитического формирования тонких плёнок в условиях адсорбционного ограничения поступления реагентов // ГЕО-Сибирь-2011. VII Междунар. науч. конгр. : сб. материалов в 6 т. (Новосибирск, 19–29 апреля 2011 г.). – Новосибирск: СГГА, 2011. Т. 5, ч. 2. – С. 3–11.
19. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Шергин С. Л. Исследование процессов формирования монокристаллических слоев углерода методом LCVD // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2012. VIII Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 10–20 апреля 2012 г.). – Новосибирск: СГГА, 2012. Т. 2. – С. 92–99.
20. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Кочкарев Д. В. Исследование влияния сил поверхностного натяжения на процессы формирования микроструктур методом LCVD //

Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2012. VIII Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 10–20 апреля 2012 г.). – Новосибирск: СГГА, 2012. Т. 2. – С. 100–109.

21. Роль нестационарных тепловых процессов при осаждении тонких плёнок методом наносекундного LCVD / Д. В. Чесноков, В. В. Чесноков, В. Н. Москвин, Д. С. Михайлова // Доклады АН ВШ РФ. – 2013. – № 1 (20). – С. 119–128.

22. Формирование барьеров Шоттки на кремнии *n*-типа методом LCVD / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, М. В. Кузнецов, В. А. Райхерт, Д. М. Никулин // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СиБ Оптима-2014» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 8–18 апреля 2014 г.). – Новосибирск: СГГА, 2014. Т. 1. – С. 86–92.

23. Чесноков В. В., Чесноков Д. В. Лазерный интерференционный метод термохимического формирования регулярных наноструктур на подложках // Российская конференция и школа по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотозлектроники «Фотоника–2011» (Россия, Новосибирск, 22–26 августа 2011 г.): тез. докл. – Новосибирск: ИФП СО РАН, 2011. – С. 80.

24. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Михайлова Д. С. Пат. 2472870 РФ, МПК С23С 16/48. Способ атомнослоевого выращивания тонких пленок химических соединений на подложках. – № 2011121208/02; заявл. 25.05.2011; опубл. 20.01.2013, Бюл. № 2.

25. Лазнева Э. Ф. Лазерная десорбция. – Л.: ЛГУ, 1990.

26. Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов и др. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970. – 272 с.

27. Палатник А. С., Сорокин В. К. Основы пленочного полупроводникового материаловедения. – М.: Энергия, 1973.

© Д. В. Чесноков, В. В. Чесноков, М. В. Кузнецов, 2015

ДИАПАЗОН УПРАВЛЕНИЯ ПИКОВОЙ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С МНОГОПЕТЛЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ ПУТЕМ РЕАЛИЗАЦИИ РЕЖИМА ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ

Анастасия Павловна Погода

ООО «НПП Лазерные системы», БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, 1, научный сотрудник, тел. (921)745-05-46, e-mail: Pogoda@lsystems.ru

Георгий Витальевич Бурковский

ООО «НПП Лазерные системы», БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, 1, инженер, тел. (953)354-04-77, e-mail: Burkovsky@lsystems.ru

Павел Сергеевич Макаrchук

ООО «НПП Лазерные системы», БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, 1, инженер, тел. (931)305-40-97, e-mail: Makarchuk@lsystems.ru

Иван Сергеевич Хахалин

БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, 1, студент, тел. (904)615-88-66, e-mail: khakhalinivan@mail.ru

Анатолий Сергеевич Борейшо

ООО «НПП Лазерные системы», БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, 190005, Россия, г. Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, 1, e-mail: Boreysho@lsystems.ru

Исследован режим пассивной модуляции добротности насыщающимися поглотителями YAG:Cr⁴⁺ и GSGG:Cr⁴⁺ импульсного твердотельного Nd-YAG лазера с многопетлевым резонатором лазера. Продемонстрирована возможность управления пиковой мощностью в диапазоне от 130 кВт до 19 МВт при изменении энергии в цуге генерации в пределах 20%, что позволяет обеспечить одинаковый тепловой режим работы лазера. При этом параметр качества излучения составил $M^2 = 1.15 - 1.4$. Достигнута пиковая мощность в импульсе 28 МВт.

Ключевые слова: твердотельный лазер, диодная накачка, пиковая мощность излучения, пассивная модуляция добротности.

PEAK POWER VARIATION RANGE OF PASSIVELY-Q-SWITCHED LASER WITH MULTILoop CAVITY RADIATION

Anastasiya P. Pogoda

Laser systems LTD, BSTU «VOENMEH», 190005, Russia, Saint-Petersburg, 1st Krasnoarmeyskaya, 1, researcher, tel. (921)745-05-46, e-mail: Pogoda@lsystems.ru

George V. Burkovsky

Laser systems LTD, BSTU «VOENMEH», 190005, Russia, Saint-Petersburg, 1st Krasnoarmeyskaya, 1, engineer, tel. (953)354-04-77, e-mail: Burkovsky@lsystems.ru

Pavel S. Makarchuk

Laser systems LTD, BSTU «VOENMEH», 190005, Russia, Saint-Petersburg, 1st Krasnoarmeyskaya, 1, engineer, tel. (931)305-40-97, e-mail: Makarchuk@lsystems.ru

Ivan S. Khakhalin

BSTU «VOENMEH», 190005, Russia, Saint-Petersburg, 1st Krasnoarmeyskaya, 1, student, tel. (904)615-88-66, e-mail: khakhalinivan@mail.ru

Anatoly S. Boreysho

Laser systems LTD, BSTU «VOENMEH», 190005, Russia, Saint-Petersburg, 1st Krasnoarmeyskaya, 1, Ph. D. Professor, e-mail: Boreysho@lsystems.ru

Solid-state Nd³⁺:YAG diode-pumped laser with multi-loop cavity passively-Q-switched by YAG:Cr⁴⁺ and GSGG:Cr⁴⁺ saturable absorbers is investigated. Peak power variation range from 130 kW to 19 MW has demonstrated with only 20% variation of the train energy. Beam quality parameter $M^2 = 1.15 - 1.4$. The extremely high peak power 28MW is reached.

Key words: solid state laser, diode-pumped, peak power, passive-Q-switch.

Ранее в [1] продемонстрирована схема компактного (36x10x10 см) импульсного Nd-YAG лазера с энергией в импульсе свободной генерации до 1.25 Дж и расходимостью близкой к дифракционному пределу ($M^2 = 1.3$) при накачке шестью диодными матрицами с суммарной пиковой мощностью 13.9 кВт. Данные параметры качества достигаются благодаря обращению волнового фронта путем четырехволнового смешения в многопетлевом резонаторе.

В данный момент является актуальным исследование режима пассивной модуляции добротности в таких лазерах. Использование пассивного насыщающегося поглотителя в лазерах с петлевой схемой резонатора позволяет получать цуги гигантских импульсов при сохранении качества излучения. В [2] в лазере с обращением волнового фронта и ламповой накачкой получены значения пиковой мощности излучения до 7 МВт. В [3] показана возможность получения цуга из 4 гигантских импульсов с энергией 120 мДж с пиковой мощностью 1 МВт. В данной работе мы демонстрируем результаты исследования режима пассивной модуляции добротности насыщающимися поглотителями YAG:Cr⁴⁺ и GSGG:Cr⁴⁺ с различными коэффициентами пропускания (5 – 90 %) в лазерах с диодной накачкой и многопетлевым резонатором. Показана возможность изменения пиковой мощности излучения до трех порядков при изменении энергии в цуге гигантских импульсов генерации на 20%, что позволяет сохранять неизменный тепловой режим.

Сравнение эффективности пассивной модуляции добротности в зависимости от положения затвора в схеме показало, что оптимальное положение пассивного лазерного затвора (ПЛЗ) – это область наибольшего пересечения внутррезонаторных пучков (рис. 1). Режим пассивной модуляции добротности лазера с многопетлевым резонатором реализуется не только с помощью насыщающегося поглотителя, но и за счет самомодуляции наведенными решетками коэффициента усиления. При этом наличие пассивного лазерного затвора влияет на эффективность работы решеток.

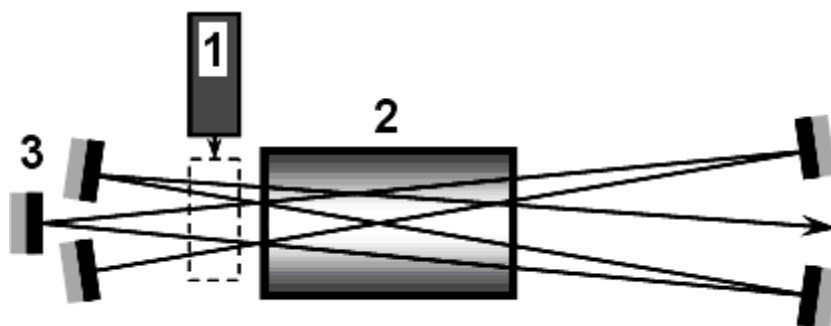


Рис. 1. Схема лазера с многопетлевым резонатором, дополненная ПЛЗ, реализующим режим пассивной модуляции добротности:

1 – пассивный лазерный затвор, 2 – активный элемент, 3 – зеркала резонатора

Вариация длительности импульса накачки, а также энергии накачки дает возможность управлять количеством гигантских импульсов в цуге, в том числе получать режимы генерации одиночных гигантских импульсов. Энергия одиночного гигантского импульса и пиковая мощность генерации определяется исключительно коэффициентом начального пропускания ПЛЗ и не зависит от интенсивности энергии накачки. Однако из-за потерь энергия накачки, необходимая для развития гигантского импульса в цуге, тем выше, чем меньше интенсивность накачки.

В табл. приведены значения энергии одиночного гигантского импульса при энергии накачки 5.8 Дж, а также количество импульсов при длительности импульса накачки 475 мкс для различных материалов и значений начального пропускания ПЛЗ.

Таблица

Материал ПЛЗ	Начальное пропускание, %	Энергия в пике, мДж	Пиковая мощность, МВт
YAG:Cr ⁴⁺	5	174	28
	10	132	19
	14	110	15
	36	30	0.25
	90	3.5	0.015
GSGG:Cr ⁴⁺	17	66	10
	29	55	5.5
	54	8	0.13

Максимальная пиковая мощность получена в условиях пассивной модуляции добротности затвором YAG:Cr⁴⁺ с начальным пропусканием 5% и составляет 28 МВт. В этом случае энергия в одном гигантском импульсе генерации составляла 174 мДж при длительности импульса 6-7 нс.

Повышение длительности импульса или интенсивности накачки приводит к увеличению количества импульсов в цуге. На рис. 2 представлены осциллограммы, полученные для ПЛЗ GSGG:Cr⁴⁺ с различным начальным коэффициентом пропускания.

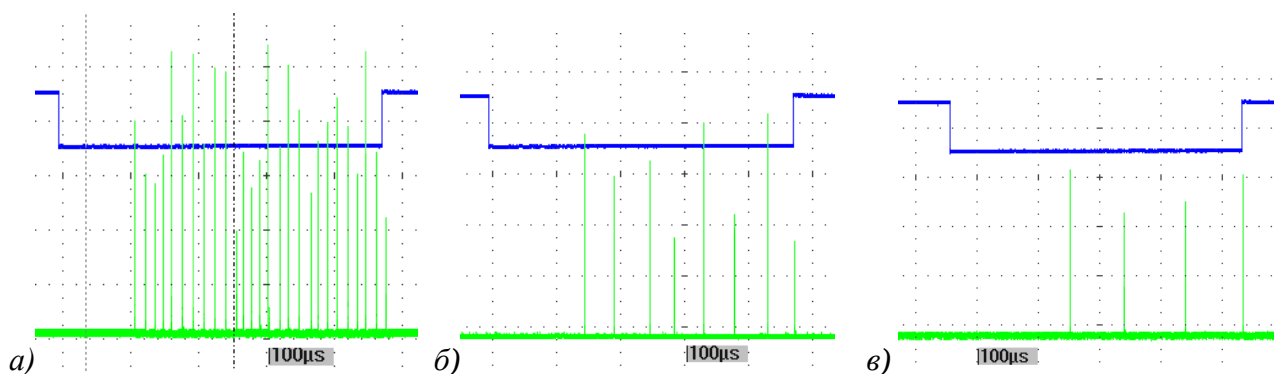


Рис. 2. Осциллограммы импульса генерации в режиме пассивно модуляции добротности ПЛЗ GSGG:Cr⁴⁺ с начальным пропусканием:

а) 57%; б) 30%; в) 17%

Время развития второго и последующих гигантских импульсов по сравнению с временем развития первого импульса в цуге характеризует эффективность снятия инверсии. Это время не зависит от длительности импульса накачки и номера гигантского импульса, а зависит только от интенсивности накачки. Значит, различия в энергии и длительности каждого импульса носят случайный характер. Это подтверждается высокой энергетической стабильностью пиков в режимах с большой энергией в гигантском импульсе. Энергия в цуге импульсов линейно зависит от количества гигантских импульсов в условиях различной энергии накачки, что видно из графика, изображенного на рис. 3.

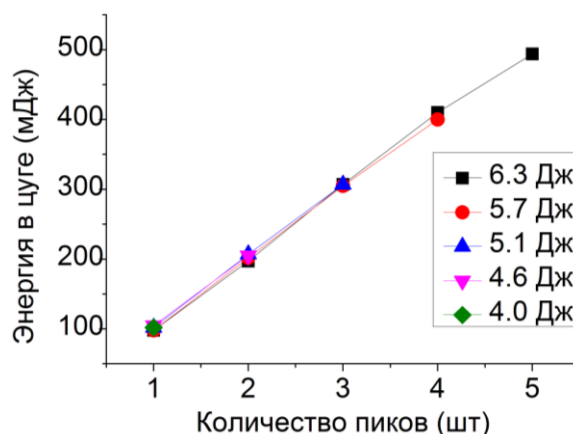


Рис. 3. Зависимость энергии в цуге гигантских импульсов от количества импульсов при различных значениях энергии накачки

Варьируя начальное пропускание ПЛЗ возможно осуществлять управление пиковой мощностью в широких пределах при незначительном изменении общей энергии в цуге гигантских импульсов. На рис. 4, а представлена зависимость энергии в цуге, а на рис. 4, б – пиковой мощности от начального пропускания ПЛЗ GSGG:Cr^{4+} (треугольники) и YAG:Cr^{4+} (квадраты). Видно, что изменение энергии в цуге в диапазоне от 500 до 700 мДж (всего на 20%), позволяет варьировать пиковую мощность в значительных пределах от 130 кВт до 19 МВт. При этом параметр качества излучения M^2 не превосходит 1.4, причем с ростом энергии в гигантском импульсе параметр качества уменьшается до значения $M^2 = 1.15$.

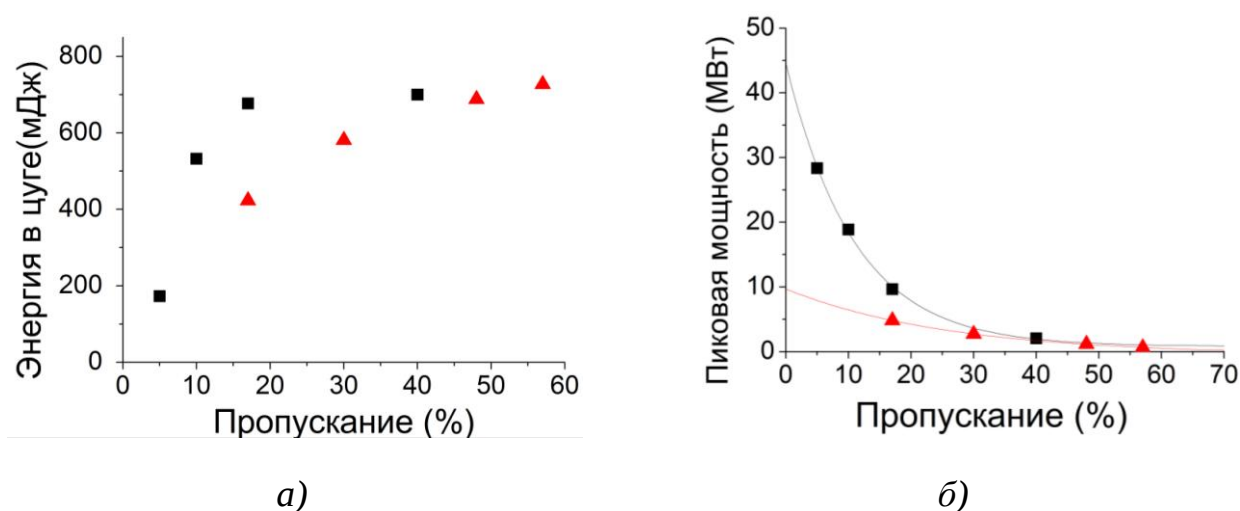


Рис. 4. Зависимости:

а) энергии в цуге; б) пиковой мощности генерации от коэффициента начального пропускания ПЛЗ (YAG:Cr^{4+} – квадраты, GSGG:Cr^{4+} – треугольники)

Таким образом, в результате проведенных исследований режима пассивной модуляции добротности насыщающимися поглотителями YAG:Cr^{4+} и GSGG:Cr^{4+} импульсного твердотельного Nd:YAG лазера с диодной мульткиловаттной накачкой и многопетлевым резонатором получена пиковая мощность генерации до 28 МВт. Также продемонстрирована возможность управления пиковой мощностью в диапазоне от 130 кВт до 19 МВт при изменении энергии в цуге генерации в пределах 20%, что позволяет обеспечить одинаковый тепловой режим работы лазера.

Работа выполнена при финансовой поддержке ПЧ ГЗ № 9.1354.2014/К Минобрнауки России.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. V. F. Lebedev; A. P. Pogoda; A. S. Boreysho; S. N. Smetanin and A. V. Fedin. Passively Q-switched high-energy all-solid-state holographic Nd:YAG laser with a multiloop cavity //

Proc. SPIE 9255, XX International Symposium on High-Power Laser Systems and Applications 2014, 925509 (February 3, 2015).

2. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Basiev T.T., Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Smetanin S.N. Passive Q-Switching of Self-Pumped Phase-conjugate Nd:YAG Loop Resonator // *Laser Physics*.- 1999.-Vol. 9, №2,- pp. 433-436.

3. M Kaskow, W Zendzian, J.K. Jabczynski, L Gorajek, J Kwiatkowski. Passively Q-switched Nd:YAG laser with diffractive output resonator // *Laser Phys. Lett.* – 2014. -Vol. 11, №116, – pp. 115-113.

© А. П. Погода, Г. В. Бурковский, П. С. Макаrchук, И. С. Хахалин, А. С. Борейшо, 2015

РАЗРАБОТКА ПЕРСПЕКТИВНЫХ МЕТОДИК ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНО-ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА МОНОСЛОЯ НАНОЧАСТИЦ

Дмитрий Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой наносистем и оптоэлектроники, тел. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Владимир Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Предложены методики получения атомно-эмиссионного спектра монослоя наночастиц, находящихся на поверхности прозрачной подложки. Наночастицы помещены в область затухающей волны лазерного излучения, падающего на поверхность полного внутреннего отражения. Испарение наночастиц приводит к возникновению плазмы, спектр свечения которой исследуется.

Ключевые слова: спектр атомной эмиссии, наночастицы, поверхностный монослой, полное внутреннее отражение, оптическое туннелирование.

DEVELOPMENT OF PROSPECTIVE METHOD FOR STUDYING THE ATOMIC-EMISSION SPECTRUM OF NANOPARTICLES MONOLAYER

Dmitry V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated Professor, Chair of Nanosystems and Optical Engineering Department, tel. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Vladimir V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor of Physics Department, tel. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

The techniques of getting atomic emission spectrum of nanoparticles monolayer, placed on surface of transparent substrate, are suggest. Nanoparticles are place in area of damped wave of laser radiation, incident to surface of total internal reflection. An evaporation of nanoparticles resulting plasma generation, witch luminosity are investigate.

Key words: atomic emission spectrum, nanoparticles, surface monolayer, total internal reflection, optical tunneling.

Не решенной проблемой при проведении исследований и технологических разработок в области наноструктурных устройств является определение элементного состава наночастиц с размерами менее 100 нм, располагающихся на поверхности подложки. Трудности в создании исследовательских методик обу-

словлены как сверхмалым количеством вещества в слое наночастиц, так и близостью поверхности подложки из другого материала.

Для определения элементного состава небольших количеств вещества в настоящее время широко используют методы атомно-эмиссионного или атомно-адсорбционного анализа [1,2], возбуждение эмиссионного спектра в лазерной плазме при испарении микрообъема подложки [3], электронно-зондовый анализ [4], для исследования тонких плёнок на прозрачных подложках применяют методы спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения [5]. Данное исследование является продолжением наших работ, начатых в [6–10].

Методы, основанные на возбуждении тепловой плазмы в пробе, например, плазмы в лазерном фокусе, не обеспечивают достаточную локализацию зоны нагрева, необходимую при анализе наноразмерных частиц; электронный пучок может быть сфокусирован до наноразмеров, однако энергия электронов пучка может быть избыточной, что приводит к их проникновению и в подложку и появлению паразитных сигналов. В методах спектроскопии внутреннего отражения достижима локализация затухающей волны в среде с меньшим показателем преломления в слое толщиной до малой доли длины волны оптического излучения, однако, разработанные методики позволяют исследовать тонкие плёнки по их спектрам поглощения, не по атомно-эмиссионным спектрам.

Нами предлагается исследовать атомно-эмиссионные спектры наночастиц на поверхности прозрачных подложек с использованием известных приёмов спектроскопии внутреннего отражения, дополненных изучением эмиссионного излучения наноразмерных объектов в среде их размещения под воздействием мощного наносекундного импульса излучения, переводящего их в атомарно-плазменное состояние; использование прозрачных подложек может представить возможность получать атомно-эмиссионные спектры наноразмерных объектов на поверхности подложек отдельно от спектров граничащих сред и характеризовать элементный состав наночастиц [11].

В дальнейшем предполагается также разработать методы сканирования зоны воздействия излучения по наноразмерному объекту (одномерного сканирования), что может позволить получить картину распределения элементов по сечению наночастицы. Предлагаемые методы исследования нанообъектов предполагают довольно простое аппаратное оснащение и станут удобным и мощным средством лабораторного изучения наночастиц, допускающим также использование их в ходе технологических процессов получения нанообъектов.

Исследование атомного спектра излучения наночастиц необходимо проводить с использованием полихроматоров, так как свечение объекта носит кратковременный характер.

Принципиальные оптические схемы устройств, реализующих метод исследования наночастиц, показаны на рисунках 1 и 2.

На рис. 1 показана оптическая схема с выводом излучения плазмы сквозь подложку с наночастицами. Здесь 1 - прозрачная подложка в виде полусферы с отсечённым снизу сегментом и полированными поверхностями, 2 - исследуемый объект – наночастицы на поверхности подложки, 3 –

сфокусированный на верхнюю плоскую поверхность с наночастицами лазерный пучок, падающий под регулируемым углом θ на поверхность, 4 – пучок, отражённый от поверхности вследствие эффекта полного внутреннего отражения, 5 – сферическое или параболическое зеркало, играющее роль коллиматора собственного излучения наночастиц и формирующее приблизительно параллельный пучок 6, проходящий сквозь подложку 1 и попадающий в спектроанализатор 7, 8 – лазерный излучатель, содержащий лазер 9 и объектив 10; излучатель может перемещаться по направлениям, указанным стрелками, с помощью механизма, не показанного на фигуре.

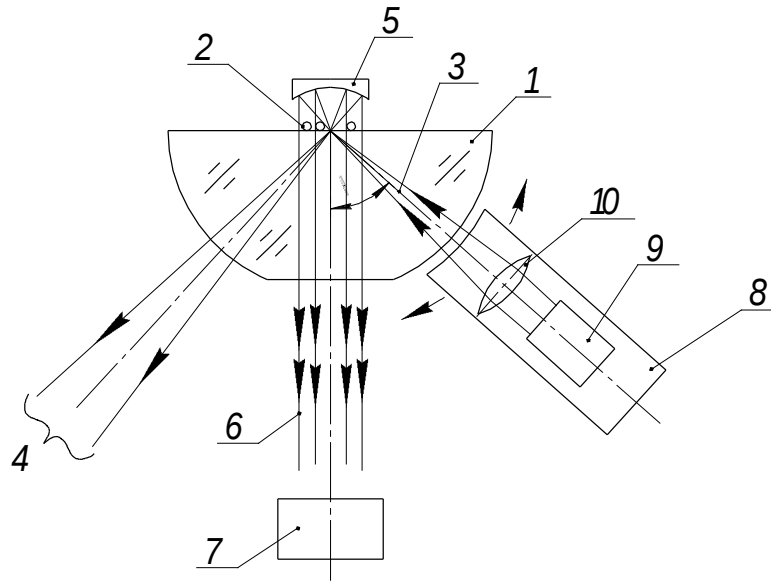


Рис. 1. Оптическая схема с выводом излучения плазмы сквозь подложку с наночастицами

Сфокусированное лазерное излучение 3 падает на верхнюю полированную поверхность полусферической прозрачной подложки изнутри и испытывает полное внутреннее отражение; световая волна частично туннелирует сквозь границу и проникает в область расположения наночастиц на верхней поверхности подложки, экспоненциально ослабляясь. Уменьшение интенсивности туннелирующей световой волны на расстоянии x от верхней поверхности определяется формулой [5]:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{2x}{\chi}\right); \quad \chi = \frac{\lambda}{2\pi n_1 \sqrt{\sin^2 \theta - n_{\text{сп}}^2 / n_1^2}}.$$

где I / I_0 – отношение интенсивностей прошедшей и существующей на поверхности волн; x – глубина проникновения излучения за поверхность подложки в

воздух, χ – условная глубина проникновения излучения за границу раздела сред с большим n_1 и малым $n_{\text{ср}}$ показателями преломления, λ – длина волны в вакууме, θ – угол падения излучения.

Примем $\theta = 85^\circ$, $n_1 = 2,6$, $n_{\text{ср}} = 1$, $\lambda = 0,35$ мкм. Рассчитанная глубина x проникновения излучения во вторую среду, где величина интенсивности уменьшается в e раз, равна 12 нм. Глубина проникновения может регулироваться изменением угла падения излучения на поверхность, что позволяет реализовать сканирование воздействия по толщине нанобъекта и исследовать его структуру и измерять размер.

Туннелирующее излучение фронтом волны ориентировано параллельно поверхности подложки и взаимодействует с наночастицами на поверхности, частично рассеиваясь и поглощаясь частицами. Поглощённая энергия волны нагревает наночастицы и при достаточной интенсивности излучения может перевести их в плазму за время импульса облучения и вызвать их собственную светимость, которая распространяется изотропно. Для сбора излучения и формирования слабо расходящегося пучка, необходимого для работы спектроанализатора, используется коллиматор 5 в виде сферического или параболического отражателя. Область с наночастицами должна располагаться вблизи фокальной плоскости отражателя, что позволит сформировать почти не расходящийся параллельный пучок 6 и направить его сквозь подложку в апертуру спектроанализатора 7.

Для анализа необходимо расположить наночастицы на поверхности подложки 1 или на поверхности специальной тонкой плоской прозрачной подложки; на последней они могут быть образованы в ходе технологического процесса. Такую подложку с наночастицами необходимо укладывать на верхнюю поверхность полусферы через слой иммерсионной жидкости.

Интенсивность I_0 излучения на самой поверхности с наночастицами может быть сопоставима с интенсивностью падающей волны. По расчёту, для испарения наночастиц из вольфрама радиусом 10 нм излучением с длиной волны 0,5 мкм (сечение поглощения $\sigma_a \approx 0,3$) импульсом длительностью 10 нс необходима интенсивность падающего на частицу излучения более 3×10^{11} Вт/м², легко обеспечиваемая в фокусе лазерного пятна в туннелирующей волне вблизи поверхности при использовании широкодоступных лазерных излучателей. Экспоненциальный характер ослабления туннелирующей волны при удалении от поверхности обеспечивает высокую пространственную разрешающую способность метода вдоль нормали к подложке.

При уменьшении угла падения θ зона высокой интенсивности в затухающей волне отодвигается от подложки и охватывает новые части объема наночастицы, таким образом, можно зоной нагрева сканировать поперечник наночастицы и определять её структурные особенности или распределение составляющих её элементов по поперечнику. Если слой наночастиц на подложке не однородный по их размерам, можно определить указанным сканированием дисперсионное распределение размеров. Таким образом, реализуется простран-

ственное разрешение данного оптического метода, близкое к методам растровой электронной микроскопии.

Устройство на рис. 2 отличается от рассмотренного способом коллимации излучения плазмы наночастиц. В этом случае наночастицы 2 также располагаются на поверхности полусферической подложки 1, облучаются сфокусированным лазерным излучением 3. Собственное излучение наночастиц коллимируется световодом, имеющим линзообразный входной торец, что позволяет уменьшить расходимость попавшего в световод излучения и ввести излучение в спектроанализатор 7.

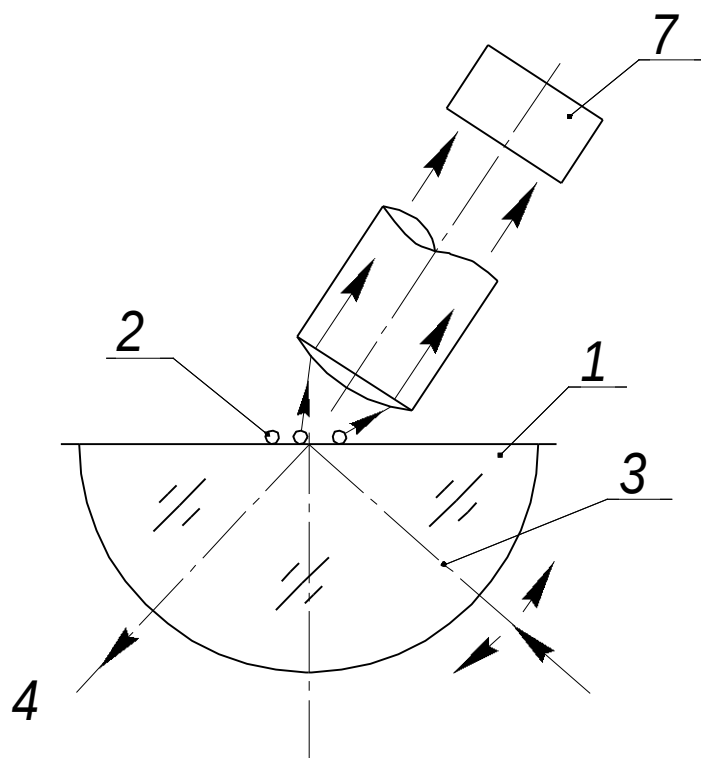


Рис. 2. Оптическая схема с коллимацией излучения плазмы устройствами, расположенными над подложкой

Световод можно располагать над подложкой под различными углами к ней, при этом эффективность собирания собственного излучения наночастиц будет разной. Учитывая изотропный характер собственного излучения наночастиц и тот факт, что они располагаются в виде плоского слоя на поверхности, наибольшая интенсивность светового потока излучения будет наблюдаться вдоль поверхности подложки, поэтому может оказаться выгодным расположить световод на поверхности подложки входной апертурой к наночастицам.

Атомный спектр плазмы может изучаться следующими путями: излучение, направленное преимущественно по нормали к подложке, собирается и коллимируется и направляется в полихроматор; излучение вдоль поверхности под-

ложки собирается с большей толщи излучающей среды, состоящей из наночастиц, и в малом пространственном угле, имеет большую интенсивность и также может, пройдя коллиматор, анализироваться полихроматором. Изменяя угол падения излучения на подложку, можно сканировать нанообъекты по их толщине с глубиной воздействия начиная с 10 нм; изменяя длину волны падающего излучения, можно избирательно испарять и анализировать спектр наночастиц определённого размера из массива наночастиц на поверхности.

Функциональная схема прототипа атомно-эмиссионного спектрального прибора для исследований состава наночастиц приведена на рис. 3.

Прибор состоит из трёх основных блоков - спектрального блока, блока ПВО и блока лазерного излучателя. Тепловое излучение плазмы наночастиц, испарённых лазерным сфокусированным лучом, коллимируется с помощью объектива ОБ1 в параллельный пучок и попадает на наклонно закреплённую дифракционную плоскую отражательную решетку, являющуюся диспергирующим элементом спектрального блока, дифрагировавшее излучение собирается объективом ОБ3; в фокальной плоскости объектива расположена фотодиодная линейка, на поверхности которой формируется оптическая картина спектра. Сигналы фотодиодной линейки подвергаются обработке и позволяют получить спектральные координаты характерных линий атомного спектра.

Дифракционная решетка может быть выведена из хода лучей, в этом случае объектив ОБ2 и окуляр ОК позволят визуально, с некоторым увеличением наблюдать микроскопическую картину поверхности подложки с наночастицами в проходящем свете, создаваемом узлом подсветки. Лазерный излучатель формирует импульсы лазерного излучения наносекундной длительности на длине волны видимого или УФ диапазона с интенсивностью в фокальном пятне, позволяющей за один импульс поднять температуру наночастиц до десятка тысяч градусов. Спектральный блок выполняет функции полихроматора

Преимуществом обсуждаемого устройства является возможность определения элементного состава наночастиц, причём устройство может быть сконструировано в виде приставки к серийным микроскопам или полихроматорам, или может быть встроено в технологическую установку получения наночастиц для осуществления функции контроля за технологическим процессом выращивания наночастиц. Судя по известным информационным источникам, предлагаемый метод исследования нанообъектов не имеет аналогов.

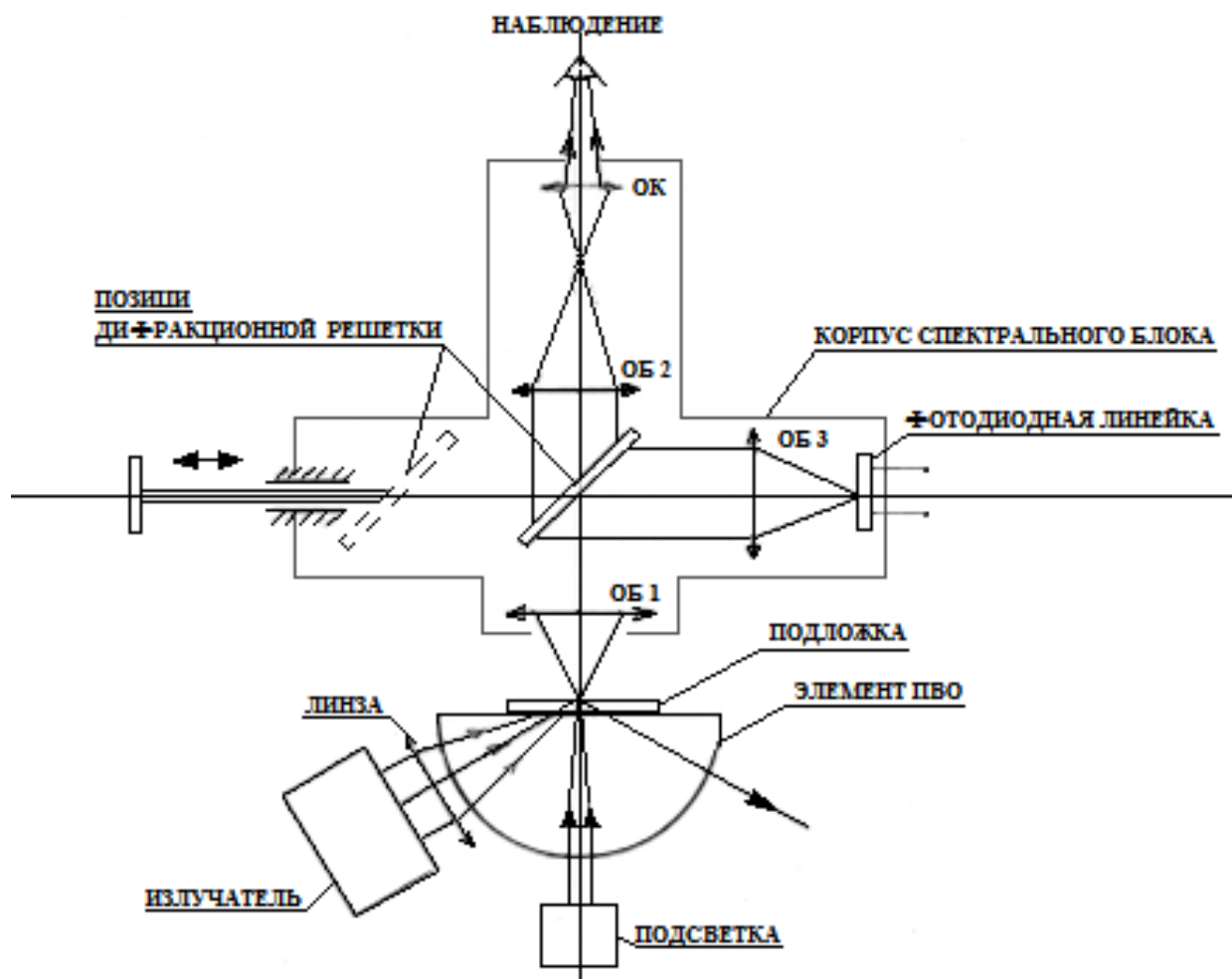


Рис. 3. Функциональная схема прототипа атомно-эмиссионного спектрального прибора

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Зайдель А. Н. Атомно-флуоресцентный анализ. Физические основы метода. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1980.
2. Львов Б. В. Атомно-адсорбционный спектральный анализ. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1968.
3. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. – М.: Мир, 1986.
4. Рид С. Электронно-зондовый микроанализ. – М.: Мир, 1974.
5. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. – М.: Мир, 1970.
6. Михайлова Д. С., Чесноков В. В., Чесноков Д. В. Исследование оптических характеристик световолоконного спектрометра мономолекулярных слоёв // ГЕО-Сибирь-2009. V Междунар. науч. конгр. : сб. материалов в 6 т. (Новосибирск, 20–24 апреля 2009 г.). – Новосибирск: СГГА, 2009. Т. 5, ч. 2. – С. 26–40.
7. Mikhailova D. S., Chesnokov D. V. Research Methods of Absorptivity of Nanoscale Layers of Organometallic Compounds in the Processes of Micromechanics // International School and Seminar on Modern Problems of Nanoelectronics, Micro- and Nanosystem Technologies INTERNANO'2009 (Russia, Novosibirsk, 2009, Oct. 28–31): Proc. – Novosibirsk: NSTU, 2009. – P.56–57.

8. Mikhailova D. S., Chesnokov V. V., Chesnokov D. V. Principle of absorption spectrum measurement of the layers adsorbed on transparent substrates // Key Engineering Materials. – 2010. – Vol. 437. – P. 594–597.

9. Чесноков Д. В., Чесноков В. В. Методы увеличения прозрачности поверхностей полного внутреннего отражения // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2014» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 8–18 апреля 2014 г.). – Новосибирск: СГГА, 2014. Т. 1. – С. 102–112.

10. Визуализация процесса получения наноструктур на поверхности / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. В. Кочкарёв, М. В. Кузнецов, С. Л. Шергин, Д. М. Никулин // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2014» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 8–18 апреля 2014 г.). – Новосибирск: СГГА, 2014. Т. 1. – С. 225–229.

11. Чесноков В. В., Чесноков Д. В. Заявка 2014124085 РФ. Способ и устройство атомно-эмиссионного спектрального анализа нанобъектов. – № 2014124085; заявл. 11.06.2014.

© Д. В. Чесноков, В. В. Чесноков, 2015

СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ CdHgTe ДЛЯ ФОТОНИКИ

Александр Васильевич Войцеховский

Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой квантовой электроники и фотоники, тел. (3822)41-27-72, e-mail: vav43@mail.tsu.ru

Дмитрий Игоревич Горн

Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории оптической электроники, тел. (3822)41-35-15, e-mail: gorn_dim@sibmail.com

Сергей Алексеевич Дворецкий

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13, кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией технологии эпитаксии из молекулярных пучков соединений A^2B^6 , тел. (383)330-49-67, e-mail: dvor@isp.nsc.ru

Николай Николаевич Михайлов

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории технологии эпитаксии из молекулярных пучков соединений A^2B^6 , тел. (383) 330-49-67, e-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

В данной статье представлен анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных работ по получению лазерной генерации в структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) с множественными квантовыми ямами (МКЯ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для рассмотренных структур было проведено моделирование электронного спектра носителей заряда в квантовой яме, рассчитаны энергии оптических переходов и дана интерпретация наблюдаемых в экспериментах пиков спонтанного и стимулированного излучения.

Ключевые слова: КРТ МЛЭ, множественные квантовые ямы, расчёт спектров, лазерная генерация.

PROPERTIES OF CdHgTe BASED NANOSTRUCTURES WITH QUANTUM WELLS FOR PHOTONICS

Alexander V. Voitsekhovskii

Tomsk state university, 634050, Russia, Tomsk, 36 Lenina Av., Ph. D., professor, head of quantum electronics and photonics department, tel. (3822)41-27-72, e-mail: vav43@mail.tsu.ru

Dmitry I. Gorn

Tomsk state university, 634050, Russia, Tomsk, 36 Lenina Av., Ph. D., senior scientist of optical electronics laboratory, tel. (3822)41-35-15, e-mail: gorn_dim@sibmail.com

Sergey A. Dvoretzskii

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 13, Ac. Lavrentieva ave., Ph. D., head of A^2B^6 compounds MBE technology laboratory, tel. (383)330-49-67, e-mail: dvor@isp.nsc.ru

Nikolay N. Mikhailov

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 13, Ac. Lavrentieva ave., Ph. D., senior scientist of A^2B^6 compounds MBE technology laboratory, tel. (383)330-49-67, e-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

This article presents an analysis of the currently available experimental works devoted to the obtaining laser generation in $Cd_xHg_{1-x}Te$ (MCT) structures with multiple quantum well (MQW) grown by molecular beam epitaxy (MBE). Electron spectra of charge carriers in the quantum well were simulated for structures under consideration. Also the optical transitions energies were calculated and interpretations of experimentally observed peaks of spontaneous and stimulated emission were given.

Key words: MCT MBE, multiple quantum wells, calculation of optical spectra, laser generation.

Одним из перспективных направлений в области создания эффективных излучателей среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазона является применение в качестве активной области излучателя наноструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе узкозонного твёрдого раствора $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ).

Применение квантовых ям в излучательных структурах при определённых условиях позволяет существенно снизить скорость Оже-рекомбинации за счёт изменения функции плотности электронных состояний в КЯ и появления запретов на некоторые типы оптических переходов. Например, ещё в [1] было теоретически показано, что применение квантовых ям на основе КРТ может позволить снизить скорость безызлучательной Оже-рекомбинации в несколько десятков раз.

В данной работе мы рассмотрим имеющиеся на настоящий момент наработки по вопросу получения стимулированного излучения в ИК-диапазоне в структурах на основе КРТ с квантовыми ямами. Также нами будет проведён анализ представленных в рассмотренных работах экспериментальных данных и по возможности будет дана интерпретация наблюдаемого излучения. Теоретический анализ будем проводить на основании модели самосогласованного потенциала полупроводниковой гетероструктуры, основанной на совместном численном решении уравнений Пуассона и Шрёдингера для структуры с КЯ [2-5].

В работе [6] представлены экспериментальные спектры наблюдения спонтанного и стимулированного излучения с максимумом спектральной характеристики на длине волны 2,85 мкм и 2,75 мкм соответственно. Авторами рассматривалась структура с множественными квантовыми ямами $Cd_{0,37}Hg_{0,63}Te$ (16,6 нм) / $Cd_{0,85}Hg_{0,15}Te$ (6 нм), состоящая из 30 периодов, выращенная методом МЛЭ. Накачка в эксперименте осуществлялась Nd:YAG лазером в непрерывном режиме. Полученные в работе спектры представлены на рис. 1. Оценочный расчёт даёт следующие результаты. Наиболее близким по энергии к наблюдаемым линиям люминесценции является излучательный переход $c_2 \rightarrow hh_2$ между вторым уровнем размерного квантования электронов и вторым уровнем квантования тяжёлых дырок. Этот переход осуществляется на длине волны 2,77

мкм при температуре 5 К и 2,73 мкм при температуре 60 К. Расчетное значение в хорошей степени согласуется с наблюдением при высокой температуре.

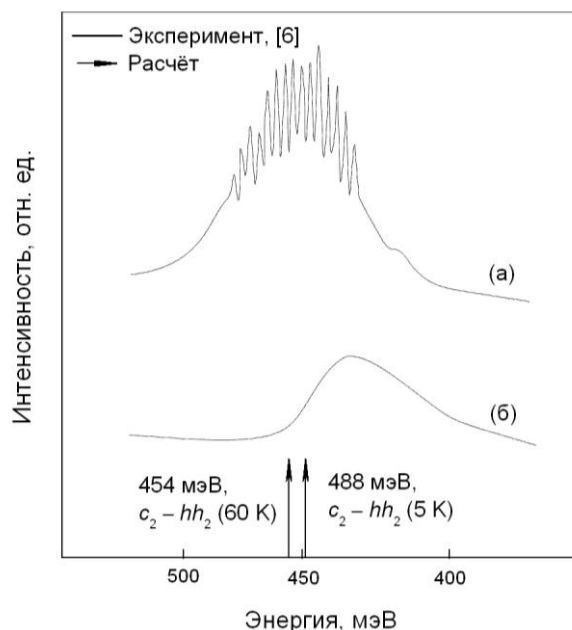


Рис. 1. Спектры спонтанного и стимулированного излучения 30-периодной МКЯ-структуры $\text{Cd}_{0,37}\text{Hg}_{0,63}\text{Te}$ (16,6 нм) / $\text{Cd}_{0,85}\text{Hg}_{0,15}\text{Te}$ (6 нм) при температуре ~ 60 К (а, стимулированное излучение) и 5 К (б, фотолюминесценция). Кривые – экспериментальные данные [6], стрелки – расчёт энергии переходов

Авторами [7] рассматривалась структура с МКЯ $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te}$ / $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$ с толщиной ямы и барьера, соответственно, 10 и 7 нм. Структура, состоящая из 5 периодов находится в центре волноводного слоя КРТ с составом $x = 0,33$ мол. дол., образующего резонатор в структуре. Чтобы избежать чрезмерного нагрева образца, возбуждение люминесценции в структуре осуществлялось импульсным Nd:YAG лазером с модулированной добротностью. На рис. 2 представлены спектры излучения данной структуры при температуре 12 К. Расчёт в данном случае предсказывает переход $c_2 \rightarrow hl_2$ на длине волны 2,24 мкм между вторыми уровнями размерного квантования электронов и лёгких дырок.

В работе [8] описан порог лазерной генерации в структуре с МКЯ, состоящей из 5 периодов $\text{Cd}_{0,35}\text{Hg}_{0,65}\text{Te}$ (яма) / $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$ (барьер) с толщиной ям и барьеров 15 и 10 нм, соответственно. Для всех рассмотренных в работе образцов авторы наблюдали две полосы спонтанного излучения, соответствующие излучению в ямах и барьерах.

Для образца с МКЯ энергия E_g материала ямы при температуре 10 К составляет величину 312 мэВ. При этом энергия линии излучения, составляющая величину порядка 360 мэВ, близка к энергии переходов в яме $c_1 \rightarrow hl_1$ (363 мэВ)

и $c_1 \rightarrow hh_1$ (343 мэВ), что подтверждает природу наблюдаемого пика, как обусловленного переходами в КЯ.

В работе [9] рассматривались структуры с градиентными слоями. МКЯ в данной структуре состояла из 5 периодов $\text{Cd}_{0,44}\text{Hg}_{0,56}\text{Te}$ (15 нм) / $\text{Cd}_{0,59}\text{Hg}_{0,41}\text{Te}$ (6,5 нм). Данная структура сравнивалась с гетероструктурой, включающей потенциальную яму с составом КРТ $x = 0,44$ и окружённой волноводным слоем с составом 0,7 мол. дол. Авторами было показано, что наличие в активной области структуры с МКЯ, а также градиентных слоёв существенно снижает порог лазерной генерации.

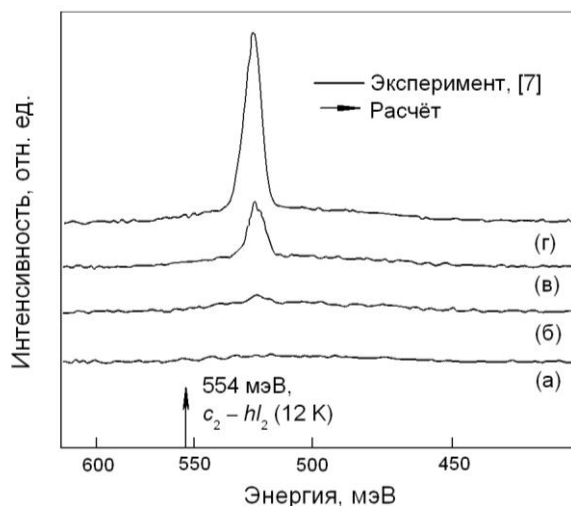


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения 5-периодной МКЯ-структуры $\text{Cd}_{0,33}\text{Hg}_{0,67}\text{Te}$ (10 нм) / $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$ (7 нм) при температуре 12 К при различной плотности мощности накачки. Кривые – экспериментальные данные [7], стрелки – расчёт энергии переходов. Плотность мощности излучения накачки:

а – 1,1 кВт/см², б – 2,2 кВт/см², в – 2,9 кВт/см², г – 4,4 кВт/см²

В работе [10] была изготовлена структура в виде резонатора Фабри-Перо, образованная постростовым нанесением диэлектрических зеркал на структуру с активной областью, состоящей из 5 квантовых ям $\text{Cd}_{0,32}\text{Hg}_{0,68}\text{Te}$ толщиной 14 нм, разделённых барьерами из $\text{Cd}_{0,6}\text{Hg}_{0,4}\text{Te}$ толщиной 10 нм. Авторам удалось получить лазерную генерацию в подобной структуре при комнатной температуре. В работе [11] также сообщается о наблюдении стимулированного излучения в структуре с 5-периодной МКЯ $\text{Cd}_{0,59}\text{Hg}_{0,41}\text{Te}$ (14 нм) / $\text{Cd}_{0,75}\text{Hg}_{0,25}\text{Te}$ (10 нм) при комнатной температуре.

Все рассмотренные в данной статье публикации, посвящённые получению лазерного излучения в структурах с квантовыми ямами на основе КРТ, относятся к периоду 1989-1999 гг. Насколько известно авторам данной статьи, после этого работ в рассматриваемом направлении, описывающих результаты, отличные от приведённых выше, опубликовано не было. При этом также известно, что в настоящее время не существует промышленно производимых приборов

оптоэлектроники, основанных на использовании квантовых ям и сверхрешёток КРТ. Исследования так и не дошли до получения приборно-ориентированной электролюминесценции и создания инжекционных лазеров, использующих все преимущества квантовых ям на основе КРТ.

Ослабление интереса к данной научной проблеме в 2000-х годах, вероятно, было сопряжено с технологической сложностью и дороговизной изготовления многослойных наноструктур на основе материала КРТ. В настоящее время эта ситуация существенно выправилась благодаря прорывному развитию метода МЛЭ, и приблизительно с 2008 года начали появляться новые работы в данном направлении – посвящённые исследованию фотолюминесценции в структурах КРТ с КЯ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- 1 Jiang Y. Carrier Lifetimes and Threshold Currents in HgCdTe Double Heterostructure and Multiquantum-Well Lasers / Y. Jiang, M.C. Teich, W.I. Wang // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 69 (10). – P. 6869-6875.
- 2 Voitsekhovskii A.V. Energy-band diagrams and capacity-voltage characteristic of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ -based variband structures calculated with taking into account the dependence of electron affinity on a composition / A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn, S.N. Nesmelov, A.P. Kokhanenko // Opto-Electronics Review. – 2010. – Vol. 18, N 3. – P. 241-245.
- 3 Analysis of the photoluminescence spectra of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ heteroepitaxial structures with potential and quantum wells grown by molecularbeam epitaxy / A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn, I.I. Izhnin, A.I. Izhnin, V.D. Goldin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, Yu.G. Sidorov, M.V. Yakushev, V.S. Varavin // Russian Physics Journal. – 2013. – V. 55, N 8. – P. 910-916.
- 4 Voitsekhovskii A.V. Electrophysical characteristics of metal-insulator-semiconductor structures comprising CdHgTe-based quantum wells / A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn // Advanced Materials Research. – 2014. – V. 1040. – P. 34-38.
- 5 An Investigation into the Admittance of MIS-Structures Based on MBE HgCdTe with Quantum Wells / S.M. Dzyadukh, A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.A. Dvoretiskii, N.N. Mikhailov, D.I. Gorn // Russian Physics Journal. – 2013. – V. 56, N 7. – P. 778–784.
- 6 Stimulated emission at 2.8 μm from Hg-based quantum well structures grown by photoassisted molecular beam epitaxy / N.C. Giles, J.W. Han, J.W. Cook Jr., J.F. Schetzina // Applied Physics Letters. – 1989. – V. 55. – P. 2026-2028.
- 7 Stimulated emission from $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epilayer and $\text{CdTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ heterostructures grown by molecular-beam epitaxy / K.K. Mahavadi, S. Sivananthan, M.D. Lange, X. Chu, J. Bleuse, J.P. Faurie // J. Vac. Sci. Technol. – 1990. – V. 8 (2). – P. 1210–1214.
- 8 Cavity structure effects on CdHgTe photopumped heterostructure lasers / J. Bleuse, N. Magnea, J.-L. Pautrat, H. Mariette // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – V. 8. – P. 5286–5288.
- 9 Optical gain and laser emission in HgCdTe heterostructures / J. Bonnet-Gamard, J. Bleuse, N. Magnea, J. L. Pautrat // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 78 (12). – P. 6908–6915.
- 10 II-VI infrared microcavity emitters with 2 postgrowth dielectric mirrors / C. Roux, P. Filloux, G. Mula, J.-L. Pautrat // Journal of Crystal Growth. – 1999. – V. 201/202. – P. 1036–1039.
- 11 Room-temperature optically pumped CdHgTe vertical-cavity surface-emitting laser for the 1.5 μm range / C. Roux, E. Hadji, and J.-L. Pautrat // Applied Physics Letters. – 1999. – V. 75 (12). – P. 1661-1663.

© А. В. Войцеховский, Д. И. Горн, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, 2015

ЭКСПРЕСС-МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ БУМАЖНОЙ ИЗОЛЯЦИИ ТРАНСФОРМАТОРОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Владимир Константинович Козлов

ФГБОУ ВПО «Казанский государственный энергетический университет», 420066, Республика Татарстан, г. Казань, ул. Красносельская 51, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой электроэнергетических систем и сетей, тел. 519-42-71

Айдар Хайдарович Сабитов

ФГБОУ ВПО «Казанский государственный энергетический университет», 420066 Республика Татарстан г. Казань, ул. Красносельская 51, старший преподаватель кафедры электроэнергетических систем и сетей, тел. (917)220-36-73, e-mail: sabitov_ah@mail.ru

В статье рассмотрен вопрос определения степени полимеризации бумажно-масляной изоляции трансформаторов оптическим методом исследования в видимой области спектра. Разработана методика определения степени полимеризации бумажно-масляной изоляции с помощью спектрального прибора для видимого диапазона на длине волны 650 нм.

Ключевые слова: степень полимеризации, интенсивность излучения, коэффициент отражения, диапазон, трансформатор.

RAPID METHOD FOR DETERMINING DEGREE OF POLYMERIZATION OF THE PAPER INSULATION OF TRANSFORMERS IN LABORATORY CONDITIONS

Vladimir K. Kozlov

KSPEU, 420066, Republic of Tatarstan, Kazan, 51 Krasnoselskaya St., Head of the sub – faculty department of electro energy systems and nets, Professor, tel. 519-42-71

Aidar K. Sabitov

KSPEU, 420066 Republic of Tatarstan, Kazan, 51 Krasnoselskaya St., Assistant Professor, department of electro energy systems and nets, tel. (917)220-36-73, e-mail: sabitov_ah@mail.ru

In the article the question of determining the degree of polymerization of paper-oil transformer insulation optical methods in the visible region of the spectrum. The technique of determining the degree of polymerization of paper-oil insulation using spectral instrument for the visible range at a wavelength of 650 nm.

Key words: the degree of polymerization, the radiation intensity, reflectivity range transformer.

В эксплуатации энергетических компаний находятся около половины трансформаторов отработавших запланированный срок службы. Многие из таких трансформаторов могут эксплуатироваться еще длительное время, однако, в этом случае должны предъявляться повышенные требования к методам диагностики их технического состояния. Как показывает опыт, основной причиной выхода из строя маслонаполненных электроаппаратов является ухудшение жидкой и твердой (бумажной) изоляции.

Согласно существующим нормативным документам, для оценки состояния бумажной изоляции требуется проводить исследование растворенных в масле фурановых соединений, а также определять степень полимеризации бумаги. Первая из этих методик является неэффективной, поскольку фурановые соединения разлагаются под действием кислой среды и адсорбируются термосифонным фильтром [1]. Существующие методы определения степени полимеризации бумаги предусматривают отбор образца изоляции с последующим его исследованием в химической лаборатории [2]. Существенным недостатком этих методов является необходимость отбора пробы изоляции, что приводит к определенному разрушению витковой или барьерной изоляции. Кроме того, далеко не каждая лаборатория способна качественно провести подобное исследование. Существует так же метод определения прочности на излом при многократных перегибах, где образец закрепляют в зажимах так, чтобы он не выскальзывал во время испытания. Число двойных перегибов отсчитывают по счетчику. Данная методика трудоемкая и требует отбора образцов бумажно-масляной изоляции имеющих значительные размеры шириной $(15,0 \pm 0,1)$ мм и длиной (97 ± 1) мм или (100 ± 1) мм. Отборы бумажно-масляной изоляции данных размеров с трансформаторов вносят образование проблемных участков внутри трансформатора, что в дальнейшем может привести к пробое внутренней изоляции [3].

На сегодняшний день разработан способ определения степени полимеризации бумажно-масляной изоляции трансформаторов на длинах волн в видимой области спектра $650 \div 655$ нм. [4]. Данный способ включает определение степени полимеризации бумажно-масляной изоляции трансформаторов путем определения спектров отражения на длинах волн $650 \div 655$ нм.

Нами были отобраны из трансформаторов 110 кВ и выше десять образцов электрокартона и трансформаторной бумажно-масляной изоляции с различным сроком эксплуатации.

По полученным результатам измерений был построен график зависимости степени полимеризации от коэффициента отражения электрокартона бумажно-масляной изоляции трансформаторов на длине волны 650 нм рис. 1.

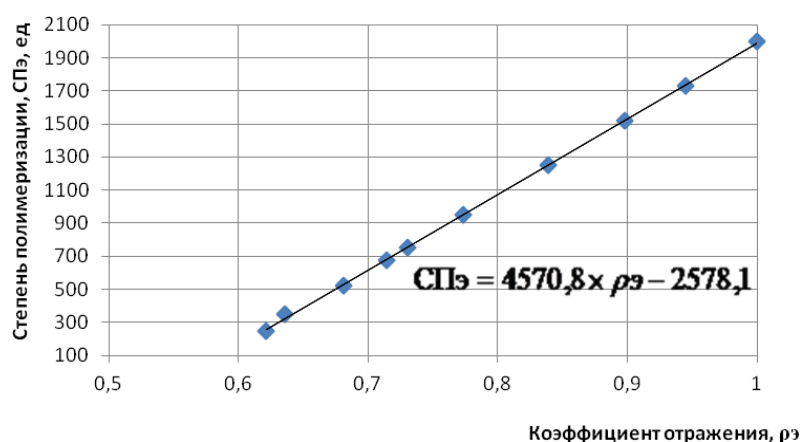


Рис. 1. Зависимость степени полимеризации от коэффициента отражения электрокартона на длине волны 650 нм.

Так же, по полученным результатам измерений был построен график зависимости степени полимеризации от коэффициента отражения трансформаторной бумаги на длине волны 650 нм рис. 2.

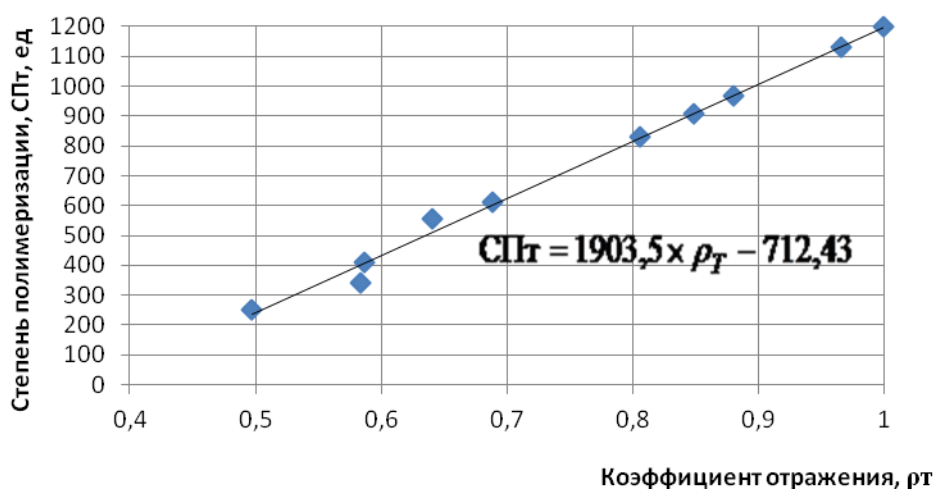


Рис. 2. Зависимость степени полимеризации от коэффициента отражения трансформаторной бумаги на длине волны 650 нм.

Разработанная методика измерений распространяется на бумажную изоляцию трансформаторов и устанавливает требования к содержанию и выполнению работ при измерении степени полимеризации бумажной изоляции в диапазонах от 250 до 1200 единиц для трансформаторной бумаги и от 250 до 2000 единиц для электрокартона оптическим методом. Оценка производится для трансформаторов 110 кВ и выше.

Методика аттестована в ФБУ «Государственный региональный центр стандартизации, метрологии и испытаний в Республике Татарстан» г. Казань. Номер свидетельства об аттестации 66-01.00267-2014.

Исследования проводились в рамках программы «Старт» благодаря финансированию Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере г.Москва и ГНО «Инвестиционно-венчурный фонд Республики Татарстан» г.Казань 2014 год на базе компании ООО НПП «Сакоса» г.Казань.

Выводы:

Разработанный метод основан на измерении коэффициента отражения от пробы бумажной изоляции на длине волны 650 нм с последующим расчетом результатов измерений степени полимеризации бумажно-масляной изоляции трансформатора.

Полученную методику можно применять в химических лабораториях как альтернативу химическим методам по определению степени полимеризации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. РД 34.43.206-94. Методика количественного химического анализа определения содержания производных фуранов в электроизоляционных маслах методом высокоэффективной жидкостной хроматографии. ОРГРЭС Москва 1995.
2. ГОСТ 25438-82 Целлюлоза для химической переработки. Методы определения характеристической вязкости. Государственный комитет СССР по стандартам. –М.
3. ГОСТ 13525.2-80 Полуфабрикаты волокнистые, бумага и картон. Метод определения прочности на излом при многократных перегибах.
4. Патент РФ № 2013108547/07, 26.02.2013.

© В. К. Козлов, А. Х. Сабитов, 2015

РАЗРАБОТКА ВАКУУМНЫХ ФОТОЭМИССИОННЫХ ПРИЕМНИКОВ В ИНТЕГРАЛЬНОМ ИСПОЛНЕНИИ ДЛЯ ПРИЕМА МОДУЛИРОВАННЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Владимир Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Дмитрий Владимирович Чесноков

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой наносистем и оптоэлектроники, тел. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

Обсуждается возможность создания фотоэмиссионных приёмников модулированных оптических сигналов с терагерцовой полосой приёма, превосходящих по быстродействию, термической и радиационной стойкости полупроводниковые.

Ключевые слова: фотоэмиссия, вакуум, приемник излучения, радиационная стойкость, наноразмерный зазор, терагерцовая частота модуляции.

DEVELOPING OF VACUUM PHOTOEMISSION RECEIVER WITH INTEGRAL EXECUTION FOR BROADBAND SIGNALS RECEIVING

Vladimir V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor of Physics Department, tel. (383)361-08-36, e-mail: garlic@ngs.ru

Dmitry V. Chesnokov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Candidate of Technical Sciences, Associated Professor, Chair of Nanosystems and Optical Engineering Department, tel. (383)343-29-29, e-mail: phys003@list.ru

The possibility of creation photoemission detectors of modulated optical signals with terahertz receiving band is discussed. They surpass semiconductor detectors in quick-action, thermal and radiation resistance.

Key words: photoemission, vacuum, radiation detector, radiation resistance, nanoscale gap, terahertz modulation frequency.

Рассматривается вопрос создания широкополосных фотоэмиссионных приёмников оптических сигналов. Наиболее быстродействующими фотодетекторами, по имеющейся информации, являются гейгеровские кремниевые фотодиоды с лавинным принципом действия, например, фотодиоды фирмы Alphalas [1] из Германии с длительностью переднего фронта 15 пс и спектральным диапазоном (170–2600) нм, а также фотоэлектронные умножители с микроканаль-

ными пластинами (ФЭУ с МКП). ФЭУ с МКП могут, в принципе, обеспечить временное разрешение до 50 пс, но не для приёма частотно-модулированного оптического сигнала, а только при регистрации одиночных фотонов видимого света. Это же касается гейгеровских (лавинных) фотодиодов.

Существующие полупроводниковые приёмники модулированных периодическим сигналом излучений имеют граничную частоту быстрогодействия на уровне (1–20) ГГц, к ним относятся диоды на барьере Шоттки и $p-i-n$ фотодиоды. Проблемой, ограничивающей их быстродействие, являются большие времена пролёта носителей и схемной релаксации. Фотодиоды $p-i-n$ типа [2] в коаксиальном исполнении (корпус представляет собой часть коаксиального кабеля) имеют граничную частоту 20 ГГц.

В области лазерной оптической связи и в области детектирования излучений применяются широкополосные высокочувствительные фотоэмиссионные детекторы излучений видимого диапазона спектра типа отечественных импульсных фотоэлементов ФЭК-13, ФЭК-17КМ с полосой пропускания (7–12) ГГц (при рабочем напряжении 2 кВ) [3], известны широкополосные вакуумные фотоэлементы, в которых плоский фотокатод помещён в волновод СВЧ (полоса сигналов до 10 ГГц), фотоклистроны с полосой до (8–13) ГГц, фото-ЛБВ, являющиеся комбинацией фотоэлемента и лампы бегущей волны спирального типа. Приемники лазерного излучения, использующие в качестве детектора фото-ЛБВ, могут обеспечить прием сигналов, которые модулированы частотами сантиметрового и дециметрового диапазонов волн; используется принцип гетеродинного приёма, в составе устройства должен быть собственный лазер-гетеродин с высоко стабилизированной частотой излучения. Динамический ФЭУ со скрещёнными электрическим и магнитным полями обеспечивает умножение фотоэмиттированного потока электронов до 10^5 раз и полосу пропускания порядка гигагерц.

Фотоэмиссионные вакуумные приемники по сравнению с полупроводниковыми имеют ряд преимуществ. Так, их реакция на световой поток не зависит от изменения температуры чувствительного слоя детектора. Величина фото-ЭДС, как известно, определяется в основном работой выхода фотоэмиттера, которая не в такой степени зависит от температуры, как положения энергетических зон в полупроводниках, что и предопределяет температурную стабильность эмиссионных фотоприемников; инерционность фотоотклика в пределе определяется временем выхода фотовозбуждённого электрона на поверхность фотокатода и может достигать 10^{-12} с. Темновые токи эмиссионных фотоэлементов на несколько порядков величины меньше, чем у полупроводниковых, что приводит к соответствующему значительному улучшению обнаружительной способности фотоэлементов.

Для условий использования в космических системах, подверженных воздействию жесткой радиации, полупроводниковые устройства, в связи с возможностью накопления индуцированных излучением электрических зарядов и

дефектов в активной зоне, существенно уступают эмиссионным, так как в последних активной средой является вакуум.

Однако, недостатком перечисленных выше широкополосных вакуумных фотоэмиссионных приёмников в сравнении с полупроводниковыми являются их значительные массогабариты и потребление. Работы по уменьшению последних, т.е. по созданию приборов вакуумной микроэлектроники, ведутся в течение нескольких последних десятилетий. Они направлены преимущественно на создание люминесцентных индикаторов, источников электронов, СВЧ-генераторов; первоначально это направление преследовало цель создания ЭВМ, способной работать в условиях повышенных уровней температуры и радиации. Отметим исследования в Стэнфордском институте, проводимые Спиндтом, Шоулдерсом и сотр., 1967-1970 гг., США [4,5], которые основывались на использовании термо- и автоэмиссии электронов в вакууме; в работах Спиндта были продемонстрированы автоэлектронные микротриоды с пролётными промежутками менее микрона. В 1970 годы по данному направлению также проводились и отечественные исследования [6–8]. Однако, в рассматриваемых работах не решалась задача создания широкополосных фотоэлементов – демодуляторов оптических сигналов.

В настоящей работе исследуется возможность использования особенностей вакуумных микроприборов при создании фотоприёмных широкополосных устройств, эксплуатируемых в жёстких условиях окружающей среды – при повышенных температурах и уровнях радиации.

Существенным отличием проводимых нами исследований от упомянутых выше является изучение возможности добиться пикосекундных или даже более коротких пролётных межэлектродных промежутков времени при использовании эффектов прохождения электронных потоков в плоско-щелевых вакуумных зазорах со сверхмалыми расстояниями между поверхностями электродов, обеспечивающих, в отличие от автоэлектронных микроустройств, прохождение широкоапертурных потоков фотоэлектронов. Второе отличие заключается в изучении условий получения эквидистантных наноразмерных зазоров между достаточно протяжёнными поверхностями – площадью до единиц см^2 (а не доли мкм^2 , как в известных устройствах). Наноразмерные зазоры между поверхностями такой величины необходимы в оптических приборах с большой апертурой и большой светосилой.

Решение указанной задачи в мировой практике, ввиду её большой сложности, неизвестно; публикации об аналогичных исследованиях также не известны. Наши исследования базируются на найденных оригинальных решениях [9], создаваемые технологии и конструкции не имеют зарубежных и отечественных аналогов.

При величине вакуумного промежутка между анодом и катодом фотоэлемента в диапазоне «десятки – сотни» нанометров движение электронных потоков определяется, в значительной мере, электрическим полем контактной разности потенциалов электродов, при этом снижается тормозящее влияние собственного пространственного заряда электронного облака, а это уменьшает внут-

ренное электрическое сопротивление фотоэлемента. Время межэлектродного пролёта электронов в вакууме сквозь промежуток величиной (10-100) нм и при обычных для интегральных полупроводниковых схем электрических потенциалах электродов имеет значение $5 \cdot 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-13}$ с, то есть, на нижнем пределе близко к периоду колебаний световой волны инфракрасного лазера, на верхнем – к периоду колебаний волны терагерцового лазера с длиной волны 100 мкм. В лабораторных условиях нам удалось получить эквидистантные зазоры величиной 100 нм между поверхностями монокристаллических электродов диаметром 10 мм, перекрывающими размеры необходимых оптических апертур.

Принципы функционирования терагерцовых фотоэмиссионных приборов иллюстрируются на рис. 1, 2. На рис. 1 представлена схема устройства торцевого фотоэлемента с коаксиальным выводом сигнала, как в отечественных приборах серии ФЭК; отличием является использование между поверхностями фотокатода и анода сверхмалого вакуумного промежутка с размерами в диапазоне (0,1-1,0) мкм. Фотоэлемент может выполнять функции широкополосного демодулятора оптического сигнала с шириной полосы частот модуляции $10^{11} - 10^{13}$ Гц.

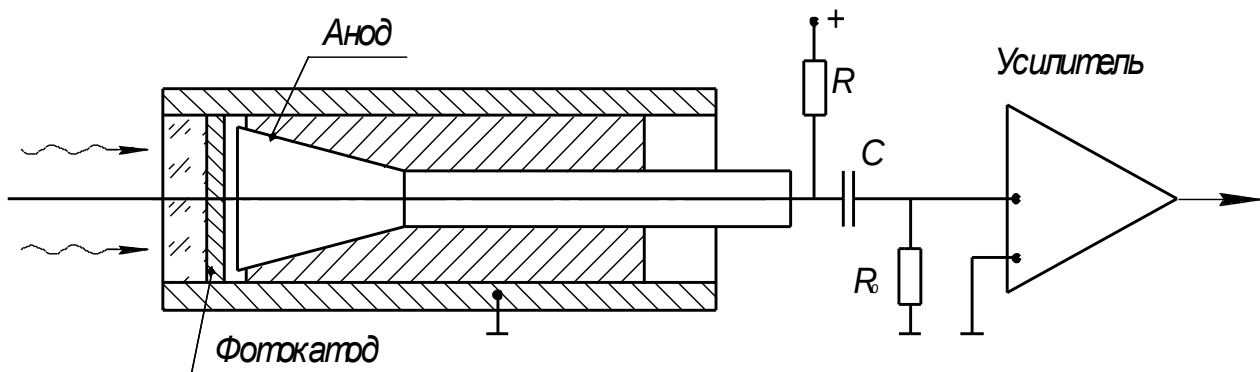


Рис. 1. Схема устройства терагерцового торцевого фотоэлемента

В рассматриваемых приборах фотокатод работает в условиях отсутствия ограничения тока пространственным зарядом. Инерционность фотоэлемента определяется инерционностью фотостимулированной эмиссии электронов

(примерно 10^{-12} с для эмиссии из металлов), временем $\tau_{II} = 2\sqrt{\frac{md}{e}}E$ пролёта

электронов от фотокатода до анода (d - величина пролётного промежутка, e и m - заряд и масса электрона, E - напряжённость электрического поля в пролётном промежутке) и постоянной времени $\tau_C = RC$ диода, где R - волновое сопротивление коаксиальной линии (обычно 50 Ом), C - межэлектродная ёмкость, основной составляющей которой является емкость в области наноразмерного зазора. По оценкам, при межэлектродной разности потенциалов 10 В, время $\tau_{II} = 0,5 - 1,6 \cdot 10^{-12}$ с при значениях вакуумного промежутка между поверхностями фотокатода и анода (0,1-1,0) мкм. Чтобы обеспечить частоту 10^{11}

Гц для модуляции оптического сигнала, необходимая инерционность фотоэлемента достигается при межэлектродном зазоре 1 мкм, поперечнике плоских электродов фотоэлемента 100 мкм; для частоты 10^{12} Гц требуется, соответственно, 0,1 мкм и поперечник 10 мкм. Вставка трансформатора сопротивлений в виде четвертьволнового отрезка коаксиальной линии между фотоэлементом и коаксиальной выходной линией, обеспечивающего согласование емкостной межэлектродной нагрузки с выходной линией, позволит увеличить поперечники электродов, то есть светосилу входной апертуры фотоэлемента, по крайней мере, на один – два порядка величины.

Чувствительность торцевых терагерцовых фотоэлементов определяется внешним квантовым выходом электронов из металла и может соответствовать значениям чувствительности для серийных фотоэлементов (у которых гораздо меньше полоса детектируемых сигналов – $1-5 \cdot 10^8$ Гц). Например, фотоэлемент Ф-25: $\lambda = 750$ нм, чувствительность 16 мА/Вт; Ф-23: $\lambda = 1100$ нм, чувствительность 0,15 мА/В). Чувствительность эмиссионных фотоэлементов существенно меньше, чем у полупроводниковых фотодиодов – у кремниевых на $\lambda = 1000$ нм чувствительность 200 мА/Вт, на $\lambda = 1100$ нм чувствительность 50 мА/Вт, однако, темновые токи у фотоэлементов ($10^{-14} - 10^{-13}$ А), определяющие обнаружительную способность фотоприёмных устройств, меньше, чем у полупроводниковых: быстродействующий ФД-256 имеет темновой ток при комнатной температуре $5 \cdot 10^{-9}$ А, т.е. больше на 4 – 5 порядков, чем у эмиссионных; при увеличении температуры окружающей среды темновые токи полупроводниковых резко увеличиваются.

Таким образом, рассматриваемые торцевые фотоэлементы потенциально превосходят полупроводниковые устройства по способности обнаруживать широкополосные оптические сигналы на порядки величины, при этом имеют близкие к полупроводниковым массогабаритные характеристики и потребление.

Далее обсуждаются перспективы реализации в фотоэмиссионных приборах с наноразмерными пролётными промежутками преимуществ распределённых электродных систем.

На рис. 2 представлена схема устройства вакуумного фотоэлемента с распределённой электродной системой, позволяющей на порядки величины увеличить чувствительность за счёт использования продолжительного волнового взаимодействия электронов с полем волны модуляции интенсивности оптического потока. Полупрозрачный фотокатод и противостоящий анод выполняются в виде полосковой волноводной терагерцовой линии с бегущей электромагнитной волной на частоте модуляции оптического входного потока. При выполнении условия синхронизма - равенства фазовой скорости волны в этой линии и скорости перемещения фронта волны засветки, обозначенной пунктиром, по поверхности фотокатода, бегущая волна усиливается и затем переходит в выходную полосковую линию. Усиление пропорционально отношению времени волнового взаимодействия к периоду модуляции светового потока

$K = t / T_M = t \cdot f_M$, где t - время волнового взаимодействия, f_M - частота модуляции; усиление может достигать десятков – сотен раз.

Световой модулированный по интенсивности поток с плоским фронтом световой волны входит нормально в катетную грань прозрачной призмы, на гипотенузной грани которой нанесена плёнка полупрозрачного фотоэмиттера. Фазовая скорость перемещения края фронта волны вдоль поверхности гипотенузной грани $v_\phi = \frac{c}{n \cos \alpha}$, где c - скорость света в вакууме, n - показатель преломления призмы, α - угол между поверхностью гипотенузной грани и оптической осью; волноводная структура анода расположена параллельно катоду с зазором величиной (0,1–1,0) мкм, фазовая скорость электромагнитной волны в волноводной структуре на аноде равна $v_n = c / n_{эфф}$, где $n_{эфф}$ - эффективный показатель преломления среды, в которой находится проводящая полоска волновода, являющаяся коллектором фотоэлектронов – анодом фотоэлемента.

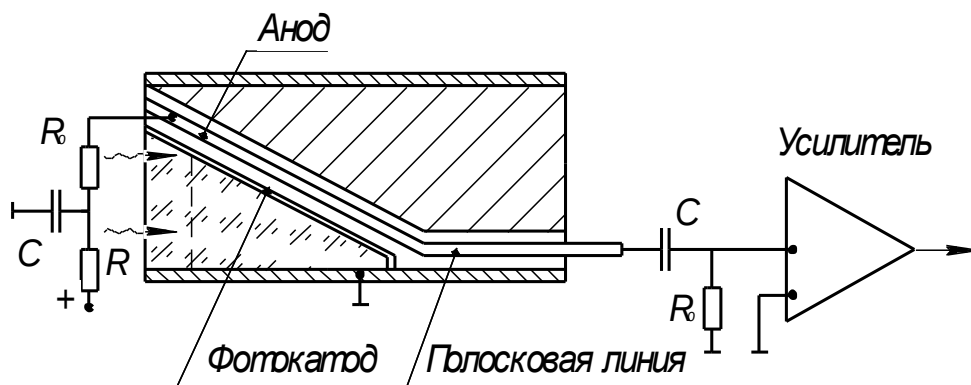


Рис. 2. Схема устройства терагерцового вакуумного фотоэлемента с распределённой системой электродов и волновым взаимодействием электронного потока с полем световой волны

Полоска нанесена на слой диэлектрика на поверхности призмоподобного металлического блока, являющегося частью корпуса фотоэлемента; со стороны катода полоска граничит с вакуумом и подключена к источнику положительного «тянущего» постоянного электрического поля с напряжением порядка нескольких вольт. Плотность потока фотоэлектронов вдоль полоски катода при прохождении модулированного светового потока также модулирована; при синусоидальной модуляции интенсивности света распределение фотоэлектронов вдоль анода можно представить как периодическую синусоидальную решетку, перемещающуюся вдоль поверхности катода со скоростью v_ϕ , причем электроны движутся перпендикулярно плоскости решетки.

При попадании фотоэлектронов данной области периодической картины на анод, потенциал поверхности анода локально меняется на более отрицательный, данное возбуждение распространяется по волноводу в двух противопо-

ложных направлениях с фазовой скоростью полоскового волновода. С одной из сторон к волноводу подключен нагрузочный резистор R_0 с сопротивлением, равным волновому сопротивлению волновода, поэтому в волноводе создаётся режим бегущих волн, и электромагнитная волна, идущая к другому концу волновода, усиливается. На нижней по рисунку стороне металлического блока расположен полосковый волновод вывода сигнала из распределённой электродной системы.

Для обеспечения синхронизма необходимо для прозрачной призмы использовать материалы с большим значением показателя преломления, близким к двум или более.

Расчётные параметры фотоэмиссионных приёмников с плоско-щелевыми пролётными промежутками:

- граничная частота модуляции оптического входного сигнала: 0,1 - 1,0 ТГц;
- спектральные диапазоны: солнечно-слепой; видимый; ближний ИК;
- напряжение питания: 5 – 15 В;
- спектральная чувствительность при $\lambda = 750$ нм: 10-100 мА/Вт.

Сравнение параметров серийных и разрабатываемого быстродействующих фотоприёмников оптических модулированных сигналов приведено в табл.

Таблица

Параметры современных и разрабатываемого быстродействующих фотоприёмников оптических модулированных сигналов

Тип фотоприёмника	Спектральный диапазон длин волн, мкм	Полоса частот модуляции, ТГц	Потребляемая мощность	Исполнение	Радиационная стойкость
импульсные фотоэлементы ФЭК-13, ФЭК-17КМ	Видимый	0,007 - 0,015	Напряжение питания 2 кВ	в стеклянной-колбе, коаксиальный выход	высокая
Фото-ЛБВ	Видимый	0,010-0,015	высокая	в стеклокерамической колбе	высокая
<i>p-i-n</i> фотодиоды Фирма Hamamatsu, 25 Gbps PINROSA	1,3 и 1,55	0,025	низкая	оптико-волоконный ввод оптического сигнала	типичная для полупроводниковых приборов, невысокая
<i>p-i-n</i> фотодиод на InGaAs ДФДМШ40-16	1,3 и 1,55	0,016	низкая	оптико-волоконный ввод оптического сигнала	типичная для полупроводниковых приборов, невысокая
Фотоэмиссионные с плоско-щелевыми промежутками	Солнечно-слепой, видимый и ближний ИК	0,1 - 1,0	низкая	интегральное в виде чипа микросхемы	высокая

Из табл. 1 следует, что ожидаемые параметры разрабатываемых фотоэмиссионных приборов (последняя строка таблицы) существенно выше параметров известных приборов аналогичного назначения.

Таким образом, показана возможность создания фотоэмиссионных приёмников с параметрами быстрого действия, термической и радиационной устойчивости, превосходящими параметры полупроводниковых фотоприёмников, техническая новизна изобретения подтверждена [10].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Alphas. Проспект.
2. Hamamatsu. Проспект 25 Gbps PINROSA.
3. Справочник по лазерам. Т. 2 / Под ред. акад. А. М. Прохорова. – М.: Сов. радио. – 1978. – 400 с.
4. Spindt C. A., Shoulders R. K. 8 Conf. on Tube Techniques, 1967.
5. Spindt C. A. IEEE Conf. Rec. Conf. Electron Device Techn. – New-York City, 1973.
6. Чесноков В. В. Электронные лампы с автоэлектронными катодами // Электрон. техн. Сер. 5. – 1968. – Вып. 4 (12). – С. 3–11.
7. Чесноков В. В. О возможности существования стабильного высоковакуумного разряда в малых зазорах между металлическими электродами // Письма в ЖТФ. – 1975. – Т. 1., Вып. 3. – С. 152–155.
8. Автоэлектронные микрокатоды в приборах микроэлектроники / В. В. Чесноков и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физика. – 1976. – Т. 40, № 8. – С. 1585–1588.
9. Пат. 2485558 РФ, G02B 5/28. Способ получения равномерных нанозазоров между поверхностями тел / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. М. Никулин. – № 2012102627/28; заявл. 25.01.2012; опубл. 20.06.2013, Бюл. № 17.
10. Заявка 2014100144 РФ. Способ изготовления детекторов терагерцового диапазона / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. В. Кочкарев, М. В. Кузнецов. – № 2014100144; заявл. 09.01.2014. (Решение о выдаче патента 2014.12.22).

© В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, 2015

СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ge/Si ДЛЯ НАНОФОТОНИКИ

Александр Васильевич Войцеховский

Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой квантовой электроники и фотоники, тел. (3822)41-27-72, e-mail: vav43@mail.tsu.ru

Андрей Павлович Коханенко

Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой электроники и фотоники, тел. (3822)41-35-17, e-mail: kokh@mail.tsu.ru

Александр Иванович Никифоров

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13, кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией молекулярно-лучевой эпитаксии элементарных полупроводников и соединений A3B5, тел. (383)333-35-02, e-mail: nikif@isp.nsc.ru

Кирилл Александрович Лозовой

Томский государственный университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, аспирант кафедры квантовой электроники и фотоники, тел. (3822)41-35-17, e-mail: lka@sibmail.tsu.ru

В работе показывается возможность изучения p - i - n -структур на основе кремния с квантовыми точками германия методами спектроскопии полной проводимости. В интервале температур от 10 до 300 К исследуются Ge/Si p - i - n -структуры с квантовыми точками Ge в i -области, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рассчитываются энергии активации процессов эмиссии из локализованных состояний. Рассматриваются пути увеличения эффективности фотоприемников и солнечных элементов с квантовыми точками.

Ключевые слова: германий, кремний, гетероструктура, молекулярно-лучевая эпитаксия, квантовая точка, фотодетектор, солнечный элемент, спектроскопия адмиттанса.

PROPERTIES OF HETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM DOTS Ge/Si FOR NANOPHOTONICS

Alexander V. Voitsekhoskii

Tomsk State University, 634050, Russia, Tomsk, 36 Lenin av., Ph. D., professor, Head of Department of Quantum Electronics and Photonics, tel. (3822)41-27-72, e-mail: vav43@mail.tsu.ru

Andrey P. Kokhanenko

Tomsk State University, 634050, Russia, Tomsk, 36 Lenin av., Ph. D., professor of Department of Quantum Electronics and Photonics, tel. (3822)41-35-17, e-mail: kokh@mail.tsu.ru

Alexander I. Nikiforov

Institute of Semiconductor Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 13 ac. Lavrentiev av., Ph. D., Head of Laboratory of molecular beam epitaxy of elementary semiconductors and A3B5 compounds, tel. (383)333-35-02, e-mail: nikif@isp.nsc.ru

Kirill A. Lozovoy

Tomsk State University, 634050, Russia, Tomsk, 36 Lenin av., post-graduate student of Department of Quantum Electronics and Photonics, tel. (3822)41-35-17, e-mail: lka@sibmail.tsu.ru

In this work possibility of investigation of *p-i-n*-structures based on silicon with quantum dots of germanium by the methods of admittance spectroscopy is shown. Ge/Si *p-i-n*-structures with Ge quantum dots in *i*-region obtained by the method of molecular beam epitaxy are investigated in the temperature range 10–300 K. Activation energies of emission processes from localized states are calculated. Ways of increasing of efficiency of photodetectors and solar cells with quantum dots are considered.

Key words: germanium, silicon, heterostructure, molecular beam epitaxy, quantum dot, photodetector, solar cell, admittance spectroscopy.

В настоящее время оптоэлектроника переживает бурное развитие, а главными объектами исследований становятся гетероструктуры с наноразмерными включениями. Создание полупроводниковых структур с новыми физическими свойствами является основной задачей нанотехнологии, которая направлена на расширение пределов применимости полупроводниковых материалов. Упор делается на уменьшение получаемых структур до размеров, при которых эффекты пространственного квантования начинают значительно изменять их электронные свойства. Прорыв в этой области стал возможен благодаря развитию технологий производства наноструктур. Особое внимание уделяется структурам на основе кремния, который является элементной базой для большинства современных электронных устройств. Открытие новых физических свойств в этом случае обеспечивает создание новых устройств с использованием развитой технологии кремниевой микроэлектроники [1–4].

В последние годы значительно возрос интерес к фотоэлектрическим свойствам гетероструктур Ge/Si, особенно в спектральном диапазоне 1,3–1,55 мкм. Интенсивно разрабатываются новые типы фотодетекторов на внутриподзонных и межподзонных переходах в низкоразмерных гетероструктурах кремния и германия. Такие устройства могут применяться в волоконно-оптических линиях связи и системах наблюдения [5–9].

Помимо прочего, интерес к гетероструктурам Ge/Si проявляется из-за огромных перспектив их использования в солнечной энергетике. Материальная система Ge/Si с квантовыми точками Ge имеет большой потенциал для применения в солнечных элементах. Теоретические оценки предсказывают эффективность в 53 % для солнечных элементов с квантовыми точками Ge в Si. Повышение эффективности устройств на основе наногетероструктур Ge/Si становится возможным благодаря эффектам пространственного квантования [10–12].

Сегодня также идет активный поиск и усовершенствование существующих методик диагностики структур и устройств для наноэлектроники. Методы вольт-амперных характеристик, вольт-фарадных характеристик, спектроскопии полной проводимости, нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) имеют значительный потенциал для исследования полупро-

водниковых структур с наноразмерными включениями [13–15]. Измерения полной проводимости могут осуществляться для полупроводниковых структур, имеющих область пространственного заряда (это может быть p - n -переход, МДП-структура или барьер Шоттки). В этом случае реактивная составляющая адмиттанса формируется за счет барьерной емкости в области пространственного заряда. Источником активной части комплексной проводимости могут быть как потери тока, возникающие из-за несовершенства гетероперехода, так и глубокие центры и ловушки в запрещенной зоне полупроводника в зависимости от условий эксперимента. Второй механизм проводимости очень важен для диагностики полупроводниковых материалов и структур и является предметом изучения динамических методов спектроскопии адмиттанса.

Существует большое количество работ, посвященных исследованию структур, содержащих барьеры Шоттки, с помощью методов спектроскопии комплексной проводимости. Однако, необходимо развить эти методы для применения к p - i - n -структурам, так как именно они имеют непосредственное значение для таких приборных применений, как, например, солнечные элементы. В настоящей работе показывается возможность изучения p - i - n -структур на основе кремния с квантовыми точками германия методами спектроскопии адмиттанса.

В настоящей работе в интервале температур от 10 до 300 К исследовались Ge/Si p - i - n -структуры с квантовыми точками Ge в i -области, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Измерения проводились на автоматизированной установке для спектроскопии полной проводимости. В течение одного цикла температурного сканирования в интервале от 10 до 300 К измерялись частотные и температурные зависимости емкости и проводимости, а также проводились измерения вольт-амперных характеристик исследуемых структур.

Результаты измерений показывают, что в температурных спектрах проводимости исследуемых структур имеется два максимума. Первый пик наблюдается при низких температурах (~ 20 К) для всех напряжений смещения. Положение этого максимума на температурной зависимости проводимости и соответствующие энергии активации не зависят от приложенного напряжения смещения. При фиксированном напряжении смещения происходит перезарядка энергетического уровня. Скорость эмиссии носителей заряда с уровня уменьшается с температурой, поэтому с уменьшением частоты тестового сигнала максимум проводимости достигается при более низких температурах.

В работе [14] проводились исследования кремниевых структур с барьерами Шоттки и несколькими слоями квантовых точек германия методом спектроскопии полной проводимости при низких температурах. На температурных спектрах проводимости также наблюдалось два максимума. Положение первого максимума не зависело от приложенного напряжения, и он был связан с энергетическим уровнем примеси.

Может быть сделано предположение, что в нашем случае дискретный энергетический уровень с энергией активации ~ 30 – 50 мэВ, обнаруженный в исследуемых структурах и соответствующий первому пику на температурной за-

висимости проводимости, не связан с пространственный квантованием в наноструктурах.

Второй пик на температурной зависимости проводимости был обнаружен при положительных напряжениях смещения. Этот пик является уширенным и вероятно соответствует не одному дискретному уровню, а системе близко расположенных уровней, появляющихся из-за неоднородности таких параметров квантовых точек, как их латеральный размер, высота, форма и плотность в массиве.

Появление и модификация пиков могут быть объяснены тем, что с изменением приложенного напряжения электрохимический потенциал периодически пересекает дискретные уровни энергии, вызывая колебания в распределении плотности заряда. Причина этого состоит в термоионной эмиссии носителей заряда с дискретных уровней. Дискретные уровни дают частичное увеличение плотности заряда. Это увеличение приводит к росту тока во внешней цепи, что и фиксируется как изменение проводимости образца.

Характеристики оптоэлектронных устройств на основе наногетероструктур с квантовыми точками (обнаружительная способность для фотоприемников и коэффициент полезного действия) напрямую зависят от параметров квантовых точек: поверхностной плотности, среднего размера в плоскости основания и разброса по размерам. Известно [12], например, что для применения в солнечных элементах необходимы массивы с как можно большей плотностью квантовых точек N (для увеличения коэффициента поглощения) и по возможности более широким распределением квантовых точек по размерам δL , так как это обеспечит более полное использование солнечного спектра.

Для численного моделирования зависимостей распределения квантовых точек по размерам и их поверхностной плотности от условий роста использовалась разработанная в [16–18] кинетическая модель расчета параметров квантовых точек германия на кремнии, которая основана на обобщении классической теории зародышеобразования.

С использованием указанной выше модели можно сделать вывод о том, что для выращивания наногетероструктур с квантовыми точками германия в кремнии, ориентированных на создание солнечных элементов, подходят условия роста, характеризующиеся как можно более низкой температурой подложки. Так, например, для температуры $T = 350^\circ\text{C}$ и скорости роста $V = 0,1 \text{ МС/с}$, теоретические оценки дают для параметров массива наноструктур следующие значения: поверхностная плотность $N \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, средний размер $L_{av} \approx 11 \text{ нм}$, относительный разброс по размерам $\delta L/L_{av} \approx 6,5 \%$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства / Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. // ФТП. – 2000. – Т. 34. – № 11. – С. 1281-1299.
2. Brunner K. Si/Ge nanostructures // Rep. Prog. Phys. – 2002. – V. 65. – № 27. – P. 27-72.

3. Шкляев А. А., Ичикава М. Предельно плотные массивы наноструктур германия и кремния // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. – № 2. – С. 139-169.
4. Heterostructures with self-organized quantum dots of Ge on Si for optoelectronic devices / Lozovoy K. A., Voytsekhovskiy A. V., Kokhanenko A. P., Satdarov V. G., Pchelyakov O.P., Nikiforov A.I. // Opto-Electronics Review. – 2014 – V. 22. – № 3. – P. 171-177.
5. Ge/Si self-assembled quantum dots and their optoelectronic device applications / Wang K. L., Cha D., Liu J., Chen C. // Proc. of the IEEE. – 2007– V. 95. – № 9. – P. 1866-1882.
6. Yakimov A.I. Ge/Si Heterostructures with Ge Quantum Dots for Mid-Infrared Photodetectors // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2013. – V. 49, № 5. – P. 467-475.
7. Phillips J. Evaluation of the fundamental properties of quantum dot infrared detectors // J. Appl. Phys., – 2002. – V. 91. – № 7. P. 4590-4594.
8. Наногетероструктуры Ge/Si с упорядоченными квантовыми точками Ge для применения в оптоэлектронике / Пчеляков О.П., Двуреченский А.В., Никифоров А.И., Войцеховский А.В., Григорьев Д.В., Коханенко А.П. // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9. – С. 59-64.
9. Фоточувствительные структуры на основе наногетероструктур Si/Ge для оптических систем передачи информации / Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А., Турапин А. М., Романов И. С. // Успехи прикладной физики. – 2013. – Т. 1. – № 3. – С. 338-343.
10. Luque A., Marti A. Increasing the efficiency of ideal solar cells by photon induced transitions at intermediate levels // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 78. – № 26. – P. 5014–5017.
11. Enhanced quantum efficiency of solar cells with self-assembled Ge dots stacked in multilayer structure / Alguno A., Usami N., Ujihara T., Fujiwara K., Sasaki G., Nakajima K., Shiraki Y. // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 83. – № 6. – P. 1258-1260.
12. Эффективность преобразования солнечной энергии солнечным элементом на основе Si с квантовыми точками Ge / Войцеховский А. В., Григорьев Д. В., Пчеляков О. П., Никифоров А. И. // Прикладная физика. – 2010. – Т. 6. – № 2. – С. 96-102.
13. Capacitance–voltage and admittance spectroscopy of self-assembled Ge islands in Si / Miesner C., Asperger T., Brunner K., Abstreiter G. // Appl. Phys. Lett. – 2000. – V. 77. – № 17. – P. 2704-2706.
14. Electronic states in Ge/Si quantum dots with type-II band alignment initiated by space-charge spectroscopy / Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Bloshkin A. A., Nenashchev A. V., Volodin V. A. // Physical Review B. – 2006. – V. 73. – P. 115333.
15. Admittance spectroscopy of GeSi-based quantum dot systems: Experiment and theory / Li X., Xu W., Cao S., Cai Q., Lu F. // Physical Review B. – 2007. – V. 76. – P. 245304.
16. Дубровский В. Г. Расчет функции распределения квантовых точек по размерам на кинетической стадии роста // ФТП. – 2006. – Т. 40. – № 10. – С. 1153-1160.
17. Лозовой К. А., Войцеховский А. В., Коханенко А. П. Кинетика формирования квантовых точек германия на кремнии различной формы с учетом диффузии, сегрегации и влияния напряженных подслоев // Изв. вузов. Физика. – 2013. – № 9/2. – С. 17-20.
18. Lozovoy K. A., Voitsekhovskiy A. V., Kokhanenko A. P., Satdarov V. G. Comparative analysis of pyramidal and wedge-like quantum dots formation kinetics in Ge/Si(001) system // Surface Science. – 2014. – V. 619. – P. 1-4. DOI: 10.1016/j.susc.2013.10.007.

© А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. И. Никифоров, К. А. Лозовой, 2015

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ В ИНТЕГРАЛЬНОМ ИСПОЛНЕНИИ МЕТОДАМИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

Олег Алексеевич Агеев

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, 347900, Россия, г. Таганрог, ул. Шевченко, 2, доктор технических наук, профессор, директор, тел. (8634)37-16-11, e-mail: ageev@sfedu.ru

Евгений Геннадьевич Замбург

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, 347900, Россия, г. Таганрог, ул. Шевченко, 2, научный сотрудник кафедры нанотехнологий и микросистемной техники, тел. (8634)37-16-11, e-mail: egzamburg@sfedu.ru

Алексей Сергеевич Коломийцев

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, 347900, Россия, г. Таганрог, ул. Шевченко, 2, кандидат технических наук, доцент кафедры нанотехнологий и микросистемной техники, тел. (8634)37-16-11, e-mail: askolomiytsev@sfedu.ru

Денис Олегович Сучков

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, 347900, Россия, г. Таганрог, ул. Шевченко, 2, студент кафедры радиотехнической электроники, тел. (8634)37-16-11, e-mail: suchkov@sfedu.ru

Александр Владимирович Шумов

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, 347900, Россия, г. Таганрог, ул. Шевченко, 2, студент кафедры нанотехнологий и микросистемной техники, тел. (8634)37-16-11, e-mail: shumov@sfedu.ru

Определены режимы и разработана технология формирования элементов акустooптической ячейки с использованием кластерного нанотехнологического комплекса, позволяющая контролируемо формировать элементы в едином технологическом цикле.

Ключевые слова: акустooптика, акустooптическая ячейка, ниобат лития, импульсное лазерное осаждение, фокусированные ионные пучки.

RESEARCH OF FORMATION REGIMES OF ELEMENTS OF INTEGRAL ACOUSTO- OPTIC CELL BY NANOTECHNOLOGY METHODS

Oleg A. Ageev

Southern Federal University, Institute of Nanotechnology, Electronics, and Electronic Equipment Engineering, 347900, Russia, Taganrog, 2 Shevchenko St., Dr. of Science, Prof., Director, tel. (8634)37-16-11, e-mail: ageev@sfedu.ru

Evgeny G. Zamburg

Southern Federal University, Institute of Nanotechnology, Electronics, and Electronic Equipment Engineering, 347900, Russia, Taganrog, 2 Shevchenko St., Researcher, Department of Nanotechnology and MEMS, tel. (8634)37-16-11, email: egzamburg@sfedu.ru

Alexey S. Kolomiytsev

Southern Federal University, Institute of Nanotechnology, Electronics, and Electronic Equipment Engineering, 347900, Russia, Taganrog, 2 Shevchenko St., Candidate of Science, Associate Prof., Department of Nanotechnology and MEMS, tel. (8634)37-16-11, email: askolomiytsev@sfedu.ru

Denis O. Suchkov

Southern Federal University, Institute of Nanotechnology, Electronics, and Electronic Equipment Engineering, 347900, Russia, Taganrog, 2 Shevchenko St., Student, Department of Radio Electronics, tel. (8634)37-16-11, email: suchkov@sfedu.ru

Alexander V. Shumov

Southern Federal University, Institute of Nanotechnology, Electronics, and Electronic Equipment Engineering, 347900, Russia, Taganrog, 2 Shevchenko St., Student, Department of Nanotechnology and MEMS, tel. (8634)37-16-11, email: shumov@sfedu.ru

Technology of obtaining of acousto-optic cell elements using nanotechnology cluster complex has been developed that allows forming elements controllably in a single technological cycle.

Key words: Acousto-Optics, Acousto-Optic Cell, Lithium Niobate, Pulsed Laser Deposition, Focused Ion Beams.

Акустооптические устройства находят широкое применение при решении различных задач в оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации, лазерной технике [1-3].

Акустооптические ячейки применяются в космической и атмосферной спектроскопии, в радиоастрономических обсерваториях [1]. На основе акустооптических эффектов осуществляется визуализация звуковых полей, что позволяет измерять скорость, коэффициент поглощения звука, модули упругости, упругооптические постоянные и другие параметры [3]. Акустооптические модуляторы и дефлекторы используются для управления амплитудой, частотой, фазой, поляризацией, направлением распространения световых пучков. Акустооптические фильтры выделяют из широкого спектра оптического излучения достаточно узкий интервал длин световых волн. Акустооптические приборы отличаются надежностью, возможностью быстрого электронного управления, низким энергопотреблением, а также отсутствием механических движущихся частей [2].

Одним из перспективных направлений является разработка и исследование технологии формирования элементов акустооптической ячейки в интегральном исполнении, что позволяет уменьшить размеры устройств, снижает энергопотребление, повышает чувствительность к вибрациям, воспроизводимость параметров и обеспечивает снижение стоимости при массовом производстве [3].

Одним из перспективных материалов для изготовления акустооптической ячейки является LiNbO_3 [2,3].

В настоящее время одними из перспективных при производстве устройств микро-, нано-, опто- и акустоэлектроники являются подходы, сочетающие возможности аналитических и технологических методов в едином процессе изготовления таких устройств в контролируемых условиях без развакуумирования.

Это исключает негативное влияние окружающей среды на всех этапах изготовления и исследования структур.

Применение методов ИЛО и локального наноразмерного профилирования методами ФИП в сочетании с методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), растровой электронной и ионной микроскопии (РЭМ), дифракции быстрых отраженных электронов создает новые возможности для проведения исследований, разработки технологии изготовления и производства перспективных устройств акустооптики [4].

Одним из кластерных сверхвысоковакуумных комплексов, объединяющих указанные технологические и аналитические методы, является нанотехнологический комплекс НАНОФАБ НТК-9 (НТ-МДТ, Россия) [4-9].

Для формирования пленок LiNbO_3 использовался модуль импульсного лазерного осаждения (Neocera Inc., США) кластерного сверхвысоковакуумного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9, который позволяет осуществлять контролируемое осаждение пленок многокомпонентных оксидов в атмосфере кислорода. Камера модуля импульсного лазерного осаждения откачивалась до давления 1×10^{-6} Торр. Пленка осаждалась при давлении кислорода 50 Торр. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности мишени $2,5 \text{ Дж/см}^2$, длина волны лазерного излучения 248 нм (KrF), длительность импульса 20 нс. Частота следования импульсов 10 Гц. Температура подложки 600°C . Для обеспечения равномерности осаждения материала на поверхность подложки используется система сканирования, позволяющая формировать структуры с малым разбросом параметров по диаметру подложки.

Для контроля in-situ толщины и структуры формируемых пленок LiNbO_3 применялась система дифракции быстрых отраженных электронов kSA 400 (STAIB Instruments, Германия), входящая в модуль ИЛО. Толщина пленки составила 0,4 мкм.

После формирования пленок LiNbO_3 образцы передавались через вакуумную транспортную систему в модули комплекса НАНОФАБ НТК-9 с колоннами фокусированных ионных пучков (Orsay Physics, Франция), которые предназначены для проведения локальных наноразмерных технологических операций, в том числе операций локального распыления, резки, визуализации наноэлементов и структур, ионной имплантации, локального роста. Разрешающая способность технологических операций наноразмерного профилирования с помощью ионного пучка $\sim 10 \text{ нм}$, а разрешение в микроскопическом режиме наблюдения во вторичных электронах составляет $\sim 5 \text{ нм}$.

С помощью графического редактора был сформирован растровый шаблон формата *.bmp, с градиентной заливкой, определяющей форму рельефа микроакустооптического элемента. Сформированный растровый шаблон загружался программой управления модуля ФИП и использовался для формирования элементов интегральной оптики. Травление каждого элемента производилось при ускоряющем напряжении ионного пучка 30 кэВ, времени воздействия ионного пучка в каждой точке шаблона 10 мкс, общем времени травления каждого элемента – 180 сек, токе ионного пучка в пределах 0,1 нА. Контроль геометриче-

ских параметров формируемых структур осуществлялся методом РЭМ при помощи встроенных программных средств обработки изображений, а также методом полуконтактной атомно-силовой микроскопии на модуле СЗМ.

На рис. 1 представлены РЭМ-изображения полученных элементов ввода-вывода лазерного излучения в интегральном исполнении, сформированных на пленке LiNbO_3

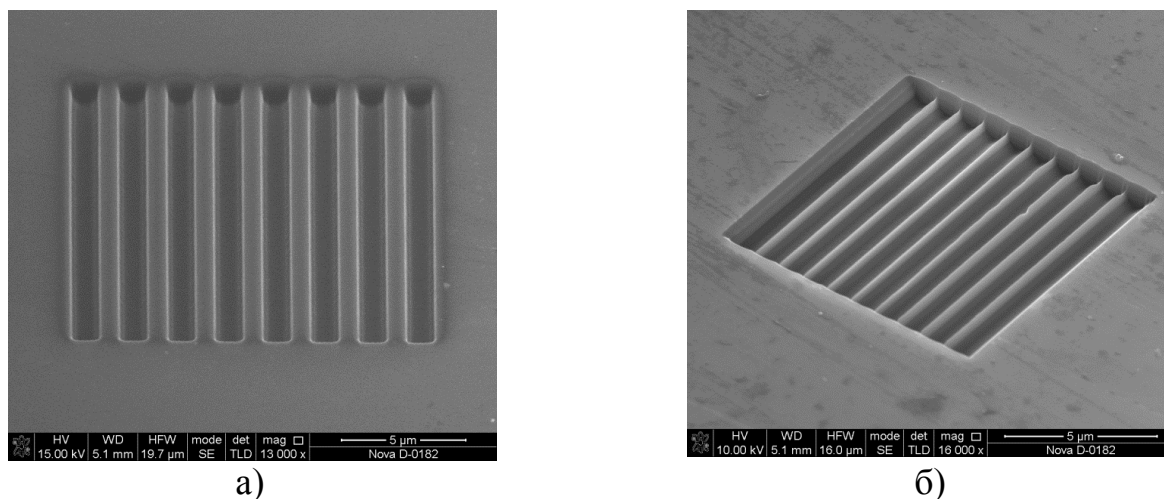


Рис. 1. Элементы ввода-вывода лазерного излучения в интегральном исполнении

Элементы ввода-вывода излучения в пленку посредством микро призм не требуют точной юстировки лазера и позволяют минимизировать потерю мощности на отражение излучения от поверхности пленки.

На рис. 2 представлены РЭМ-изображения микролинзы в интегральном исполнении.

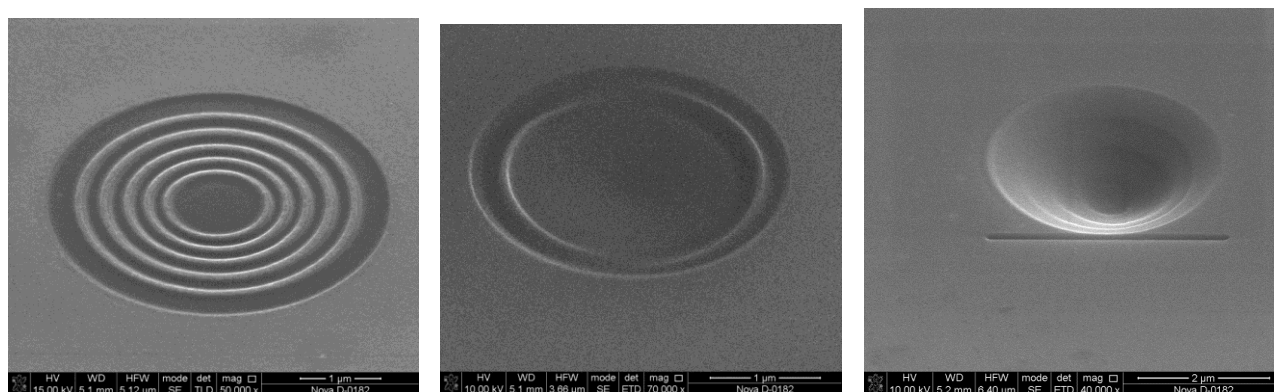


Рис. 2. Микролинзы в интегральном исполнении

Таким образом, в результате экспериментальных исследований определены режимы и разработана технология формирования элементов акустооптической ячейки с использованием кластерного нанотехнологического комплекса, позволяющая контролируемо формировать элементы в едином технологическом цикле.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Акустооптическая ячейка на кристалле парателлурита с поверхностным возбуждением объемных акустических волн / В.Б. Волошинов, П.А. Никитин, А.С. Трушин, Л.Н. Магдич // Письма в ЖТФ. – 2011. – том 37. – С. 22-28.
2. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. – М: Радио и связь. – 1990.
3. Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – С. 37-40.
4. Комплексный подход к технологическому оснащению центра прикладных разработок. Опыт реализации в НОЦ «Нанотехнологии» ЮФУ / Алексеев А.Н., Соколов И.А., Агеев О.А., Коноплёв Б.Г. // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2011. – № 4 (117). – С. 207-210.
5. Получение наноразмерных структур на основе нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 / О.А. Агеев, Е.Г. Замбург, А.С. Коломийцев, В.А. Смирнов, Ю.В. Сюрик, А.А. Федотов, А.В. Михайличенко, В.С. Климин, О.И. Ильин, А.Л. Громов. // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2011. – № 1 (114). – С. 109-116.
6. Формирование наноразмерных структур на кремниевой подложке методом фокусированных ионных пучков / Коноплёв Б.Г., Агеев О.А., Коломийцев А.С. // Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2011. – № 1(87). – С. 29-34.
7. Исследование параметров взаимодействия фокусированных ионных пучков с подложкой / Агеев О.А., Коломийцев А.С. // Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2011. – № 3(89). – С. 20-25.
8. Влияние температуры подложки при импульсном лазерном осаждении на морфологию плёнок ZnO / Е.Г. Замбург, В.В. Пташник. // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2011. – №4. – С. 218.
9. Электрофизические свойства плёнок ZnO и VOx, полученных методом импульсного лазерного осаждения / Е.Г. Замбург, А.В. Михайличенко, В.В. Пташник // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2011. – №4. – С. 134.

© О. А. Агеев, Е. Г. Замбург, А. С. Коломийцев, Д. О. Сучков, А. В. Шумов, 2015

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ КОМПАКТНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Герман Васильевич Барткус

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, лаборант, тел. (913)750-13-11, e-mail: germanbartkus@gmail.com

Игорь Анатольевич Козулин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, тел. (923)182-08-97, e-mail: igornt@yandex.ru

Владимир Васильевич Кузнецов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, доктор физико-математических наук, заведующий отделом, тел. (383) 330-71-21, e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

В работе с использованием метода лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF), метода двухлучевого лазерного сканирования и высокоскоростной видеосъемки определены закономерности распределения фаз в поперечном сечении канала с гидравлическим диаметром порядка размера капиллярной постоянной. Изучена волновая структура газожидкостного течения вода-азот. Измерения локальной толщины пленки проведены в области режима течения с удлиненными пузырями-снарядами, переходного течения и кольцевого режима течения при высоких скоростях газовой фазы.

Ключевые слова: миниканал, газожидкостное течение, структура течения, метод лазерной индуцированной флуоресценции.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE STRUCTURE OF GAS-LIQUID FLOW IN A CHANNEL OF COMPACT HEAT EXCHANGER BY OPTIC METHODS

German V. Bartkus

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Akademika Lavrentjeva pr., tel. (913)750-1311, e-mail: germanbartkus@gmail.com

Igor A. Kozulin

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Akademika Lavrentjeva pr., Ph. D., tel. (923)182-0897, e-mail: igornt@yandex.ru

Vladimir V. Kuznetsov

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Akademika Lavrentjeva pr., Dr. Sc., Head Laboratory of multiphase systems, e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

In this paper, using the method of laser-induced fluorescence (LIF), method of two-beam laser scanning and high-speed video was identified patterns of distribution phases in the cross-section of the channel with hydraulic diameter of the order to capillary constant. The wave structure was studied of gas-liquid flow in water-nitrogen mixture. Measuring the local thickness of liquid film was made in regime with elongated bubbles, transition flow and annular flow regime at high velocities of the gas phase.

Key words: minichannel gas-liquid flow, flow structure, the method of laser-induced fluorescence.

1. Введение.

В настоящее время наблюдается рост интереса к исследованиям в области гидродинамики и теплообмена в каналах с размером порядка капиллярной постоянной при создании компактных теплообменников. Это связано с бурным развитием электроники и медицины, а также миниатюризацией устройств в различных областях техники, например в аэрокосмической индустрии, энергетике и химической технологии.

Данная работа направлена на проведение комплексных экспериментальных исследований механизма гидродинамических процессов при течении жидкости в прямоугольных каналах с зазором порядка капиллярной постоянной. Определены закономерности распределения фаз и волновой структуры газожидкостного течения вода-азот с использованием оптических методов, таких как метод лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF) и метода двулучевого лазерного сканирования потока. Видеосъемка режима течения осуществлялась с помощью высокоскоростной видеокамеры.

Метод лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF) обеспечивает высокое пространственное разрешение без внесения гидродинамических возмущений в объект исследования. [1]. При измерении методом LIF в исследуемый поток добавляют флуорофор, выбранное сечение освещают лазерным ножом, эмитированный красителем свет регистрируют цифровой камерой со светофильтром. Метод micro-LIF стал применяться достаточно недавно для измерения полей концентрации с микронным разрешением, а также для визуализации потоков в каналах малого размера [2]. В данной работе в качестве флуоресцентного красителя использовался Родамин 6Ж. Интенсивность эмиссии данного флуорофора практически не зависит от температуры, а значит, позволяет устранить ошибки измерений, связанные с нагревом исследуемого объекта возбуждающим излучением. Другой способ исследования двухфазного газожидкостного течения - это метод двулучевого лазерного сканирования [3]. Метод основан на сканировании двухфазного потока лазерными пучками на двух расстояниях от входа в канал. Интенсивность световых пучков, прошедших через канал, определялась фотодиодами, расположенными на противоположной стороне канала.

Визуализация двухфазного газожидкостного течения осуществлялась с помощью высокоскоростной видеокамеры, с частотой кадров 1250 кадр/с и экспозицией до 1 мкс.

2. Отработка методики LIF для измерения толщины пленки.

Для отработки методики LIF был создан экспериментальный стенд для изучения толщины пленки методом лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF) в свободно стекающей пленке жидкости, схема стенда представлена на рис. 1, а. Фотография экспериментального стенда представлена на рис. 1, б.

В данной методике был организован лазерный нож от импульсного лазера DTL-314QT (1) с длиной волны $\lambda=532$ нм. Луч света от импульсного лазера формировал лазерный нож, попадая на цилиндрическую линзу, после чего под прямым углом падал на стекло (2), с обратной стороны которого организовывалась стекающая пленка жидкости - ривулет (3). Подача жидкости осуществлялась через круглый капилляр с гидравлическим диаметром $D_h=1.5$ мм (4). В качестве жидкости использовалась дистиллированная вода, которая из бака (6), поступала в термо-массовый контроллер расхода жидкости LIQUI-FLOW L30 (5). Для обеспечения течения жидкости по контуру с помощью газового баллона (7) осуществлялось создание избыточного давления в баке с жидкостью (6). Стекающая пленка жидкости попадала в специальный водозаборник (9). Высокоскоростная видеокамера Optronic CR600x2 (10) регистрировала отраженный свет, проходящий через оранжевый светофильтр ОС-12 (550 нм), и располагалась под углом от 30 до 45° к вертикали. Весь экспериментальный стенд был накрыт светонепроницаемым кожухом для исключения шума от ламп накаливания и дневного света. Для освещения и получения фотографий стекающего ривулета жидкости применялась лампа (8). Полученные данные с видеокамеры записывались на компьютере (11) и в дальнейшем обрабатывались.

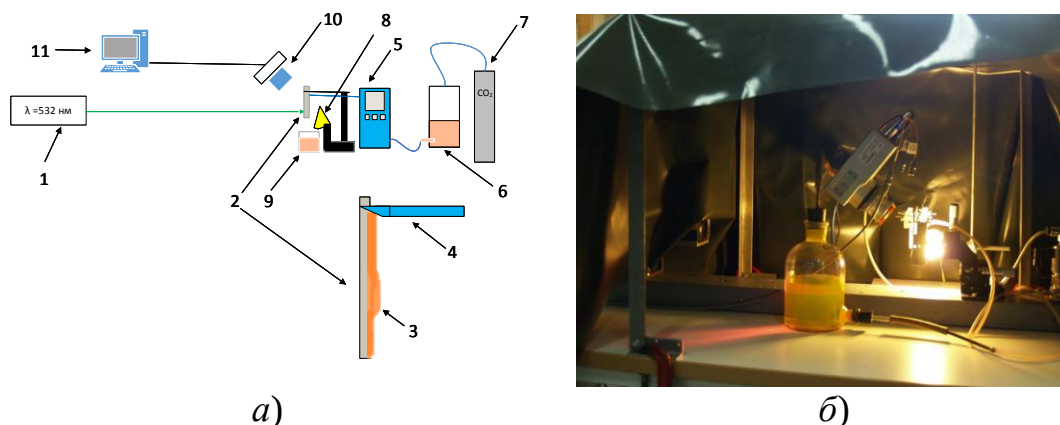


Рис. 1. Экспериментальный стенд для изучения толщины свободно стекающей пленки методом лазерно-индуцированной флюоресценции (LIF):

а) схема; б) фотография стенда

Экспериментальный стенд позволил провести калибровку интенсивности излученного света от толщины пленки ривулета. Калибровка проводилась для определения степени освещенности в зависимости от толщины жидкой пленки ривулета или от концентрации флуорофора. В качестве флуорофора использовался Родамин 6Ж, который разводился в пропорции от 1 до 3 мг красителя Родамина 6Ж на литр дистиллированной воды.

На рис. 2, а представлена фотография ривулета жидкости при освещении лампой накаливания и при освещении светом от лазерного ножа соответствен-

но. Овалом отмечена область, освещаемая лазерным ножом. Распределение интенсивности света вдоль горизонтальной оси (x - вдоль течения ривулета), и вертикальной оси (y), подчиняется распределению Гаусса, рис. 2, б. Для определения интенсивности света была написана программа, позволяющая определять интенсивность света вдоль горизонтальной и вертикальной линии на полученных фотографиях.

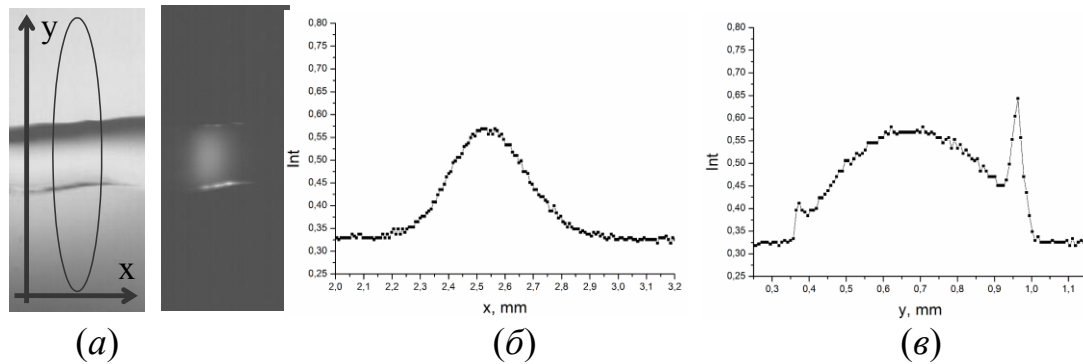


Рис. 2.

а) фотография ривулета жидкости; б) график зависимости интенсивности лазерного излучения от координаты x ; в) зависимость интенсивности от координаты y

Зная расход жидкости, можно определить толщину пленки ривулета согласно формуле из работы [4].

$$Q = \frac{2}{3} \frac{g}{\nu} \int_0^a h^3 dx, \quad (1)$$

где Q – расход жидкости, g – ускорение свободного падения, ν – кинематическая вязкость жидкости. Толщина пленки жидкости – h определяется как:

$$h = -a \cdot \operatorname{ctg}(\Theta) + \sqrt{a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2(\Theta) - x^2 + a^2}, \quad (2)$$

здесь a – полуширина ривулета, Θ – угол смачиваемости. При координате $x=0$, толщина пленки ривулета максимальна и равна:

$$h = H_{\max} = \frac{a \cdot (1 - \cos(\Theta))}{\sin(\Theta)}. \quad (3)$$

3. Результаты.

В результате проведенной работы были получены экспериментальные данные по динамике локальной толщины жидкости в газожидкостном течении в одиночном прямоугольном канале 0.72×1.50 мм. На рис. 3, а приведено распределение толщины пленки на широкой стороне канала 0.72×1.50 мм для режима течения с удлиненными газовыми снарядами. Приведенная скорость жидкости и газа составляла $J_{\text{liq}} = 0.083$ м/с и $J_{\text{gas}} = 0.22$ м/с соответственно.

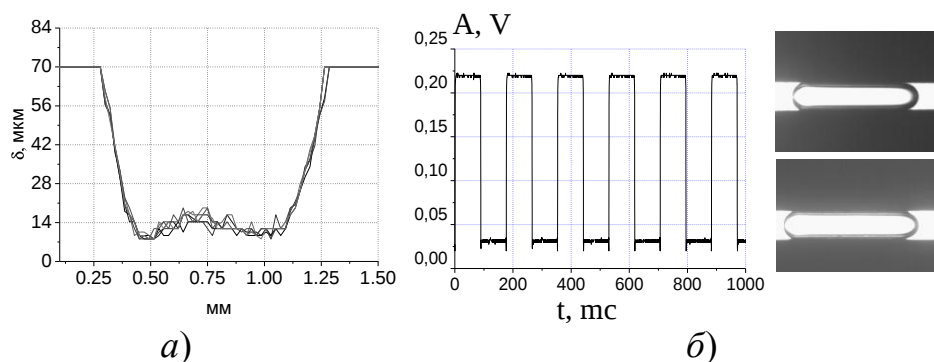


Рис. 3.

- а) толщина пленки для режима течения с вытянутыми снарядами;
 б) оптический сигнал с фотодиода и визуализация режима течения.

Из рис. 3, а видно, что волновое течение пленки слабо выражено, и в различные моменты времени толщина пленки меняется незначительно. На рис. 3, б представлен оптический сигнал с фотодиода, полученный методом двулучевого лазерного сканирования и визуализация режима течения с использованием высокоскоростной видеокамеры.

При увеличении приведенных скоростей получен переход к кольцевому режиму с крупными волнами. На рис. 4, а приведено распределение толщины пленки в канале, для приведенных скоростей жидкости и газа $J_{\text{liq}}=0.083$ м/с и $J_{\text{gas}}=6.03$ м/с. На рис. 4, б представлен оптический сигнал с фотодиода, полученный методом двулучевого лазерного сканирования и визуализация режима течения с использованием высокоскоростной видеокамеры.

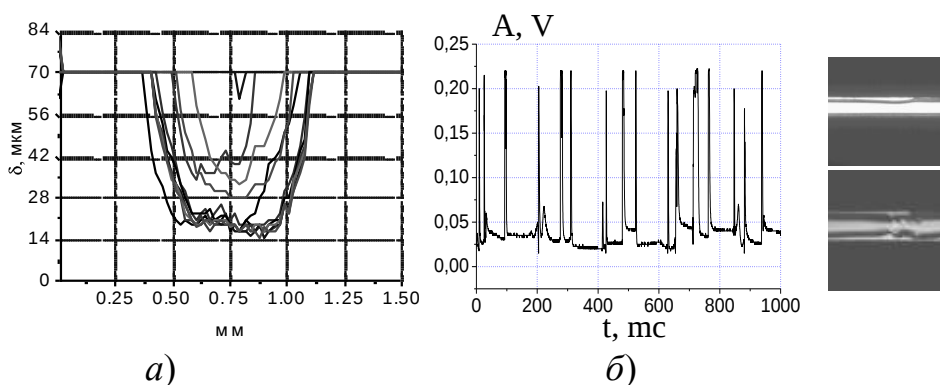


Рис. 4.

- а) толщина пленки для кольцевого режима течения;
 б) оптический сигнал с фотодиода и визуализация режима течения

4. Заключение.

В результате выполненных работ экспериментально получена структура газожидкостного течения в канале с гидравлическим диаметром порядка капиллярной постоянной. С помощью метода лазерно-индуцированной флуоресценции (LIF) установлена форма волн на поверхности пленки жидкости в зависимости от режима течения. Детально изучена структура течения с помощью двухлучевого лазерного сканирования и высокоскоростной видеосъемки течения. Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю. Измерение методом LIF температуры и концентрации радикала OH при горении водорода и этанола // Физика горения и взрыва. – 2004. – Т. 40, N 5. – С. 16–20.
2. Oddy M., Santiago J., Mikkelsen J. Electrokinetic instability micromixing // Analytical chemistry. – 2001. – Vol. 73. – P. 5822–5832.
3. Козулин И. А., Кузнецов В. В. Статистические характеристики двухфазного газожидкостного потока в вертикальном микроканале // Прикладная механика и техническая физика. – 2011. – Т. 52 (6). – С. 129–139.
4. Kuznetsov V. V., Vitovskii O. V., and Krasovskii V. A. An Experimental Investigation of Modes of Flow under Conditions of Evaporation of Liquid on a Vertical Heating Surface // Heat and Mass Transfer. -2007, -V. 45, No. 1, -P. 77–84.

© Г. В. Барткус, И. А. Козулин, В. В. Кузнецов, 2015

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МИКРОСИСТЕМАХ

Игорь Анатольевич Козулин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, тел. (923)182-08-97, e-mail: igornt@yandex.ru

Владимир Васильевич Кузнецов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, доктор физико-математических наук, заведующий отделом, тел. (383)330-71-21, e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

В работе изучалось применение метода отраженного лазерного излучения для идентификации начальной стадии контролируемого распада метастабильного состояния воды и спирта при импульсном нагреве жидкости на поверхности плоского нагревателя, покрытого субмикронным слоем карбида кремния. Данные по температуре зарождения вскипания показали, что очень высокие плотности теплового потока и высокие темпы роста температуры поверхности обеспечивают условия для начала фазового взрыва, свойства которого экспериментально изучены, включая историю покрытия поверхности паром, время нуклеации и времени жизни основного пузыря.

Ключевые слова: микроканал, капиллярная гидродинамика, оптические методы, метастабильное состояние, МЭМС технологии.

APPLICATION OF THE OPTICAL METHODS FOR STUDY OF THERMOPHYSICAL PROCESSES IN MICROSYSTEMS

Igor A. Kozulin

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Novosibirsk, Russia, 1 Akademika Lavrentjeva pr, Ph. D., tel. (923)182-0897, e-mail: igornt@yandex.ru

Vladimir V. Kuznetsov

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Novosibirsk, Russia, 1 Akademika Lavrentjeva pr, Dr. Sc., Head Laboratory of multiphase systems, tel. (383)330-71-21, e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

Using the optical method of reflected laser beam recording the initial stage of controlled disintegration of metastable water and alcohol under pulsed liquid heating on the surface of flat microheater coated by submicron silicon carbide layer was studied in this paper. The data on nucleation temperature showed that super high heat flux density and high rate of surface temperature growth provide for the conditions for phase explosion initiation and its properties were studied experimentally including surface coverage time history, the time of nucleation and lifetime of the main bubble.

Key words: microchannel, capillary hydrodynamics, optical methods, metastable state, MEMS technology.

1. Введение.

В связи с быстрым ростом высокотехнологичных приложений в различных областях промышленности, которые требуют передачи больших тепловых потоков в ограниченном пространстве и объеме, все большее внимание в мире уделяется разработке микрожидкостных систем. К таким системам относятся системы термостабилизации электронных и оптических устройств, топливные элементы, микроэлектромеханические системы (МЭМС). Ключевую роль в обосновании теплофизических процессов в микросистемах играют фундаментальные закономерности газожидкостных течений и взрывных фазовых превращений на микромасштабе. Обзор работ по исследованию структуры газожидкостного течения в микроканалах представлен в [1]. В ряде микросистем используют принцип управляемого распада микрообъемов метастабильной жидкости для быстрого изменения ее фазового состава [2]. Вскипание жидкости на плоских микронагревателях рассмотрено в [3].

В данной работе рассмотрено применение оптических методов диагностики для получения закономерностей капиллярной гидродинамики двухфазных газожидкостных течений в микроканалах и управляемого распада метастабильной жидкости при импульсном нагреве в неоднородном поле температур на поверхности плоского микронагревателя.

2. Оптические методы изучения капиллярной гидродинамики течений.

Схема экспериментальной установки для изучения двухфазного потока представлена на рис. 1. В экспериментальной установке сжатый газ (N_2) поступал из баллона (1) через цифровой контроллер расхода газа (3) в экспериментальный участок (5). В качестве газовой фазы использовался азот. Вода поступала из бака (2) через цифровой термо-массовый регулятор расхода жидкости, и далее в Т-образный смеситель микроканала. Размер прямоугольного микроканала 217×370 мкм, длина 300 мм. На выходе смесь откачивалась перистальтическим насосом (9) в открытый бак с водой. Для исследования режимов газожидкостного течения использовался метод двойного лазерного сканирования. В данном методе два лазера (7) располагались так, что лазерные лучи освещали короткую сторону прямоугольного канала с диаметром светового пятна порядка размера канала. Питание лазеров осуществлялось с помощью источника напряжения ТЕС-42 (8). Интенсивность прошедшего света измерялась с помощью фотодиодов (6), расположенных на противоположной стороне канала. Сигналы с фотодиодов обрабатывались на компьютере (11). С лицевой стороны канала, проводилась визуализация течения при помощи цифровой видеокамеры AOS X-Pri (10).

Режимы течения определялись как по визуализации течения с помощью скоростной видеокамеры, так и с помощью лазерного сканирования. Режим течения с удлиненными пузырями наблюдался в микроканале 217×370 мкм в диапазонах приведенных скоростей жидкости $J_{liq} = 0,035 \div 0,192$ м/с и газа $J_{gas} = 0,087 \div 0,668$ м/с. Сигнал с фотодиодов и визуализация течения для данного режима показана на рис. 2 (а) для приведенной скорости жидкости и газа

$J_{liq}=0.052$ м/с, $J_{gas}=0.083$ м/с и характеризуется периодичностью и стабильностью структуры течения.

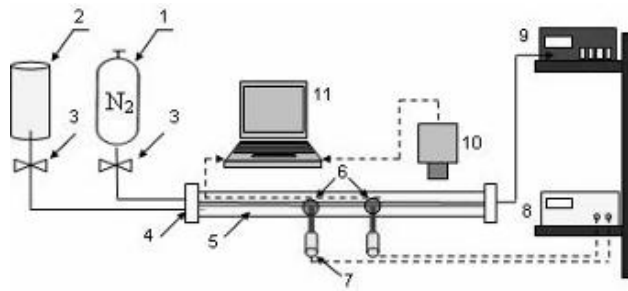


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для моделирования газо-жидкостного течения в микроканале

При увеличении скорости газа он переходит в переходное течение. Такое течение наблюдается в диапазоне приведенных скоростей жидкости $J_{liq}=0,035\div 0,088$ м/с и газа $J_{gas}=0,6\div 4,2$ м/с. В этом режиме наблюдается непериодическое течение удлиненных газовых пузырей. Газовые пузыри, движущиеся в микроканале, имеют разную длину, при этом более короткие снаряды газа могут догонять более медленные длинные и объединяться.

При увеличении приведенных скоростей жидкости и газа возникает псевдокольцевое течение с преимущественным течением жидкости в волновой пленке. Сигнал с фотодиодов и визуализация течения для данного режима показана на рис. 2, б для приведенной скорости жидкости и газа $J_{liq}=0.052$ м/с, $J_{gas}=4.152$ м/с.

Использование лазерного сканирования течения позволяет получить качественно новую информацию о статистических параметрах течения.

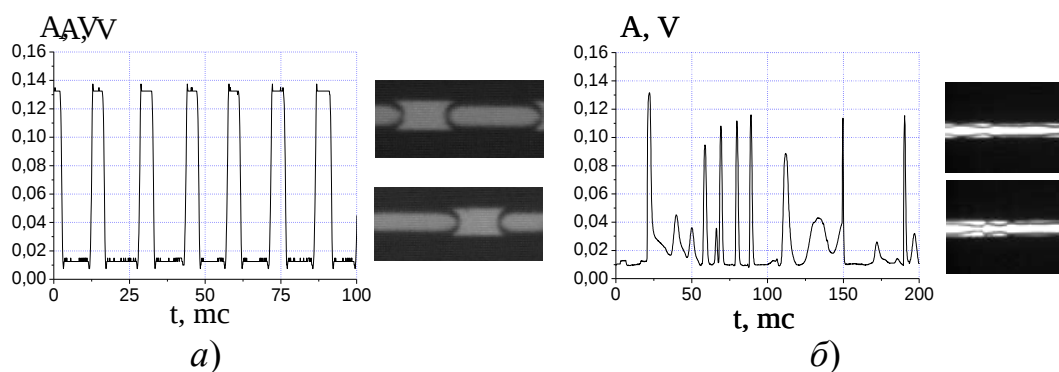


Рис. 2.

а) оптический сигнал с фотодиода и визуализация для снарядного периодического режима течения; б) оптический сигнал с фотодиода и визуализация течения для кольцевого режима течения

3. Оптические методы изучения фазового взрыва метастабильной жидкости при импульсном нагреве.

В качестве микронагревателя при исследовании фазового взрыва микрообъемов жидкости был использован многослойный тонкоплёночный резистор печатающей головки струйного принтера Hewlett Packard ThinkJet [4]. Резистор с размером $100 \times 110 \text{ мкм}^2$ представляет собой четырехслойную пленку, последовательно напыленную методом PECVD на плоской подложке из стекла. Микрочип с нагревателем погружался в кювету с рабочей жидкостью. Для изучения управляемого распада жидкости была разработана оптическая методика регистрации зародышеобразования, вскипания и динамики паровой полости, предложенная в [5]. Она основана на измерении интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от поверхности нагревателя.

На рис. 3, а приведен принцип оптического метода. Видно, что при возникновении микропузырьков интегральный коэффициент зеркального отражения начинает падать и сигнал с фотоприёмника дает динамику заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками. На рис. 3, б приведены фотографии вскипания этилового спирта на поверхности нагревателя спустя 0.85 мкс после нагрева. Пузырьковый распад имеет взрывной характер и происходит за время меньше 350 нс. На начальной стадии взрывного кипения пузырьки неравномерно распределены по поверхности нагревателя, их число мало, и в момент зарождения пузырьков наблюдается излучение расходящихся волн давления. По мере роста температуры нагревателя число пузырьков растет, и на заключительной стадии пузырькового распада поверхность нагревателя равномерно покрыта облаком пузырьков.

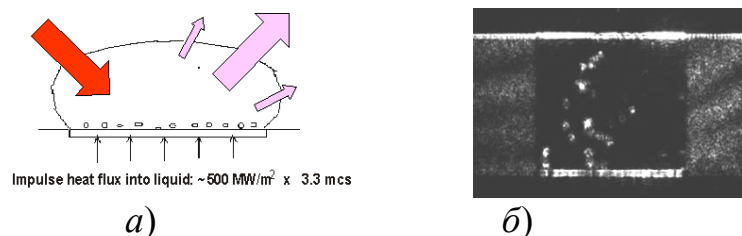


Рис. 3. Принцип метода изучения фазового взрыва метастабильной жидкости.
(б) – вскипание этанола при плотности теплового потока $q_{\text{eff}} = 1562.71 \text{ МВт/м}^2$,
 $dT/dt = 322.04 \text{ МК/с}$

На рис. 4 показана динамика заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками, при приведенной на единицу поверхности плотности тепловыделения $619,3 \text{ МВт/м}^2$. Приведенная плотность тепловыделения определена как полная выделяемая тепловая мощность, деленная на поверхность нагревателя. На рис. 4 показано развитие взрывного вскипания воды при приведенной плотности тепловыделения $618\text{--}619 \text{ МВт/м}^2$ для различных относительных времен нагрева τ_r . Время начала вскипания в этих опытах изменялось от 3.65 до 3.67 мкс. Взрывное вскипание жидкости характеризуется временем пузырько-

вого распада, временем жизни основного парового пузыря, получаемого при расширении паровой пленки, и временем жизни пузыря-сателлита, образующегося после схлопывания основного парового пузыря. Все эти стадии хорошо видны на рис. 4.

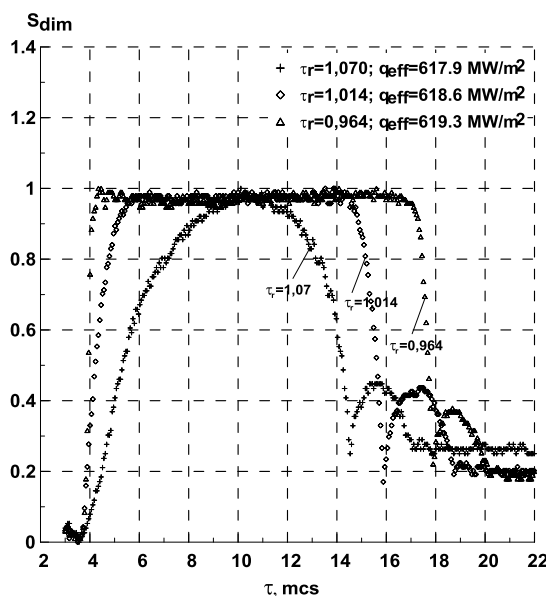


Рис. 4. Зависимость интенсивности отраженного света от времени для различных времен нагрева при приведенной плотности тепловыделения 618-619 МВт/м²

4. Заключение.

Представленные в статье оптические методы диагностики капиллярной гидродинамики и теплофизических процессов в микросистемах соответствуют мировому уровню, что обусловлено современным приборным оснащением экспериментальной базы. При исследовании газожидкостных течений в микроканалах двулучевой метод исследования структуры течения позволяет получить статистические характеристики течения на микромасштабе, что невозможно достигнуть другими методами. Применение оптического метода, основанного на изменении интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от поверхности микронагревателя, при появлении паровых пузырьков, показало, что данный метод имеет высокую чувствительность и позволяет изучить динамику начальной стадии взрывного кипения метастабильной жидкости. Полученные данные по динамике заполнения поверхности нагревателя паровой фазой, времени жизни основного парового пузыря и пузыря-сателлита и температуры начала кипения показывают, что сверхвысокие плотности теплового потока обеспечили переход к фазовому взрыву жидкости, длительность которого не превышает 350 нс.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 15-08-07506-а и гранта Новосибирского государственного университета (Novosibirsk State University).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Choi C.W., Yu D.I., Kim M.H. Adiabatic two-phase flow in rectangular micro-channels with different aspect ratios: part 1 – flow pattern, pressure drop and void fraction // Int. J. of Heat and Mass Trans. – 2011. – Vol. 54. – P. 616-624.
2. Allen R.R., Meyer J.D. and Knight W.R. Thermodynamics and Hydrodynamics of Thermal Ink Jets // Hewlett-Packard J. – 1985. - Vol. 36. - P. 21-27.
3. Zhao Z., Glod S. and Poulikakos D. Pressure and Power Generation during Explosive Vaporization on a Thin-Film Microheater // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2000. - Vol. 43. - P. 281-296.
4. Bhaskar E.V. and Aden J.S. Development of the thin-film structure for the ThinkJet print-head // Hewlett-Packard Journal. – 1985. - Vol. 36. - N5. - P. 27-33.
5. Kuznetsov V.V., Vasserman E.S. Explosive vaporization dynamics on a flat microheater // Proc. 3-rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. – 2004. – Pisa. - Paper ven 04.

© И. А. Козулин, В. В. Кузнецов, 2015

ЗАЖИГАНИЕ ВОЛН ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА НАГРЕТЫМ УЧАСТКОМ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

Евгений Витальевич Манжос

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, ведущий инженер, тел. (383)333-22-96, e-mail: eugen.manzhos@kinetics.nsc.ru

Наталья Александровна Какуткина

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ученый секретарь, тел. (383)333-22-96, e-mail: kktk@kinetics.nsc.ru

Алексей Анатольевич Коржавин

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, доктор технических наук, доцент, заведующий лабораторией физики и химии горения газов, тел. (383)333-22-96, e-mail: korzh@kinetics.nsc.ru

Александр Дмитриевич Рычков

Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 6, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник

Александр Васильевич Вьюн

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат технических наук, доцент

Проведено численное моделирование зажигания волны фильтрационного горения газа нагретым участком пористой среды. Получены зависимости минимально необходимой температуры нагретого участка пористой среды для зажигания волны от следующих параметров: скорости течения газовой смеси, размеров нагретого участка пористой среды, ее эффективной теплопроводности, а также от диаметра зерен пористой среды. Описаны стадии формирования волны фильтрационного горения газа.

Ключевые слова: фильтрационное горение, горение газа, зажигание.

IGNITION OF FILTRATION COMBUSTION WAVES WITH HEATED PORTION OF POROUS MEDIUM

Evgeny V. Manzhos

Institute of Chemical Kinetics & Combustion, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, principal engineer, tel. (383)333-22-96, e-mail: eugen.manzhos@kinetics.nsc.ru

Nataliya A. Kakutkina

Institute of Chemical Kinetics & Combustion, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, Dr. of Sci., academic secretary, tel. (383)333-22-96, e-mail: kktk@kinetics.nsc.ru

Alexei A. Korzhavin

Institute of Chemical Kinetics & Combustion, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, Dr. of Sci., head of laboratory of gas combustion chemistry and physics, tel. (383)333-22-96, e-mail: korzh@kinetics.nsc.ru

Alexander D. Rychkov

Institute of Computational Technologies, 630090, Russia, Novosibirsk, 6 Akademika Lavrentjev av., Dr of Sci, Professor, Chief Researcher

Alexandr V. V'yun

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Ph. D., docent

The numerical simulation of ignition of waves of filtration gas combustion with heated portion of the porous medium was carried out. The dependencies of minimum required temperature of the heated portion of the porous medium to ignite the wave on the next parameters: gas mixture flow rate, the size of the heated portion of the porous medium, its effective thermal conductivity, as well as the grain diameter of the porous medium were obtained. The stages of formation of filtration gas combustion wave are described.

Key words: filtration combustion, gas combustion, ignition.

Процесс фильтрационного горения газа (ФГГ) – это процесс гетерогенного горения при активном взаимодействии двух фаз: твердой пористой среды и реагирующей газовой смеси. Он имеет важное научное и практическое значение. Как пример, процесс внутренней рекуперации тепла, возникающий при ФГГ, позволяет сжигать низкоэнергетические топливные смеси, которые не горят при традиционном сжигании [1].

В настоящее время достаточно хорошо изучены стационарные волны ФГГ. Установлены закономерности стационарных режимов горения, изучены тепловые структуры и механизмы распространения волн горения в разных режимах [1, 2]. Установлены параметрические зависимости скорости горения, температуры газовой и конденсированной фаз, рассмотрена природа пределов горения, разработаны математические модели ФГГ различных уровней сложности [1, 3], изучены химические аспекты ФГГ [4].

Значительно хуже исследованы нестационарные процессы фильтрационного горения газа, включающие зажигание, гашение волн ФГГ, распространение в нестационарных параметрических условиях.

Целью настоящей работы является описание закономерностей формирования волны ФГГ в пористых средах нагретым участком пористой среды и установление предельных условий возникновения волны ФГГ в зависимости от характеристик газовой смеси и пористой среды.

Метод решения.

Математическая модель процесса ФГГ предложена в работе [1]. Модель включает уравнения переноса тепла по газу, пористой среде, уравнение переноса массы недостающего компонента газовой смеси, сохранения полного количества вещества в потоке и уравнение газового состояния.

Для изучения закономерностей формирования волны ФГГ и установления предельных условий ее возникновения использовался метод численного моделирования, поскольку данный метод позволяет оперативно отслеживать любые изменения характеристик и структуры волн горения при их многообразии [5].

На рис. 1 представлена схема моделируемой системы. Имеется труба диаметром D с участком пористой среды общей длиной L , с размещенным в ней нагретым участком той же пористой среды длиной l . Газ подается слева, проходит через пористую среду и зажигается, формируя волну ФГГ.

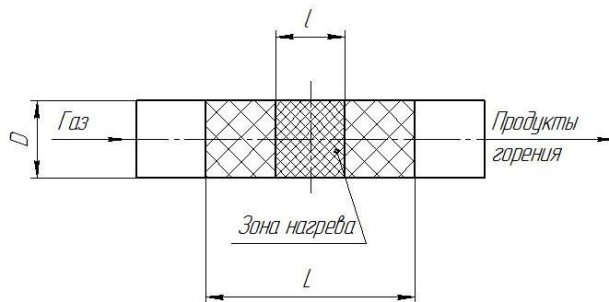


Рис. 1. Схема моделируемой системы

При моделировании процессов ФГГ приняты следующие параметры для газовой смеси: теплоемкость $C_p = 1 \cdot 10^3$ Дж/кг·К, коэффициент теплопроводности $\lambda_g = 0.1$ Вт/м·К, адиабатическая температура горения смеси $T = 2320$ К. Моделирование проводилось для случая адиабатического горения – отсутствия теплообмена с окружающей средой.

Характеристики пористой среды приняты следующими: теплоемкость $c_s = 800$ Дж/(кг·К), плотность $\rho_s = 3900$ кг/м³, теплопроводность $\lambda_s = 2$ Вт/м·К, пористость $\varepsilon_g = 0.5$; диаметр зерна d_s от 3.7 мм. Длина участка с пористой средой принята равной $L = 200$ мм и диаметр моделируемой трубы $D = 50$ мм.

Параметрами, предположительно влияющими на минимально необходимую для зажигания волны ФГГ температуру нагретого участка пористой среды T_{ign} (в дальнейшем – температуру зажигания) при одних и тех же параметрах газовой смеси выбраны следующие:

- длина нагретого участка пористой среды;
- скорость подачи газовой смеси u ;
- коэффициент эффективной теплопроводности пористой среды λ_{eff} , учитывающий влияние теплопроводности пористой среды и течение газовой смеси в ней;
- диаметр зерна пористой среды.

В начальный момент времени задавался нагретый до температуры T_{ign} участок пористой среды длиной l , расположенный симметрично от краев, возможность зажигания которым исследовалась численно.

Результаты моделирования. Зависимость температуры зажигания от длины нагретого участка.

На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости температуры зажигания от длины нагретого участка при различных скоростях подачи газовой смеси u . В результате численного моделирования видно, что температура зажи-

гания в определенных пределах слабо зависит от длины нагретого участка при постоянной скорости подачи газовой смеси. При расчетах длина нагретого участка изменялась от 10 до 120 мм, необходимая температура нагретого участка пористой среды при этом изменялась от 1231K до 1053K при скорости подачи газовой смеси 0.2 м/с и от 1526K до 1185K при скорости подачи газовой смеси 3 м/с.

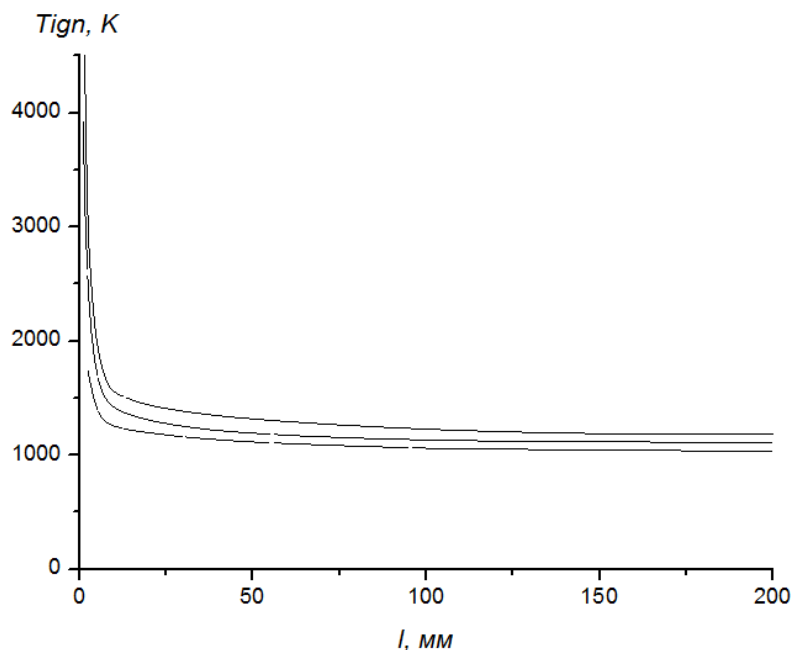


Рис. 2. Зависимость температуры зажигания T_{ign} от длины нагретого участка l . Скорости подачи газовой смеси: 1 - 0.2 м/с; 2 - 1 м/с; 3 - 3 м/с

Зависимость температуры зажигания от эффективной теплопроводности пористой среды.

Здесь рассматривается эффективная теплопроводность вещества пористой среды λ_{eff} , учитывающая течение газовой смеси и собственную теплопроводность материала ПС. В расчетах λ_{eff} изменялась от 0,1 Вт/(м·К) до 10 Вт/(м·К). Результаты расчетов показаны на рис. 3. Рис. 3 показывает, что не происходит существенного изменения температуры зажигания газовой смеси в диапазоне изменения эффективной теплопроводности пористой среды от 1 Вт/(м·К) до 10 Вт/(м·К). При этом, влияние на температуру зажигания оказывают скорость подачи газовой смеси (с ростом скорости подачи газовой смеси растет температура зажигания) и длина нагретого участка пористой среды (с ростом длины нагретого участка пористой среды температура зажигания снижается).

Зависимость температуры зажигания от диаметра зерна пористой среды.

Результаты расчета для трех скоростей подачи газа представлены на рис. 4. Расчеты показали, что преобладает тенденция роста минимально необходимой температуры зажигания при увеличении диаметра зерна пористой среды.

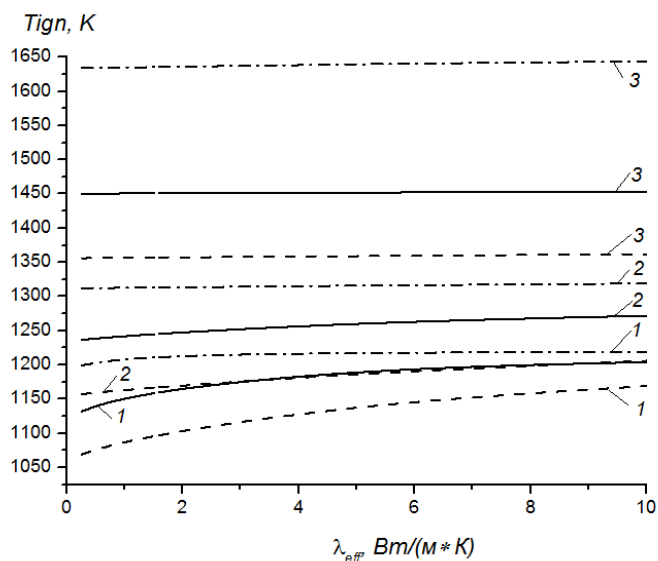


Рис. 3. Зависимость температуры зажигания T_{ign} от эффективной теплопроводности пористой среды λ_{eff} .

Скорости подачи газовой смеси: 1 - 0.2 м/с; 2 – 1 м/с; 3 – 10 м/с.

Штрихпунктирные линии – ширина зоны нагретой пористой среды $l = 15$ мм;

сплошные линии – ширина зоны нагретой пористой среды $l = 30$ мм;

пунктирные линии – ширина зоны нагретой пористой среды $l = 60$ мм.

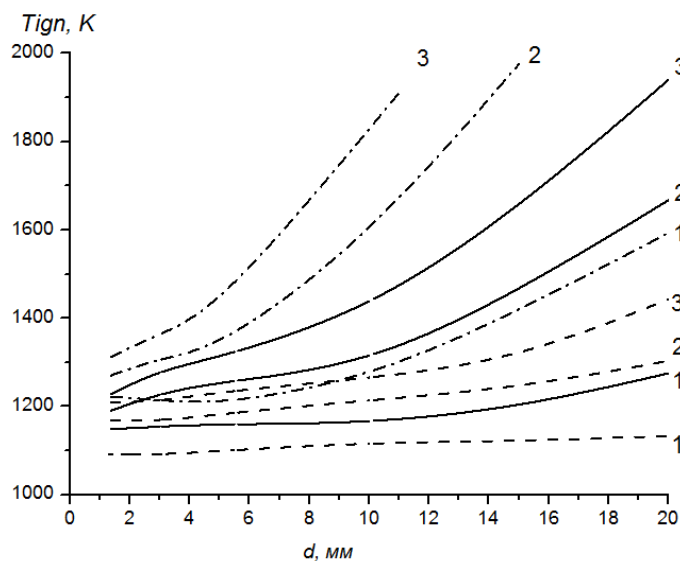


Рис. 4. Зависимость необходимой температуры нагретого участка пористой среды T_{ign} от диаметра зерна пористой среды d .

Скорости подачи газовой смеси: 1 - 0.2 м/с; 2 – 1 м/с; 3 – 2 м/с.

Штрихпунктирные линии – ширина зоны нагретой пористой среды $l = 15$ мм;

сплошные линии – ширина зоны нагретой пористой среды $l = 30$ мм;

пунктирные линии – ширина зоны нагретой пористой среды $l = 60$ мм.

Структура волны горения при зажигании волны ФГГ.

При моделировании этапы зажигания и распространения волны ФГГ были аналогичны для различных скоростей подачи газовой смеси и длин нагретого участка пористой среды. Для описания структуры волны горения выполнено моделирование при длине нагретого участка пористой среды, равной 30 мм, скорости подачи газовой смеси $u = 0.2$ м/с и температуре нагретого участка пористой среды $T_s = 1273$ К.

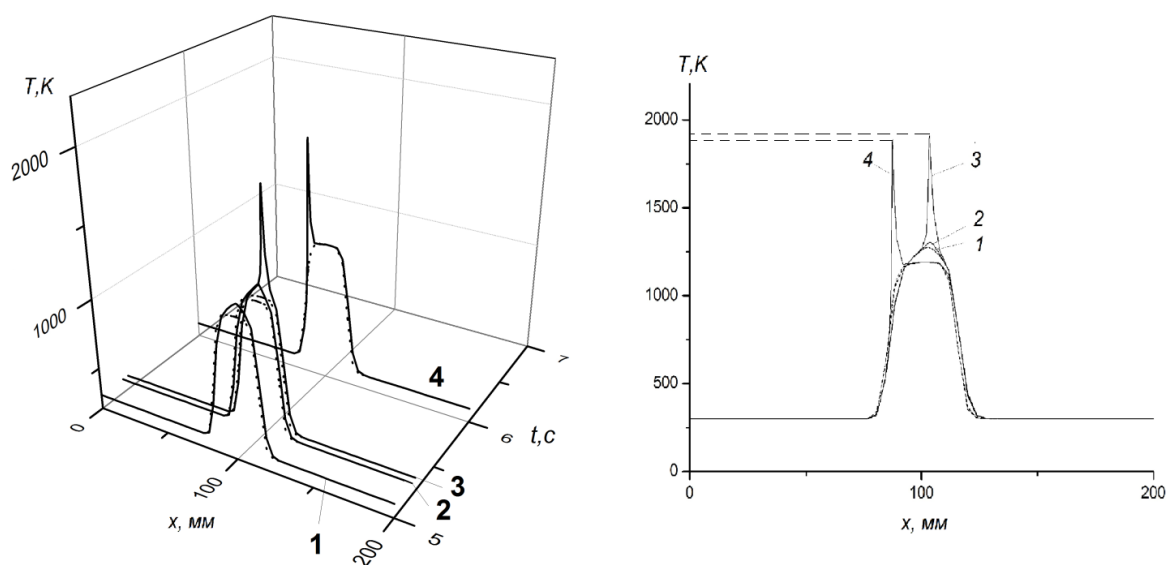


Рис. 5. Формирование волны ФГГ

Изменение температурных профилей газа (сплошные линии) и пористой среды (прерывистые линии) в процессе зажигания волны ФГГ. Время от начала подачи газовой смеси: 1 – 5 с; 2 – 5.2 с; 3 – 5.25 с; 4 – 6.0 с.

Рассмотрим процесс зажигания волны ФГГ. На рис. 5 показаны графики температуры пористой среды (прерывистые линии) и температуры газовой смеси (сплошные линии) в осях X , T и t где X – координата по длине пористой среды, T – температура, t – время процесса. На том же рисунке справа дана проекция кривых 1, 2, 3, 4 в осях X , T . На рис. 5 видно изменение температуры газовой смеси (кривые 1, 2), зажигание газовой смеси (кривые 3) и движение сформировавшейся волны ФГГ (кривые 4). Волна ФГГ движется влево, навстречу поступающей горючей газовой смеси, поскольку скорость горения газа превышает скорость подачи свежей газовой смеси. Сначала происходит прогрев по-

ступающего горючего газа горячей пористой средой (кривые 1). Далее происходит дальнейшее повышение температуры (кривые 2) за счет начинающейся реакции горения, на которую указывает снижение концентрации горючего вещества в исходной газовой смеси. При достаточно прогретой пористой среде (кривые 3) и достаточной скорости тепловыделения от химической реакции происходит зажигание газовой смеси. Критерием зажигания газовой смеси является резкий рост ее температуры, после чего происходит быстрое (менее 1 с) смещение максимума температуры газовой смеси вдоль прогретого участка среды к холодной области слева (кривая 4). Во время прохождения волны горения газа по нагретому участку и подхода ее к холодным областям пористой среды происходит уменьшение температуры горения, что показано на проекции в осях X , T , размещенной на рис. 5. В этой проекции показана прерывистыми линиями разница по оси температур между кривыми 3 и 4. Далее в холодных областях пористой среды идет стабильное горение в волне ФГГ и ее дальнейшее смещение влево со скоростью движения волны горения.

Выводы.

1. Проведено математическое моделирование нестационарного процесса фильтрационного горения – зажигания волн ФГГ нагретым участком пористой среды.

2. Получены зависимости необходимой для зажигания волны ФГГ температуры нагретого участка пористой среды от его ширины, от скорости потока газовой смеси, от эффективной теплопроводности пористой среды и от диаметра зерна пористой среды.

3. Описан процесс зажигания нагретым участком пористой среды волны ФГГ в пористой среде и особенности движения волны ФГГ по пористой среде.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. Фильтрационное горение газа // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / Ю. Ш. Матрос. – Новосибирск: «Наука», 1988.
2. Babkin V.S. Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // Pure and Applied Chemistry. 1993. V. 65. No. 2. P.335–344.
3. Доброго К. В., Жданок С. А. Физика фильтрационного горения газов. Минск: Национальная Академия наук Беларуси. Институт тепло-массообмена им. Лыкова А. В., 2002.
4. Футько С. И., Жданок С. А. Химия фильтрационного горения газов. Минск: Беларуская навука, 2004.
5. Какуткина Н. А., Рычков А. Д. Моделирование нестационарных процессов фильтрационного горения газа // Физика горения и взрыва. 2010. – Т. 46. – № 3. С. 44–51.
6. Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем: Гидравлические и тепловые основы работы. – Л.: Химия, 1979.
7. Щетинков Е. С. Физика горения газов. – М.: Наука, 1965.

© Е. В. Манжос, Н. А. Какуткина, А. А. Коржавин, А. Д. Рычков, А. В. Вьюн, 2015

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ НАД ЖИДКИМ ТОПЛИВОМ В МИНИ-КАНАЛАХ

Валерий Владимирович Замашчиков

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, тел. (383)333-22-96, e-mail: albor@kinetics.nsc.ru

Алексей Анатольевич Коржавин

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, доктор технических наук, доцент, заведующий лабораторией физики и химии горения газов, тел. (383)333-22-96, e-mail: korzh@kinetics.nsc.ru

Евгений Анатольевич Чиннов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, тел. (383)316-51-37, e-mail: chinnov@itp.nsc.ru

Исследовано влияние высоты канала, расхода и состава окислителя на скорость пламени, распространяющегося вдоль поверхности жидкого н-бутанола в узком прямоугольном канале при комнатной температуре. В качестве окислителя использовался воздух, обогащенный добавками кислорода. Скорость пламени возрастает с увеличением концентрации кислорода до значений близких к нормальной скорости, соответствующей гомогенной стехиометрической газовой смеси.

Ключевые слова: горение жидкости, диффузионное горение, узкие каналы.

FLAME SPREAD OVER LIQUID FUEL IN MINICHANNELS

Valery V. Zamashchikov

Institute of chemical kinetics and combustion SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, Dr. Sci., tel. (383)333-22-96, e-mail: albor@kinetics.nsc.ru

Alexei A. Korzhavin

Institute of chemical kinetics and combustion SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, Dr. Sci., head of laboratory of gas combustion chemistry and physics, tel. (383)333-22-96, e-mail: korzh@kinetics.nsc.ru

Eugeny A. Chinnov

Institute of Thermophysics SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, pr. Akademika Lavrentjeva, 1, Dr. Sci., tel. (383)3165137, e-mail: chinnov@itp.nsc.ru

Effect of the channel height, rate and composition of the oxidizer on the rate of flame that spreads along liquid n-butanol surface in narrow rectangular channel at room temperature. As an oxidizer there used air enriched with oxygen. Flame rate increases with increase in oxygen concentration up to the values of laminar burning of corresponding homogeneous stoichiometric gas mixture.

Key words: combustion of liquid, diffusion combustion, narrow channels.

Над поверхностью жидкого топлива, пары которого не способны гореть при их перемешивании с воздухом, может распространяться пламя. Механизм распространения пламени, согласно [1], заключается в прогреве продуктами горения жидкости и передаче по ней тепла в направлении, в котором движется волна горения. Это приводит к увеличению давления паров жидкости перед зоной химического превращения. Принято считать [1], что конвективная теплопередача по жидкости осуществляется благодаря градиенту коэффициента поверхностного натяжения. В работах [1-3] исследовалось распространение пламени в условиях большого свободного пространства над жидкостью. Однако, если размеры установки уменьшать, то возникает ряд особенностей. Прежде всего, уменьшение размеров реактора приводит к увеличению отношения площади стенок к его объему, что обуславливает более высокую интенсивность теплообмена в микросистемах. В связи с этим возникают проблемы, связанные с тем, что существует критический размер h_{cr} . В системах с характерным размером меньше h_{cr} пламя неспособно распространяться. Для углеводородо-воздушных смесей критический размер щели порядка 2 мм [4, 5]. Распространение пламени в таких условиях исследовалось в [6]. Показано, что скорость пламени зависит от скорости набегающего окислителя, размера реактора, начальной температуры и других параметров. Цель настоящей работы - исследовать особенности диффузионного горения пленки топлива при встречном по отношению к направлению распространения пламени потоке окислителя в условиях узкого плоского канала, высота которого близка к критическому. Особое внимание, при этом, уделено влиянию состава окислительной смеси на скорость пламени. В качестве горючей жидкости был выбран н-бутанол, а в качестве окислителя – воздух с добавками кислорода.

Эксперименты проводились в канале, высота которого была на порядок меньше его ширины. Это было сделано для того, чтобы по возможности создать двумерную структуру течения потоков и фронта пламени. Рабочий участок установки состоит из двух параллельных кварцевых пластин, расстояние между которыми (высота канала) h задается двумя металлическими прокладками толщиной 1.0 и 0.5 мм. В нижней пластине под углом около 11° к ее поверхности сделано плоское сопло толщиной около 150 мкм, через которое в пространство между пластинами подается жидкость. Размеры канала: длина – 270 мм, ширина – 42 мм, высота определялась толщиной металлических прокладок. Установку можно наклонять в двух плоскостях. При проведении экспериментов наклон плоскости канала к горизонту в направлении течения устанавливался равным $1.3^\circ \pm 0.3^\circ$.

Жидкость с помощью высокоточного перистальтического насоса подавалась в канал через плоское сопло. Расход жидкости в данной серии экспериментов изменялся от 0.0140 ± 0.0001 мл/с.

Окислительная газовая смесь подавалась в одной стороны канала, а вторая сторона канала была открыта. Окислительная смесь готовилась в смесителе высокого давления по парциальным давлениям. Готовая смесь подавалась в канал через регулятор расхода El-Flow фирмы Bronkhorst. Точность приготовления

смеси – 5%. Регистрация процесса горения осуществлялась сверху в области между вводом жидкости и открытым концом канала цифровыми видео и фотокамерами.

Поджиг осуществлялся открытым пламенем на выходе из канала. После инициирования горения измерялась зависимость координаты фронта пламени от времени. По наклону этой зависимости определялась скорость пламени (либо определялась средняя скорость в случае неравномерного распространения пламени). Точность измерения скорости – 5 %.

Опыты показали, что в этих каналах без подачи газа при небольших расходах жидкости жидкость течет только вдоль боковых стенок, при увеличении расхода она течет, перекрывая весь канал. Если после того как жидкость перекроет весь канал подавать газ, наблюдается сложное течение жидкости: жидкость течет и вдоль боковых стенок и вдоль нижней поверхности, причем течение нестационарное. Толщина пленки жидкости, текущей по нижней поверхности, измерялась по рассеянию света лазера с длиной волны 532 нм. Для этого в н-бутанол добавлялся родамин 6ж. Пленка имела неодинаковую толщину в разных точках нижней поверхности, и ее значение составляло порядка 100 мкм.

Первые эксперименты показали, что если в качестве окислителя использовать воздух, то пламя заходит в канал и гаснет. Для того чтобы пламя не гасло, в воздух добавлялся кислород. Чем меньше высота канала, тем больше необходимо было добавлять кислорода для того, чтобы пламя могло распространяться по каналу.

Характер распространения пламени зависел от содержания кислорода в окислительной смеси. При фиксированной высоте канала с увеличением доли кислорода в окислительной смеси изменялась поверхность фронта пламени, и возрастала средняя скорость пламени. При небольших скоростях пламя, как правило, распространяется, слегка забегая на каких-то участках вперед, затем отстающие участки его догоняют. Перед фронтом горения по жидкости движется волна шириной около 2 см.

Влияние скорости газа на пламя заключалось в том, что с уменьшением расхода окислителя длина пламени уменьшается, его яркость становится меньше, оно становится более плоским, а при уменьшении расхода жидкости (толщины пленки) оно часто становится несимметричным. При прочих равных условиях пламя короче в канале меньшей высоты.

С увеличением доли кислорода в окислительной смеси скорость пламени возрастает, фронт пламени искривляется. В случае, когда окислителем является чистый кислород, в канале высотой 1 мм средняя скорость распространения пламени становится сравнимой со скоростью распространения пламени в гомогенной стехиометрической углеводородо-кислородной смеси (3 м/с). Причем пламя распространяется с пульсациями, так что скорость достигает значений порядка 7 м/с, т. е. больших, чем нормальная скорость гомогенного газового пламени.

Зависимости скорости пламени от скорости газа в каналах высотой 1 и 0.5 мм при разном содержании кислорода в смеси показаны на рис. 1. На рис. 1

видно, что при добавках до 60 % кислорода в смеси зависимости скорости пламени от средней скорости газа схожи с полученными в более высоких каналах [6]. Однако для чистого кислорода эта зависимость изменяется на противоположную. Если сравнивать среднюю скорость распространения пламени в потоке кислорода в канале высотой 1 и 0.5 мм, то видно, что не только скорость уменьшается при уменьшении высоты канала, но также изменяется тренд этой зависимости.

Оценки показали, что для небольших скоростей пламени толщина слоя жидкости была порядка характерных толщин теплового и гидродинамического слоев, поэтому высота жидкости могла оказывать влияние на процесс распространения пламени. Однако отметим, что при этом жидкость не испаряется полностью после прохода пламени, так как в опытах пламя способно несколько раз пробегать над пленкой.

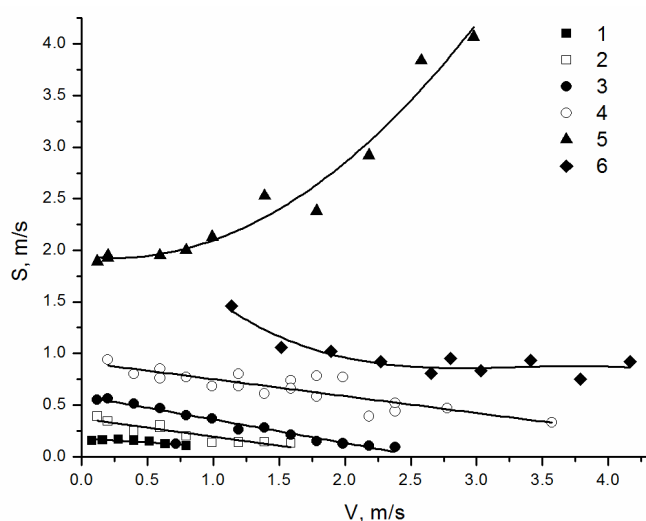


Рис. 1. Зависимость средней скорости пламени от средней скорости газа при различных добавках кислорода и высотах канала. Высота канала 1.0 мм (1-5), 0.5 мм – 6. Добавка кислорода в воздух: 1 - 24%, 2 - 30%, 3 - 40%, 4 - 60%, 5 – 6 чистый кислород

Ранее [1-3, 6] при исследовании горения жидкости были получены скорости распространения пламени порядка нескольких сантиметров в секунду. В данной работе получены скорости во много раз больше, сравнимые со скоростями распространения пламени в гомогенных углеводородо-кислородных смесях. В связи с этим можно было предположить, что нижний концентрационный предел для н-бутанола зависит от соотношения азота к кислороду, т. е. в кислороде нижний предел ниже, чем в воздухе и в канале образуется предварительно перемешанная горючая смесь. Для проверки этой гипотезы в бомбе постоянного объема нагревался н-бутанол до температур, при которых проводились эксперименты и выше, и определялось, способна ли гореть полученная при пере-

мешивании с воздухом смесь. Опыты показали, что при тех температурах, при которых проводились эксперименты, концентрация насыщенных паров н-бутанола недостаточна для образования горючей смеси.

В связи с этим непонятен механизм распространения пламени над жидкостью при больших скоростях. Принято считать [1], что основным механизмом передачи тепла по жидкости является термокапиллярный. Для распространения пламени с такой большой скоростью необходимо, чтобы нагретая жидкость перемещалась в область перед фронтом пламени с такой же большой скоростью. Сделанные оценки градиента температур, который должен возникнуть для того, чтобы обеспечить такую большую скорость, показали, что этот механизм передачи тепла по жидкости вряд ли реализуется. Поэтому вопрос о механизме распространения пламени в кислородных смесях остается открытым.

Выводы.

1. Проведено экспериментальное исследование распространения пламени навстречу потоку окислителя над тонкими пленками жидкого топлива с давлением паров ниже бедного предела в узком плоском канале.

2. Показано, что скорости распространения пламени могут быть большими, сравнимыми с нормальной скоростью распространения пламени в стехиометрической гомогенной газовой смеси.

3. Скорость пламени зависит от скорости окислителя, в зависимости от содержания кислорода она может, как увеличиваться, так и уменьшаться с ростом скорости окислителя.

4. Вопрос о механизме распространения пламени с высокой скоростью в кислородных смесях остается открытым.

Работа частично поддерживалась по междисциплинарному проекту № 116 Сибирского отделения РАН, 2014, и гранту РФФИ № 13-08-00480.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ross Howard D., Miller Fletcher J. Detailed Experiments of flame spread across deep butanol pools // Proceedings of the Combustion Institute. – 1996. – Vol. 26. P. 1327–1334.
2. Ross Howard D and Miller Fletcher J. Flame spread across liquid pools with very low-speed opposed or concurrent airflow // Proceedings of the Combustion Institute. – 1998. – Vol. 27. P. 2723–2729.
3. Schiller D.N., Sirignano W.A. Opposed-flow flame spread across n-propanol pools // Proceedings of the Combustion Institute. – 1996, Vol. 26. P. 1319–1325.
4. Розловский А.И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. -М.: Химия, 1980. -376 с.
5. Основы горения углеводородных топлив. Пер. с англ. Под ред. Хитрина Л.Н. и Попова В.А.. Из-во «Иностранной литературы», М., 1960.
6. Замашников В.В., Коржавин А.А., Чиннов Е.А. Горение н-бутанола в плоском миниканале // Теплофизика и аэромеханика. – 2014.- Т. 21, № 3. – С. 415-418.

© В. В. Замашников, А. А. Коржавин, Е. А. Чиннов, 2015

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В СОСУДЕ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННОМ ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

Ярослав Владимирович Козлов

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, ведущий инженер, тел. (383)333-22-96, e-mail: yaroslav@kinetics.nsc.ru

Алексей Анатольевич Коржавин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, доктор технических наук, доцент, заведующий лабораторией физики и химии горения газов, тел. (383)333-22-96, e-mail: korzh@kinetics.nsc.ru

Павел Кондратьевич Сеначин

Алтайский государственный технический университет им. И. И. Ползунова, 656038, Россия, г. Барнаул, пр. Ленина, 46, доктор технических наук, тел. (3852)29-87-22, e-mail: senachinpk@mail.ru

Проведено исследование процессов горения в закрытом сосуде, частично заполненном пористой средой. Изучено влияние незаполненного объёма на основные характеристики горения: давление взрыва и пределы распространения.

Ключевые слова: горение, взрыв, пористая среда, закрытый сосуд.

FLAME PROPAGATION IN CLOSED VESSEL PARTIALLY FILLED WITH POROUS MEDIUM

Yaroslav V. Kozlov

Institute Chemical Kinetics and Combustion SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, leading engineer, tel. (383)333-22-96, e-mail: yaroslav@kinetics.nsc.ru

Aleksey A. Korzhavin

Institute Chemical Kinetics and Combustion SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, 3 Institutskaya, Dr.Sci, head laboratory PCCG, tel. (383)333-22-96, e-mail: korzh@kinetics.nsc.ru

Pavel K. Senachin

Polzunov Altai State Technical University, 656038, Russia, Barnaul, 46 Lenin Ave., Dr. Sci, professor, tel. (3852)29-87-22, e-mail: senachinpk@mail.ru

The study of combustion processes in closed vessel partially filled with porous medium was carried out. The influence of the unfilled volume on the main characteristics of combustion such as explosion pressure and flammability limits was investigated.

Key words: combustion, explosion, porous medium, closed vessel.

С точки зрения проблем пожаровзрывобезопасности интересны два режима горения в пористых средах: режим низких скоростей (РНС) с характерными скоростями распространения волн горения порядка 10^{-4} м/с. Этот режим может осуществляться в пористой среде, с диаметром канала ниже критического и при

наличии сильного теплового взаимодействия. Режим высоких скоростей (РВС) это режим с характерными скоростями распространения пламени $0.4 \div 10$ м/с. Этот режим может реализовываться в условиях постоянного объема в пористой среде, с диаметром канала выше критического [1, 2]. Пористые среды, в которых могут быть реализованы РНС, используются в качестве огнепреградителей [3, 4].

Взрывозащита закрытых объемов возможна в режимах высоких скоростей [5-7] в полностью заполненном пористой средой сосуде. Интересно исследовать возможность взрывозащиты закрытых сосудов посредством частичного заполнения пористой средой. В этом случае начальные давления и давления входа в ПС могут сильно различаться. Снижение предельного давления и влияние на динамику давления по сравнению с полностью заполненными системами - это основные эффекты этой системы. В настоящей работе исследуется распространение пламени горения в линейном частично заполненном пористой средой сосуде вблизи предела распространения по начальному давлению.

Экспериментальная установка представляет собой вертикальную трубу квадратного сечения 48×48 мм и длиной $L=1.68$ м с окнами для фотодиодов. Расстояние между окнами, на которых были установлены фотодиоды, равно 12 см. Пористая среда (ПС) – засыпка стальными шарами диаметром 6 мм, пористостью $\varepsilon=0.4$, высотой l (l может изменяться от 0 до L). Верхняя часть трубы оставалась свободной от ПС. Горючая смесь: 4% C_3H_8 в смеси с воздухом. Начальные давления изменялись от 0.1 МПа до 0.2 МПа. Зажигание осуществлялось в свободной верхней части трубы, пламя распространялось сверху вниз. Для характеристики степени заполнения используется параметр $k_f=l/L$ – коэффициент заполнения. k_f изменялся от 0 до 1. $k_f=0$ – труба без пористой среды, $k_f=1$ пористая среда полностью заполняет трубу.

Основными характеристическими давлениями являются начальное давление смеси p_0 , давление входа пламени в ПС p_{ent} , максимальное давление p_m . Давление входа – текущее давление в момент входа в ПС, достигаемое при распространении волны горения по свободному объёму. Это давление есть начальный параметр распространения волны горения в ПС. Максимальное давление p_m – наибольшее измеряемое давление в эксперименте, возникающее при вхождении волны горения в ПС за счет перестройки структуры волны с ламинарного на турбулентный тип [5-7]. После воспламенения волна горения сначала распространялась по свободному объёму, затем входила в ПС. В эксперименте регистрировались текущее давление и координата пламени по сигналам фотодиодов на окнах.

Распространение пламени в свободной части сосуда происходит послойно в ламинарном фронте с постепенным ростом давления. В этом случае в свободной части сосуда устанавливается неравномерное распределение температуры в продуктах сгорания вследствие Махе-эффекта и охлаждения стенкой [8]. Пламя подходит к границе «свободный объём / пористая среда» не при начальном давлении p_0 , а при значении p_{ent} (рис.1, штрих-пунктир f).

При вхождении в ПС волна горения (пламя) претерпевает существенную перестройку с ламинарного на турбулентно-подобный тип. При заполнениях ниже 0.5 (рис. 1) на осциллограмме отчетливо виден бросок давления до p_m , обусловленный вождением волны в ПС и перестройкой её структуры.

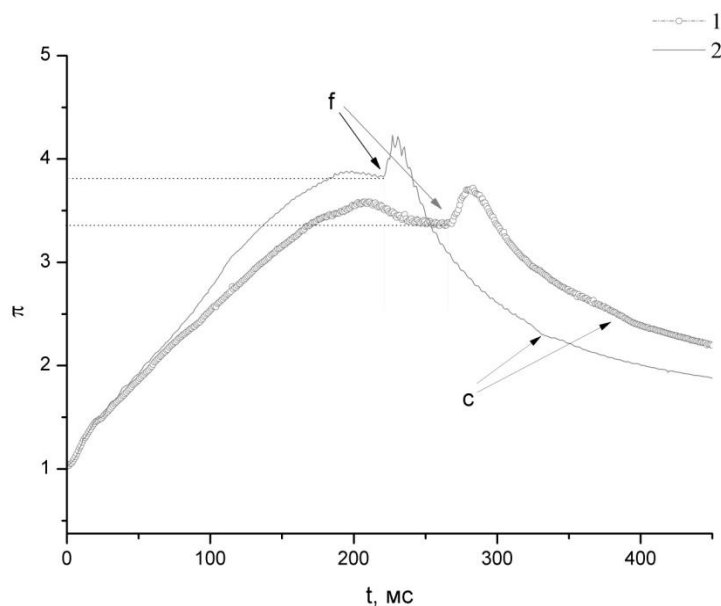


Рис. 1. Динамика давления $\pi(t)$, $\pi=p/p_0$. 1 – $k=0.107$, $p_0=0.122$ МПа; 2 – $k=0.107$, $p_0=0.185$ МПа; f – время и давление входа в ПС, с – окончание распространения

На рис. 2 представлена зависимость безразмерного давления $\pi_m=p_m/p_0$ от k .

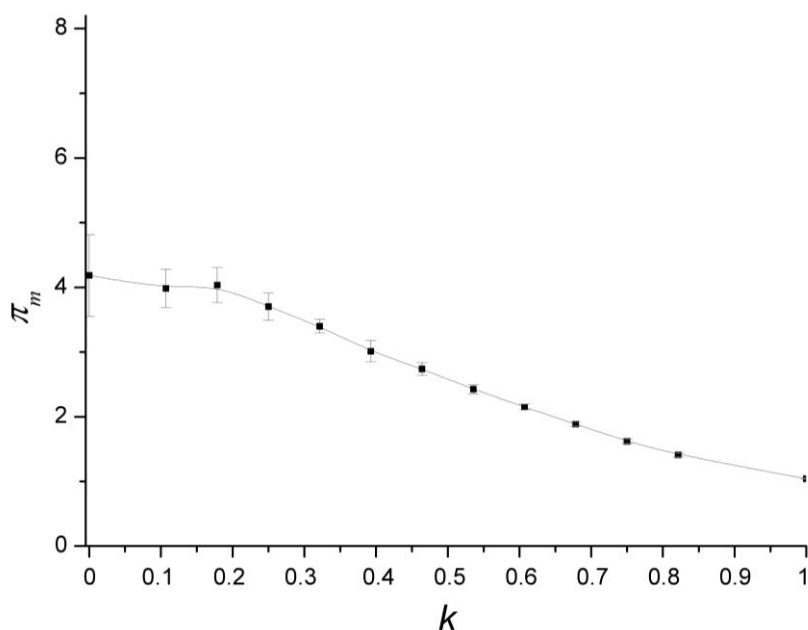


Рис. 2. Зависимость безразмерного максимального давления $\pi_m=p_m/p_0$ от k

Как видно, при снижении заполнения от $k=1$ до $k=0.2$ π_m монотонно растет. При уменьшении k ниже 0.2 рост замедляется, и π_m стремится к $\pi_m=4.2$ (для адиабатического случая $\pi_m=8.15$), что говорит о сильном влиянии охлаждения продуктов сгорания на стенках в свободном объеме на процесс распространения пламени. Т.е. для малых k давление p_m определяется не только начальными условиями по давлению и k , но также условиями теплообмена между газом и стенками сосуда. Например, для $k=0.107$, $p_0=0.122$ МПа (рис.1, кривая 1, $t=200\div 270$ мс) заметно некоторое понижение давления перед входом в ПС за счет охлаждения продуктов в незаполненной части сосуда. После вхождения пламени в ПС, волна горения распространяется в ПС уже в режиме РВС. При этом характерное время охлаждения продуктов сгорания в ПС порядка 10^{-3} с, поэтому продукты сгорания успевают расшириться и охладиться на длине волны горения [9]. В случае $k=1$ охлаждение полностью определяется тепловым взаимодействием между ПС и газовой фазой, а конденсация паров воды из продуктов приводит к тому, что конечное давление становится немного меньше начального [9]. В случае частично заполненных сосудов, большое падение давления относительно максимального давления обусловлено не межфазным взаимодействием в ПС, а охлаждением продуктов горения на стенке в свободной части сосуда. Например (рис.1), окончание процесса горения в ПС происходит на фоне продолжающегося снижения давления в сосуде. Опыты показали, что начальное давление для $k<1$ может быть ниже предельного давления для $k=1$. Таким образом, в этих условиях возможно вхождение пламени и распространение по ПС, с достижением максимальных для данных условий давлений.

На рис. 3 представлена зависимость π_m от p_0 для разных коэффициентов заполнения, в условиях вхождения и распространения пламени по ПС.

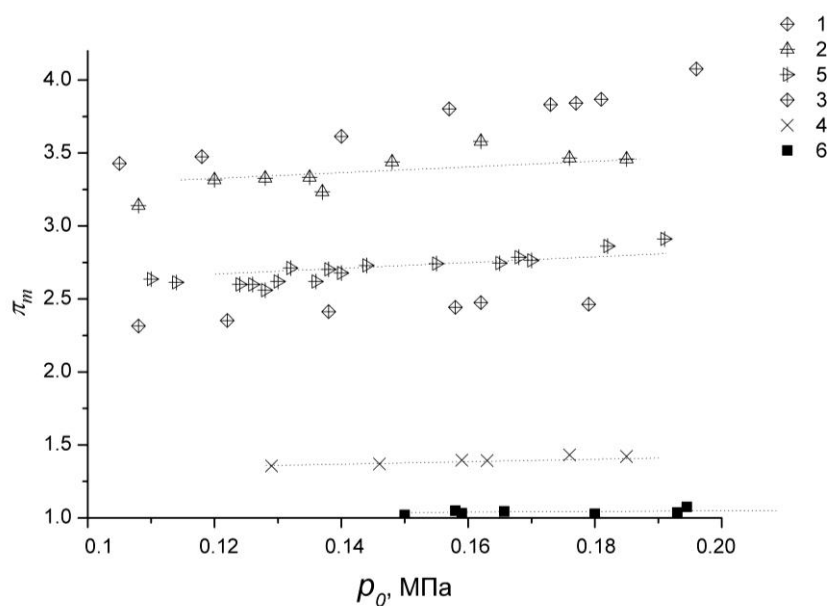


Рис. 3. Зависимость π_m от p_0 .
1 – $k=0.25$; 2 – 0.32; 3 – 0.46; 4– 0.53; 5 – 0.82; 6– $k=1$.

Как видно из рис. 3, в полностью заполненной трубе при $k=1$, предел распространения в ПС 0.150 МПа, а $\pi_m=1.1$. При уменьшении коэффициента заполнения, происходит снижение предельного давления за счёт большего прироста $p_{ent}=\pi_{ent} \cdot p_0$. Если для $k=0.82$ пределом, выше которого волна горения распространяется до конца, является $p_0=0.146$ МПа, то уже для $k=0.25$ при начальных давлениях $p_0=0.11$ МПа волна горения входит и распространяется через ПС. Рост π_m от p_0 указывает на увеличение ширины зоны горения в ПС вследствие увеличения давления, что хорошо согласуется с [9].

Из [7,10] следует, что для полностью заполненного ПС сосуда, динамическое изменение параметров состояния газа в процессе горения, приводит к нестационарным эффектам. Например, межрежимному переходу, гашению пламени во время распространения по ПС для некоторых частных случаев. Для сосуда с частичным заполнением ПС, для начальных давлений $0.1 \div 0.14$ МПа и $k > 0.3$, присутствует широкая область гашения пламени в ПС. Эта область нестационарного распространения обусловлена незаполненным объемом. Так как это пространство позволяет получить давления входа выше предельных, а затем, при распространении пламени в ПС, за счет охлаждения продуктов сгорания в незаполненном пространстве достигается предельное давление для распространения пламени в ПС.

Выводы.

Были проведены эксперименты в частично заполненном сосуде в диапазоне давлений от 0.1 МПа до 0.2 МПа при изменении степени заполнения сосуда пористой средой k от 0.107 до 1.

Получены и обобщены зависимости текущего давления от начального давления и коэффициента заполнения пористой средой. Динамика давления существенно зависит от охлаждения продуктов сгорания стенками в свободной части сосуда.

Получена зависимость относительного максимального давления от степени заполнения сосуда пористой средой.

Причиной понижения предельного давления является наличие свободного объема, распространение пламени в нем вызывает рост давления до величин, превышающих начальное подпредельное давление.

Получены новые экспериментальные данные о нестационарных явлениях, которые связаны с гашением при распространении пламени в ПС.

Работа поддержана РФФИ грант 13-08-00480.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лаевский Ю.М., Бабкин В.С. Фильтрационное горение газов // В кн. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Под ред. проф. Ю.Ш.Матрос. – Новосибирск: Наука, – 1988. –С.108–145.
2. Замашников В.В., Козлов Я.В., Коржавин А.А., Лаевский Ю.М., Бабкин В.С. Особый режим фильтрационного горения газов // ДАН.– 2009, Т.428, №4, – С.484–486.

3. Babkin V.S. The Problems of Porous Flame-Arresters // In: Prevention of Hazardous Fires and Explosions, V.E. Zarko et al., (Ed.), Kluwer Academic Publishers, Printed in Netherlands, – 1999, –P.199-213.
4. Babkin V.S. Some Problems of Critical Diameter.// Proc. on the Second Intern. Seminar Fire- and Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations Ed. V. Molkov, All-Russian Research Institute for Fire Protection, Moscow, Russia, –1998. –P.113–125.
5. Бабкин В.С., Бунев В.А., Коржавин А.А. и др. Горение газа в закрытом сосуде с инертной высокопористой средой // Физика горения и взрыва.–1985.–Т.21, № 5.–С. 17–22
6. Babkin V.S., Korzhavin A.A., Bunev V.A. Propagation of premixed explosion flames in porous media.//*Combust.Flame*. – 1991. – Vol. 87, N 2. – P. 182-190.
7. Korzhavin A.A., Bunev V.A., Babkin V.S. Dynamics of Gas Combustion in Closed Systems with an Inert Porous Medium.//*Combustion and Flame*. –1997. Vol. 109. – P. 507–520.
8. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М.//Математическая теория горения и взрыва. М: Наука, 1980. –472 с.
9. О зоне пламени при горении газа в инертной пористой среде/ Коржавин А.А., Бунев В.А., Абдуллин Р.Х., Бабкин В.С.// Физика горения и взрыва.–1982. – Т.18, № 6.– С. 20–23.
10. Коржавин А.А., Бунев В.А., Бабкин В.С. Нестационарные эффекты при горении газа в закрытых сосудах с инертной пористой средой// Физика горения и взрыва. –1997.– Т.33, № 1.– С. 24–32.

© Я. В. Козлов, А. А. Коржавин, П. К. Сеначин, 2015

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОГЛОЩАЮЩИХ ИК ИЗЛУЧЕНИЕ

Петр Порфирьевич Добровольский

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 2/1, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник отдела тепловидения и телевидения, тел. (383)330-97-49, e-mail: porfir@ngs.ru

Людмила Сергеевна Марченко

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 2/1, инженер-технолог отдела тепловидения и телевидения, тел. (383)330-97-49

Павел Алексеевич Алдохин

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 2/1, младший научный сотрудник отдела тепловидения и телевидения, тел. (383)330-97-49, e-mail: aldosha@ngs.ru

Приведены результаты экспериментальных исследований различных покрытий поглощающих инфракрасное излучение, используемых для внутренних поверхностей охлаждаемых диафрагм.

Ключевые слова: тепловизор, криостат, ИК излучение.

RESEARCHES OF THE SPECTRAL CHARACTERISTICS VARIOS COATINGS ABSORD OF THE INFRARED RADIATION

Peters P. Dobrovolsky

Novosibirsk Branch of the Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, «Technological Design Institute of Applied Microelectronics» (NB ISP SB RAS «TDI AM»), 630090, Russia, Novosibirsk, 2/1 Akademika Lavrentjeva pr., candidate of physical and mathematical sciences, leading research assistant, department of thermal imaging and television, tel. (383)330-97-49, e-mail: porfir@ngs.ru

Ludmila S. Marchenko

Novosibirsk Branch of the Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, «Technological Design Institute of Applied Microelectronics» (NB ISP SB RAS «TDI AM»), 630090, Russia, Novosibirsk, 2/1 Akademika Lavrentjeva pr., process engineer, department of thermal imaging and television, tel. (383)330-97-49

Pavel A. Aldokhin

Novosibirsk Branch of the Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, «Technological Design Institute of Applied Microelectronics» (NB ISP SB RAS «TDI AM»), 630090, Russia, Novosibirsk, 2/1 Akademika Lavrentjeva pr., younger research assistant, department of thermal imaging and television, tel. (383)330-97-49, e-mail: aldosha@ngs.ru

The results of experimental researches of various coating absorbs infrared radiation used for the internal surfaces of the cooling apertures.

Key words: thermal image device, cryostat, infrared radiation.

В настоящее время в науке и технике нашли широкое применение тепловизионные приборы (ТВП) на основе охлаждаемых фотоприемных устройств (ФПУ). Одним из основных узлов ТВП является фотоприемник в криостате с охлаждаемой диафрагмой. Для улучшения характеристик ФПУ таких как: минимальная разность температур эквивалентная шуму возникает необходимость уменьшать паразитное фоновое инфракрасное излучение (ИК) отраженное от внутренних стенок охлаждаемой диафрагмы криостата.

Из литературы известно ряд покрытий обладающих хорошим поглощением ИК излучения [1], где в качестве поглощающего покрытия используется краска КО-819А. В области спектра 3-5 и 8-14 мкм интегральный коэффициент излучения данного покрытия составляет соответственно $0,955 \pm 0,014$ и $0,954 \pm 0,029$. Излучающее покрытие сохраняет свои оптические характеристики при изменении температуры в пределах от -50 С до +50 С в условиях воздействия вакуума 10^{-4} Па.

В патенте РФ №2503103 [2] описан способ нанесения покрытия на основе углеродных нанотрубок, которые обладают хорошим поглощением в диапазоне длин волн от 4 до 25 мкм и не меняют своих оптических свойств при воздействии температуры от -196 С до +400 С.

Нами были проведены ряд исследований различных образцов поглощающих ИК излучение покрытий, которые должны обладать высоким коэффициентом поглощения ИК излучения в диапазоне 3-14 мкм, быть стойкими к перепадам температур от -196 С до +120 С, обладать высокой адгезией и работать в условиях высокого вакуума.

В данной работе приведены результаты исследования различных образцов поглощающих ИК излучение покрытий, используемых рядом отечественных и зарубежных предприятий. Все покрытия выполнены на подложках из кобальта, кроме покрытия «анодный окисел». Покрытия «краска №2» и «краска №3» разработаны в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ». В покрытии «краска №2» использовался лак криогенностойкий с наполнителем из окиси титана, в покрытии «краска №3» использовался лак криогенностойкий с наполнителем из графита. Измерения коэффициента отражения (без учета рассеяния) производились на ИК фурье-спектрометре «ФТ-801».

На рис. 1 показан график отражения ИК излучения в диапазоне 3–18 мкм от различных покрытий.

Важной характеристикой покрытий применяемых для внутренних стенок охлаждаемой диафрагмы криостата является минимальное отражение ИК излучения при различных углах падения. Измерения проводились на установке, блок схема которой показана на рис. 2.

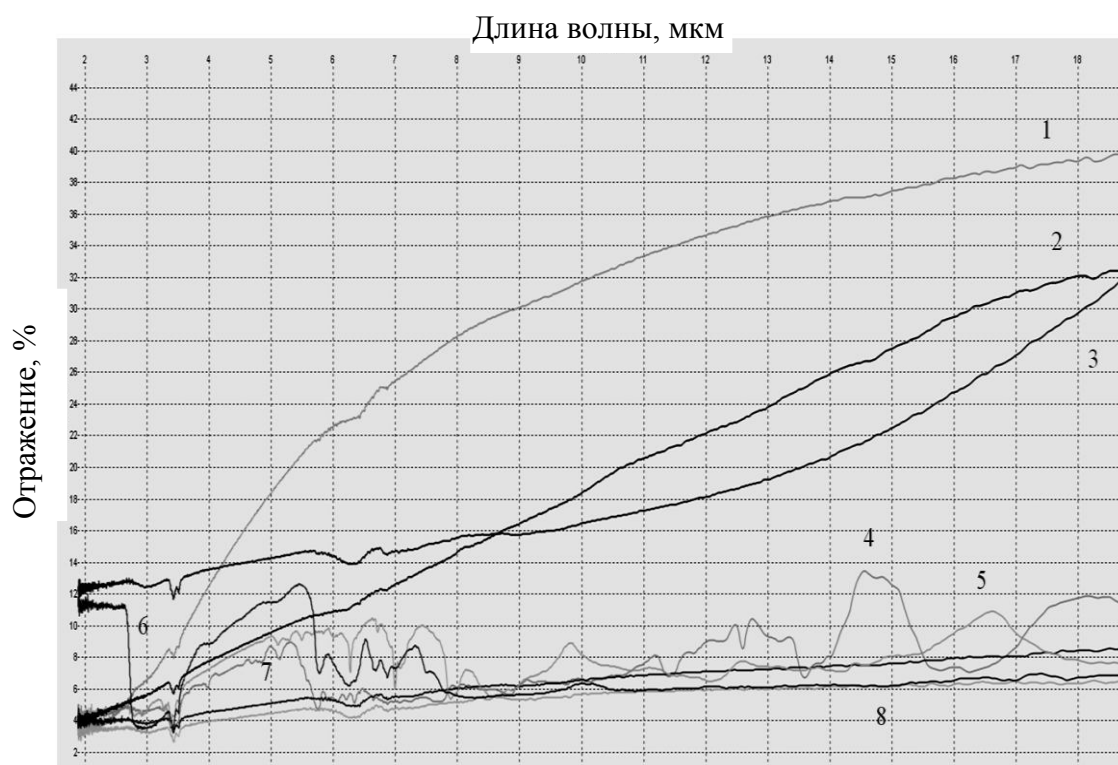


Рис. 1. Отражение ИК излучения от различных покрытий.
 1 – «черный хром № 1»; 2 – «черный хром № 2»; 3 – «травленный ковар»;
 4 – «полимерная краска»; 5 – «краска № 1»; 6 – «анодный окисел»;
 7 – «краска № 2»; 8 – «краска № 3»

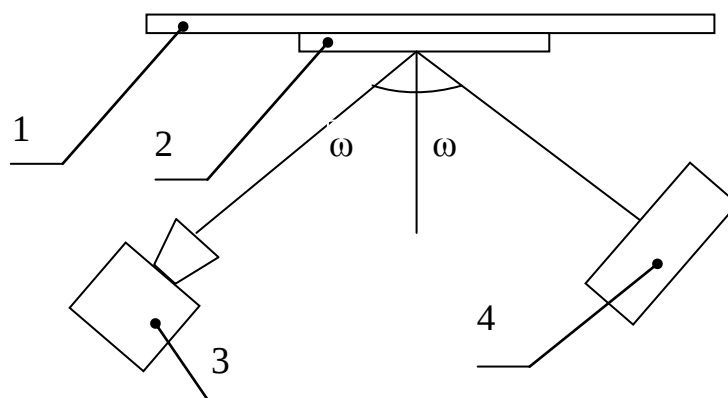


Рис. 2. Блок схема измерительной установки.
 1 – зеркало; 2 – образец; 3 – тепловизор; 4 – АЧТ

Образцы покрытий наклеивались на плоское зеркало, а источник и приемник ИК излучения устанавливались друг относительно друга под углом 2ω , при изменении угла 2ω измерялся сигнал на приемнике. В качестве источника излучения применялось АЧТ, в качестве приемника - болометр с отключенной ав-

томатической регулировкой усиления. Зависимость отраженного сигнала от углов падения ИК излучения приведены в табл.

Таблица

Зависимость отраженного сигнала от углов падения ИК излучения

Образец	Уровень сигнала, бит				
	Угол наблюдения $2\omega = 90^\circ$	Угол наблюдения $2\omega = 110^\circ$	Угол наблюдения $2\omega = 130^\circ$	Угол наблюдения $2\omega = 150^\circ$	Угол наблюдения $2\omega = 170^\circ$
1. Черный хром «1»	2081	1862	2268	1973	1062
2. Черный хром «2»	1643	1474	1647	1850	1268
3. Травленный ковар	1180	–	–	–	1507
4. Полимерная краска	916	823	833	975	963
5. Краска «1»	894	856	936	1054	819
6. Анодный окисел	914	780	968	1096	1073
7. Краска «2»	976	810	936	892	778
8. Краска «3»	883	700	751	736	750

Таким образом, по результатам двух измерений наилучшим образцом покрытия является образец «краска № 3».

На рис. 3 приведены графики зависимостей отраженного сигнала на приемнике от углов падения ИК излучения на образцы покрытий.

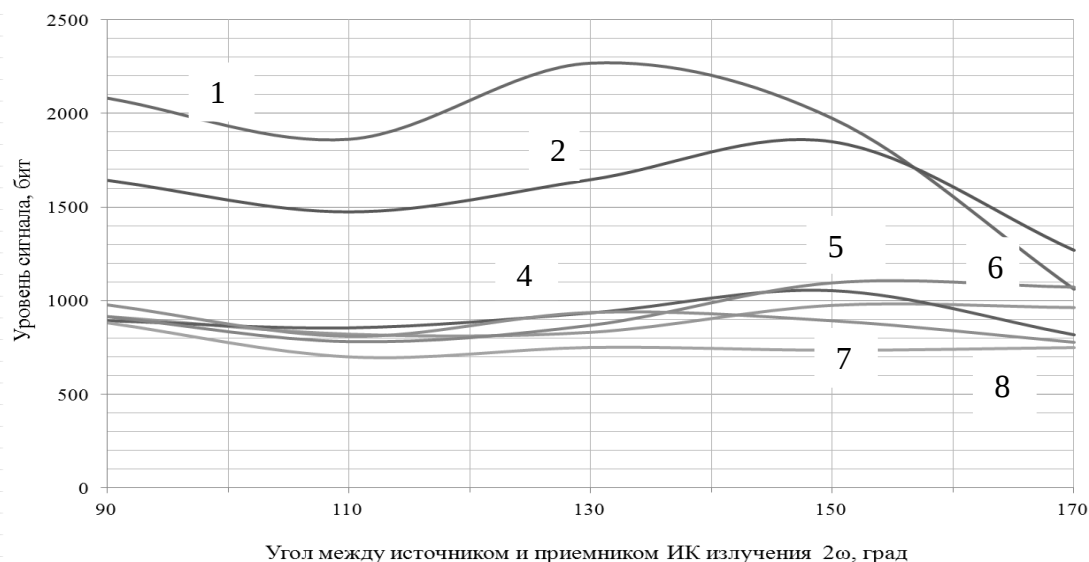


Рис. 3. Зависимость отраженного сигнала от углов падения ИК излучения. 1 – «черный хром № 1»; 2 – «черный хром № 2»; 4 – «полимерная краска»; 5 – «краска № 1»; 6 – «анодный окисел»; 7 – «краска № 2»; 8 – «краска № 3»

Кроме того, для данных покрытий проводились исследования интегрального коэффициента излучения в диапазоне длин волн от 4 до 40 мкм на приборе ТРМ «И».

Наименьший коэффициент излучения был у травленного ковара - 8,2%, покрытие данного образца лаком криогенностойким увеличило его коэффициент излучения до 45%, а наилучшим коэффициентом излучения обладало покрытие на основе лака криогенностойкого с графитом «краска №3» коэффициент излучения которого составляет $(88 \pm 2)\%$.

Покрытие на основе «краски №3» обладает хорошей адгезией и при многократном термоциклировании от -196 С до +120 С не изменяло своих оптических свойств, кроме того имеет малое газоотделение при работе в высоком вакууме.

Согласно патента [2] предложенное в нем покрытие с углеродными нанотрубками, также удовлетворяет требованиям, предъявляемым к покрытиям применяемых в охлаждаемых диафрагмах в вакуумных криостатах. Однако это покрытие намного дороже, чем разработанное нами.

Выводы: проведено сравнение различных поглощающих покрытий для ИК области спектра. Показано, что разработанное покрытие на основе криогенностойкого лака с графитом удовлетворяет требованиям, предъявляемым к покрытиям охлаждаемых диафрагм применяемых в ИК фотоприемниках, при этом покрытие имеет малую стоимость изготовления.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. В.И. Салин. Калибровочный излучатель космического сканирующего ИК радиометра // Оптический журнал, 1998. Т. 65. № 5. С. 101–103.
2. Антипова Е.А., Беляев А.А., Беспалова Е.Е., Иванова Н.Н., Пузанова О.Е., Романов А.М. Конструкционный радиопоглощающий материал // Патент РФ на изобретение № 2503103. 2012.

© П. П. Добровольский, Л. С. Марченко, П. А. Алдохин, 2015

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА СЕГРЕГАЦИЮ УГЛЕРОДА ВНУТРИ ЗЕРНА СТАЛИ 38Х2МЮА, МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОЛИБДЕНОМ

Денис Васильевич Постников

Омский государственный технический университет, 644050, Россия, г. Омск, пр. Мира, 11, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики, тел. (3812)65-22-92, e-mail: dvpostnikov@omgtu.ru

Александр Иосифович Блесман

Омский государственный технический университет, 644050, Россия, г. Омск, пр. Мира, 11, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, директор Научно-образовательного ресурсного центра нанотехнологий ОмГТУ (НОРЦН ОмГТУ), тел. (3812)65-22-92, e-mail: blesm@mail.ru

Денис Андреевич Полонянкин

Омский государственный технический университет, 644050, Россия, г. Омск, пр. Мира, 11, кандидат педагогических наук, старший преподаватель кафедры физики, инженер НОРЦН ОмГТУ, тел. (3812)65-22-92, e-mail: polonjan@mail.ru

Виктор Иванович Дубовик

Сибирский государственный университет физической культуры и спорта, 644009, Россия, г. Омск, ул. Масленникова, 144, кандидат физико-математических наук, заведующий кафедрой теоретических и прикладных физико-математических дисциплин, тел. (3812)36-41-93, e-mail: tipfmd@sibgufk.ru

Андрей Анатольевич Теплоухов

ООО Научно-производственное объединение «Мостовик», 644080, Россия, г. Омск, пр. Мира, 5/5, кандидат технических наук, главный энергетик завода мостовых конструкций (ЗМК), тел. (3812)71-51-56, доб. 23-28, e-mail: teplouhov@mostovik.ru

В процессе работы изделий из конструкционных сталей в условиях высокотемпературных воздействий происходит сегрегация элементов, что приводит к изменению поверхностных свойств изделий и оказывает влияние на срок их службы. Предложена модель, позволяющая произвести расчет распределения углерода внутри зерен в бинарной системе «сталь-покрытие» после ионно-плазменного модифицирования молибденом стали 38Х2МЮА и ее высокотемпературного отжига в воздушной атмосфере.

Ключевые слова: сегрегация, зерно, углерод, молибден, высокотемпературный отжиг, сталь 38Х2МЮА, ионно-плазменное модифицирование.

RESEARCH OF THE HIGH-TEMPERATURE ANNEALING INFLUENCE ON CARBON SEGREGATION INSIDE THE GRAIN OF J24056 STEEL MODIFIED BY MOLYBDENUM

Denis V. Postnikov

Omsk State Technical University, 644050, Russia, Omsk, 11 Mira Ave., Ph. D., Docent of Physics Chair, tel. (3812)65-22-92, e-mail: dvpostnikov@omgtu.ru

Alexander I. Blesman

Omsk State Technical University, 644050, Russia, Omsk, 11 Mira Ave., Ph. D., Docent of Physics Chair, Director of Research and Education Resource Center for Nanotechnology OmSTU (SERCN OmSTU), tel. (3812)65-22-92, e-mail: blesm@mail.ru

Denis A. Polonyankin

Omsk State Technical University, 644050, Russia, Omsk, 11 Mira Ave., Ph. D., Associate Professor of Physics Chair, Engineer of SERCN OmSTU, tel. (3812) 65-22-92, e-mail: polonjan@mail.ru

Victor I. Dubovik

Siberian State University of Physical Culture and Sports, 644009, Russia, Omsk, 144 Maslennikov St., Ph. D., Head of «Theoretical and applied physics and mathematics» Department, tel. (3812)36-41-93, e-mail: tipfmd@sibgufk.ru

Andrei A. Teplouhov

NPO «Mostovik» LLC, 644080, Russia, Omsk, 5/5 Mira Ave., Ph. D., Chief power engineer of a bridge metalwork plant, tel. (3812)71-51-56, ext. 23-28, e-mail: teplouhov@mostovik.ru

In the process of constructional steel products working in the conditions of the high temperatures the elements segregation occurs, which leads to a change in the surface properties of products and influences their life cycle. An estimation model of the carbon distribution within the grains in a binary «steel-coating» system after the ion-plasma modification of J24056 steel by molybdenum and its high temperature annealing in an air atmosphere is proposed in the paper.

Key words: segregation, grain, carbon, molybdenum, high temperature annealing, J24056 steel, ion-plasma modification.

Для увеличения срока службы изделий [1] в условиях работы при высоких температурах в воздушной атмосфере был разработан комбинированный метод поверхностного модифицирования, который включает в себя ионную имплантацию и магнетронное ионно-плазменное напыление [2]. Ионная имплантация проводится до напыления с целью повышения адгезии [3, 4]. Основной задачей исследования являлась разработка модели массопереноса малоразмерных атомов внутри зерна и расчет распределения углерода внутри зерен в бинарной системе «сталь-покрытие» после ионно-плазменного модифицирования молибденом стали 38Х2МЮА и ее высокотемпературного отжига в воздушной атмосфере, а также сравнение расчетных данных с экспериментальными.

В результате нагрева в воздушной атмосфере происходит диффузия углерода в поверхностные слои изделия. Атомы углерода, по сравнению с атомами железа и других металлов, являются малоразмерными, и их диффузия осуществляется преимущественно по межузельному механизму. Для объяснения и количественного описания элементного состава используется кинетическое уравнение (1), которое определяет концентрацию атомов сорта В в бинарной системе из атомов сорта А и В под действием градиента температуры, и внутренних напряжений. Первое слагаемое в уравнении (1) описывает концентрационный механизм диффузии по межузельному механизму, второе – встречные потоки

компонентов А и В, третье слагаемое описывает термодиффузию по межузельному механизму. Коэффициенты диффузии заимствованы из работы [5].

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_B^i}{\partial x} = & -\frac{\partial}{\partial x} D_B^i \frac{\partial c_B^i}{\partial x} \left[1 + \left(\frac{P}{E} \right)^2 \right] + \frac{\partial c_B^i}{\partial x} \left(D_A^i \frac{\partial c_A^i}{\partial x} - D_B^i \frac{\partial c_B^i}{\partial x} \right) \left[1 + \left(\frac{P}{E} \right)^2 \right] + \\ & + 2 \frac{\partial}{\partial x} \frac{c_B^i c_A^i}{kT^2} \left(\frac{D_B^i E_B^i}{c_A^i} - \frac{c_B^i D_B^i E_B^i}{c_A^i} - D_A^i E_A^i \right) \left[1 + \left(\frac{P}{E} \right)^2 \right] \frac{\partial T}{\partial x} \end{aligned} \quad (1)$$

где c_A^i и c_B^i – концентрация атомов сорта А и В;

$D_B^i = D_{0B}^i \exp(-E_B^i / kT)$ и $D_A^i = D_{0A}^i \exp(-E_A^i / kT)$ – коэффициенты диффузии атомов сорта А и В;

P – внутренние напряжения в материале;

E – модуль Юнга;

T – температура;

k – постоянная Больцмана;

E_B^i, E_A^i – энергии активации процесса диффузии по межузельному механизму.

Для определения распределения концентраций элементов уравнение (1) необходимо дополнить влиянием механизмов взаимной рекомбинации, когда вакансии и межузельный атом исчезают, а также стоками точечных дефектов на дислокациях и границах зерен. Основные механизмы перераспределения элементов в поверхностных слоях связаны с потоками точечных дефектов: вакансий и межузельных атомов. Для расчета концентрации вакансий и межузельных атомов в качестве модели рассмотрим зерно, расположенное на поверхности. Пусть сечение зерна будет прямоугольным. Для расчета концентрации точечных дефектов в этом случае воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial C_{iB}}{\partial t} = \exp(-E_i / kT) - Z C_v C_{iB} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-D_i \frac{\partial C_{iB}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-D_i \frac{\partial C_{iB}}{\partial y} \right) - r_i C_{iB}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_v}{\partial t} = \exp(-E_v / kT) - Z C_v C_{iB} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-D_v \frac{\partial C_v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-D_v \frac{\partial C_v}{\partial y} \right) - r_v C_v, \quad (3)$$

где $C_{iB} = \exp(-E_i / kT)$, $C_v = \exp(-E_v / kT)$ – концентрация вакансий и межузельных атомов, термодинамически равновесных при высокой температуре [6];

$Z = 4\pi r_v \nu_i$ – коэффициент пропорциональности при рекомбинации;

D_i, D_v – коэффициент диффузии вакансий и межузельных атомов;

$r_i = (\rho D_{0i} \exp(-E_i / kT)) / 2$, $r_v = (\rho D_{0v} \exp(-E_v / kT)) / 2$ – скорость аннигиляции вакансий и межузельных атомов на дислокационных стоках [7];

ν – частота перескоков.

Наиболее интенсивными механизмами аннигиляции будут: взаимная рекомбинация и аннигиляция на дислокационных стоках. Следующим типом стоков является граница зерна. Данный вид стоков является ограниченным. Концентрация вакансий внутри зерна будет выше, чем на стоках. Таким образом, точечные дефекты будут перемещаться к стокам, то есть к поверхности и границам зерен. Схематично потоки вакансий представлены на рис. 1.

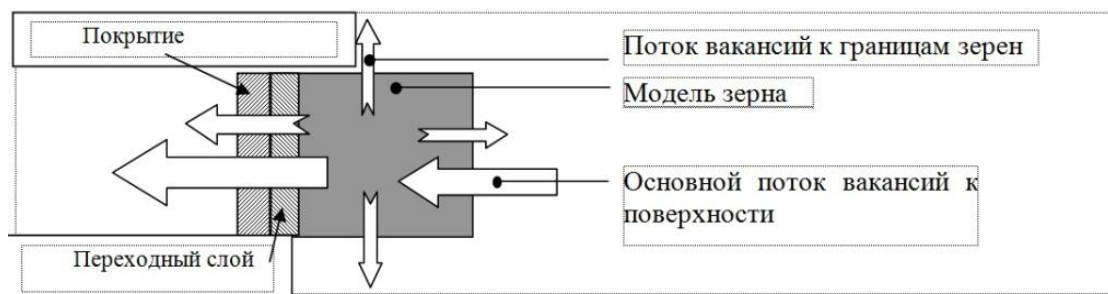


Рис. 1. Схема распределения потоков вакансий

Так как поверхность и границы зерна являются эффективными стоками вакансий, то концентрация равновесных вакансий уменьшается у стоков. В результате возникают значительные градиенты вакансий. Этот процесс стимулирует диффузию атомов. Если в сплаве имеются несколько сортов атомов, то градиент неравновесных вакансий приводит к возникновению потоков атомов, что приводит к перераспределению элементов в сплаве.

Перераспределение примеси можно объяснить наличием градиентов точечных дефектов у границы зерна. Граница зерна является интенсивным стоком вакансий, поэтому усредненный профиль распределения вакансий у границы зерна меняет свою форму. В результате возникают два потока примеси: один направлен перпендикулярно поверхности, а второй параллелен ей, т.е. направлен к границе зерна (рис. 1). На основе системы уравнений (1) - (3) проводились расчеты концентрации углерода по площади зерна в стали, модифицированной молибденом, после отжига в течение 60 минут при температуре 900 °С (рис. 2).

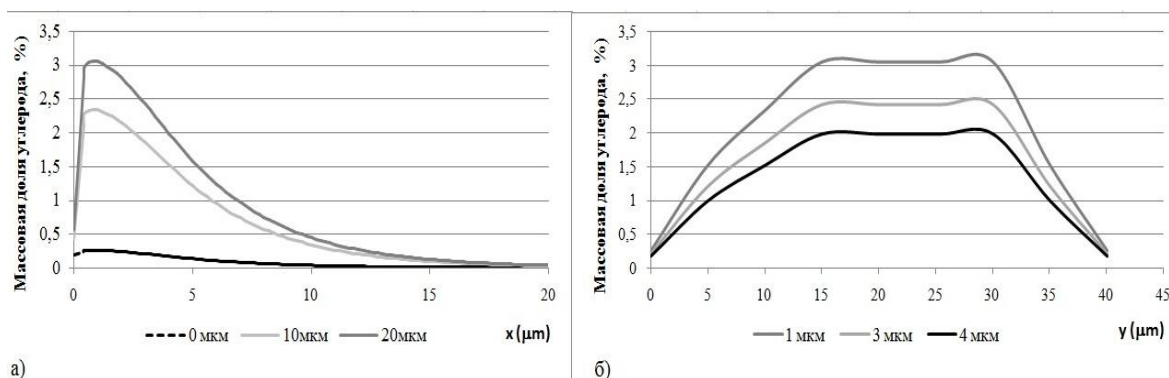


Рис. 2. Распределение углерода в стали после отжига, расчетные данные по зерну прямоугольной формы, а) по оси OX б) по оси OY

Для сравнения результатов численного расчета с экспериментальными данными проведен анализ состава в поверхностном слое стали с помощью микроанализатора на растровом электронном микроскопе на границе и в центре зерна (рис. 3). Результаты расчета хорошо коррелируют с экспериментальными результатами.

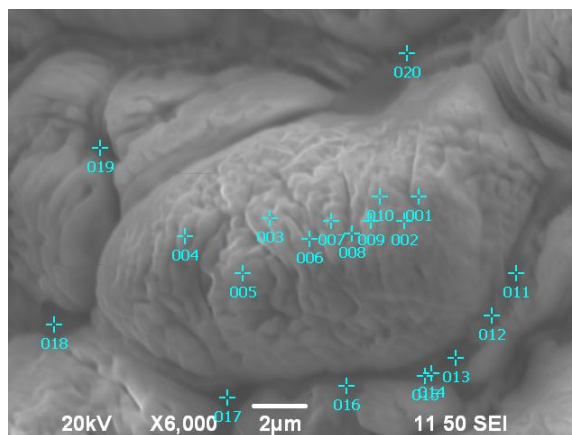


Рис. 3. Микрофотография зерна после отжига

Как показывают экспериментальные данные, происходит существенное перераспределение углерода в пределах зерен. Исходная концентрация в стали 38Х2МЮА составляет от 0,3% до 0,42%, после нанесения покрытия и высокотемпературного отжига происходит перераспределение углерода. В стали без покрытия концентрация углерода во внутренних областях зерна увеличивается до 2,5 %, при этом на границе зерна концентрация уменьшается до 0,08%, в системах с покрытием во внутренних областях зерна до 2,3%, на границе зерна до 0,05%. В результате исследования перераспределения углерода в стали 38Х2МЮА без покрытия и с покрытием из молибдена после отжига при температуре 900°C в течение 60 мин выявлено существенное перераспределение углерода по поверхности зерен. В данной работе предложена математическая модель, позволяющая провести расчеты перераспределения углерода по площади зерна, которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Основными механизмами, которые приводят к перераспределению углерода, являются неравновесные потоки точечных дефектов к поверхности и границам зерен.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Современная трибология: Итоги и перспективы / под ред. К. В. Фролова. – М.: Издательство ЛКИ, 2008. – 480 с.
2. The combined ion-plasma method for the superficial modification of the products of constructional steel operating under the conditions of short-term extreme thermal conditions / A. I. Blesman, D. V. Postnikov, D. A. Polonyankin, E. A. Rogachev // Dynamics of Systems, Mechanisms and Machines (Dynamics), 2014. – P. 1–7. DOI: 10.1109/Dynamics.2014.7005639.
3. Ионная имплантация / под ред. Дж. К. Хирвонена. – М.: Металлургия, 1985. – 392 с.

4. Палмер Д. Успехи ионной имплантации / Д. Палмер // Ионная имплантация и полупроводники и другие материалы. – М.: Мир, 1980. – С. 7–64.
5. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф. Тепловые свойства металлов и сплавов. – Киев: «Наукова Думка», 1985. – 437 с.
6. Бокштейн Б. С. Диффузия в металлах. – М.: Металлургия, – 1978. – 248 с.
7. Шалаев А. М. Радиационно-стимулированные процессы в металлах. – М.: Атомиздат, 1988. – 175 с.

© Д. В. Постников, А. И. Блесман, Д. А. Полонянкин,
В. И. Дубовик, А. А. Теплоухов, 2015

РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФОКАЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПЯТНЕ НА ПОВЕРХНОСТИ НИКЕЛЕВОЙ ПЛЕНКИ

Евгений Владимирович Лаптев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, аспирант, инженер кафедры наносистем и оптоэлектроники, тел. (383)361-08-36, e-mail: genius-1188@yandex.ru

Валерий Андреевич Райхерт

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, ведущий инженер кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: vreichert@yandex.ru

Дмитрий Михайлович Никулин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, кандидат технических наук, старший преподаватель кафедры физики, тел. (383)361-08-36, e-mail: dimflint@mail.ru

Представлена методика измерения импульсной температуры в фокальном лазерном пятне по изменению удельного сопротивления тестовой никелевой пленочной полоски на подложке. Разработана оснастка для проведения экспериментальных работ по измерению температуры.

Ключевые слова: методика измерения импульсной температуры, лазерное фокальное пятно, резистивный датчик, никелевый пленочный мостик.

DEVELOPMENT OF EXPERIMENTAL FACILITY AND METHOD OF MEASURING THE PULSE TEMPERATURE IN THE FOCAL LASER SPOT ON THE SURFACE OF THE NICKEL FILM

Evgeniy V. Laptev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., post-graduate student, engineer of Department Nanosystems and optical technic, tel. (383)361-08-36, e-mail: Genius-1188@yandex.ru

Valery A. Raykhert

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., leading engineer of Department Physics, tel. (383)361-08-36, e-mail: vreichert@yandex.ru

Dmitry M. Nikulin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 630108, Russia, Novosibirsk, 10 Plakhotnogo St., Ph. D, Senior Lecturer of Department Physics, tel. (383)361-08-36, e-mail: dimflint@mail.ru

The technique of pulse temperature measurement in focal laser spot by change of specific resistance of test nickel film's strip on a substrate are present. The equipment for carrying out of experimental works on temperature measurement is develop.

Key words: technique of pulse temperature measuring, laser focal spot, resistance sensor, nickel film's stripe.

Мониторинг температуры в фокальном пятне на поверхности обрабатываемого изделия в ряде лазерных технологий является ключом к обеспечению высокой производительности и разрешающей способности, например, при импульсной LCVD (Laser-induced chemical vapor deposition), как показано в ряде работ [1–5]. Актуальность решения этой проблемы несомненна.

Данное исследование посвящено разработке методики измерения температуры в фокусе лазерного луча по изменению удельного сопротивления облучаемой никелевой плёночной полоски на подложке, основанной на предложенном в [6] методе измерения импульсной температуры тонких плёнок.

Для проведения ряда экспериментов использовался импульсный лазер ЛТИ–501, работающий на длине волны 1064,1 нм. Основные параметры излучателя: средняя мощность излучения 8 Вт, частота следования импульсов 3,8 кГц, длительность импульсов 250 нс, диаметр пучка излучения 3,5 мм, мощность излучения в импульсе 2 кВт, усреднённая плотность мощности в фокальном пятне на подложке $0,2 \cdot 10^9$ Вт/м², режим работы одномодовый.

Расчётное значение температуры никелевой полоски на подложке при действии лазерного импульса определялось по формуле [7]:

$$\Delta T \approx \frac{1 - R_0 P_0 \tau^{1/2}}{\sqrt{\frac{4}{\pi}} k_{1T} \rho_1 c_1 \left[1 + 0,588m - 1 \exp \left(- \frac{L}{\sqrt{4k_{1T} \tau / \pi \rho_1 c_1}} \right) \right]}; \quad m = \sqrt{\frac{\rho_2 c_2 k_{2T}}{\rho_1 c_1 k_{1T}}} \quad (1)$$

где R_0 – коэффициент отражения плёнки; P_0 – усреднённое по импульсу значение плотности мощности падающего излучения; τ – длительность лазерного импульса на уровне полувысоты импульса; L – толщина плёнки; k_{1T} и k_{2T} – коэффициенты теплопроводности; c_1 и c_2 – удельные теплоёмкости; ρ_1 и ρ_2 – плотности плёнки и подложки, соответственно.

На спектрофотометре СФ–56 был измерен коэффициент отражения никеля (толщина плёнки 150 нм), который составил $R_0 = 0,75$ на длине волны 1064 нм.

Расчётное приращение температуры полоски (ΔT) за время импульса составило 11 °С (для расчёта были использованы данные из табл. 1).

Таблица 1

Теплофизические параметры материалов [8]

Вещество	ρ , 10^3 кг/м ³	C , 10^3 Дж/(кг·град)	k_T , Вт/(м·град)
Никель	8,96	0,5	72
Стекло «пирекс» (боросиликатное)	2,3	1,2	1,34

При проведении эксперимента была сделана фотография резистивного датчика импульсной температуры в виде тонкоплёночной резистивной полоски между двумя контактными площадками на поверхности кварцевой подложки (рис. 1). На образце ширина полоски из никеля равна 15,8 мкм, длина 316 мкм, толщина 0,15 мкм, электрическое сопротивление полоски при комнатной температуре 120 Ом.

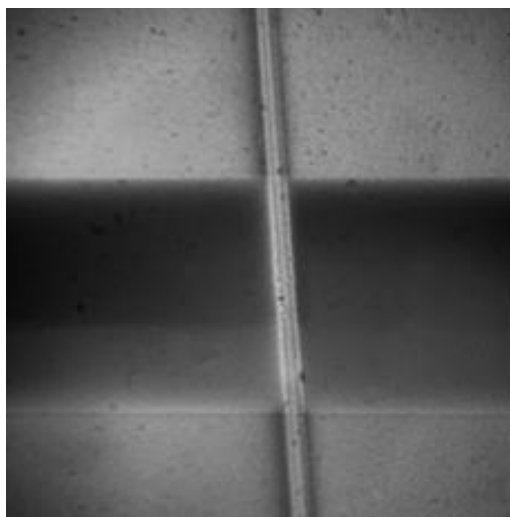


Рис. 1. Фотография резистивного датчика температуры, размещаемого в фокусе лазерного луча

В качестве подложки использовались полированные кварцевые диски диаметром 10 мм. Напыление никеля в виде плёнки толщиной (0,1–0,2) мкм производилось в вакууме в установке вакуумного напыления ВУ–1А с помощью электронно-лучевого испарителя через маску с прорезями, определяющими конфигурацию наносимого датчика.

Для расчёта импульсной температуры полоски (ΔT) по результатам измерения полезного сигнала – приращения падения напряжения ΔU на полоске при лазерном облучении – использовалась формула:

$$\Delta T = \frac{R_n \Delta U}{r_0 \alpha U} \quad (2)$$

где U – электрическое напряжение питания измерительной цепи; ΔU – приращения падения напряжения; R_n – сопротивление измерительной цепи; r_0 – сопротивление никелевой полоски при комнатной температуре; α – температурный коэффициент электрического сопротивления металла.

На рис. 2 показана схема и фотография приспособления, служащего для закрепления облучаемого образца и подсоединения к его контактными тонкоп-

лѐночным площадкам измерительной цепи. На рисунке видно, что контакт осуществляется с помощью пружинных нажимных электродов.

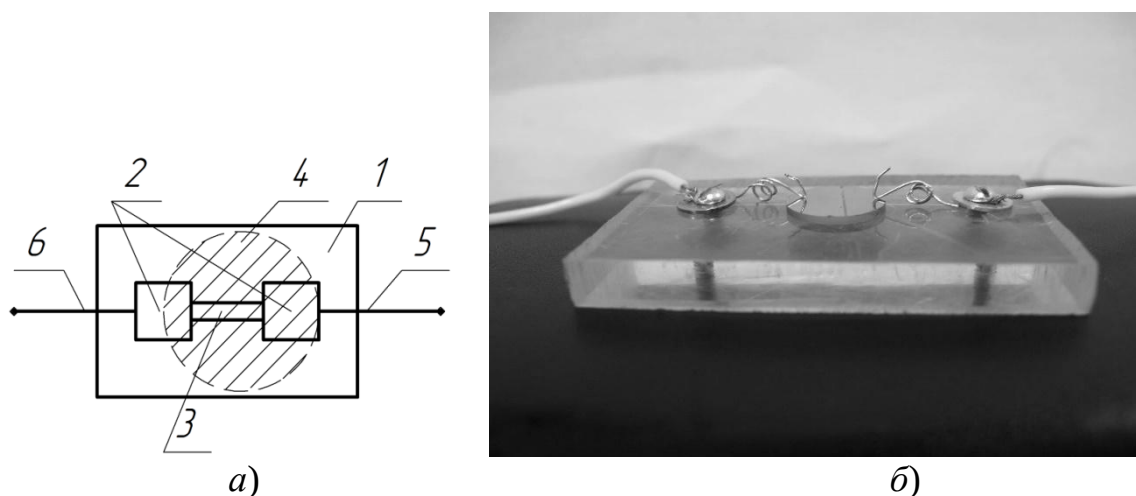


Рис. 2. Схема (а) и фотография (б) контактного устройства:

1 – изолирующая подложка, 2 – контактные площадки, 3 – тонкоплѐночная металлическая полоска, 4 – область засветки лазерным излучением подложки, 5 и 6 – контакты к контактным площадкам

На рис. 3 показан вид экспериментального стенда для измерения импульсной температуры.

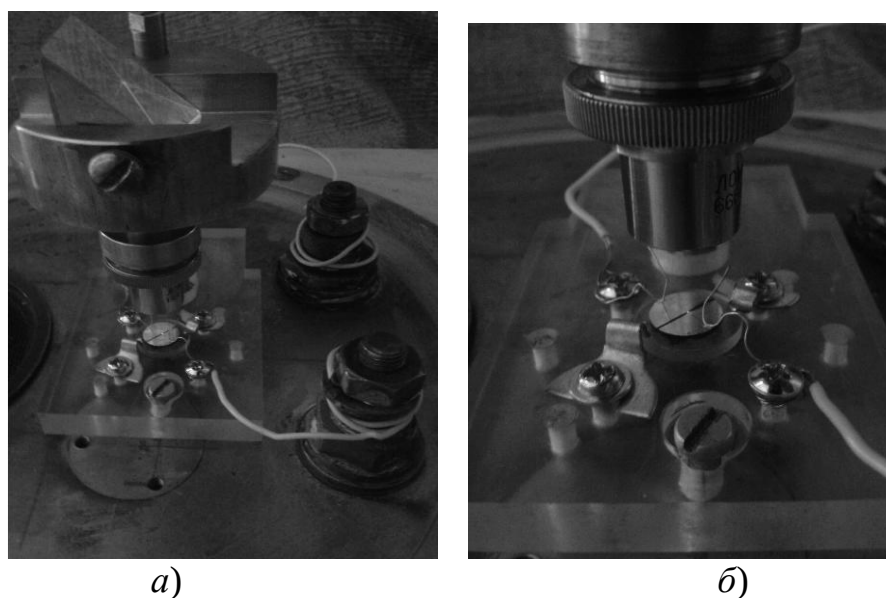


Рис. 3. Фотография экспериментального стенда для измерения импульсной температуры (а – вид с призмой; б – вид места облучения)

Измерение электрического сопротивления выполнялось четырёхзондовым методом. На рис. 4 представлена электрическая схема измерения температуры в металлической плёнке при облучении лазерным пучком.

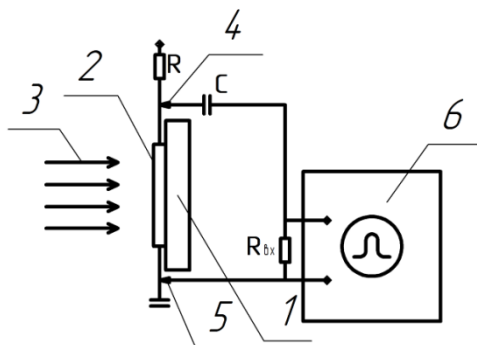


Рис. 4. Электрическая схема измерения импульсной температуры облучаемой металлической плёнки

Форма лазерного импульса излучения наблюдалась на экране цифрового осциллографа Tektronix, в качестве фотоприёмника использовался быстродействующий фотодиод ФД–256 (постоянная времени 1...2 нс), установленный в потоке излучения позади глухого зеркала резонатора лазерного излучателя. Входное сопротивление осциллографа шунтировалось резистором с сопротивлением 20 Ом. В качестве измерителя импульсного напряжения сигнала использовался второй канал осциллографа Tektronix. Осциллограммы сигналов резистивного датчика показаны на рис. 5.

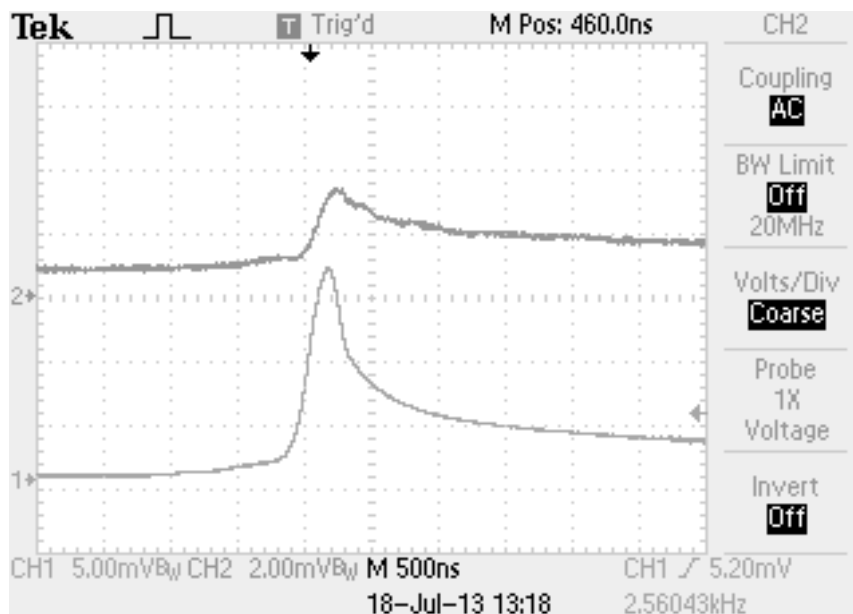


Рис. 5. Осциллограмма сигнала резистивного датчика. Длительность лазерного импульса (нижняя кривая) 250 нс

Данные на осциллограмме подтверждают возможность измерения температуры лазерного нагрева резистивного датчика с временным разрешением до нескольких наносекунд.

Результатами исследований являются разработанная методика измерения импульсной температуры облучаемых импульсным лазерным излучением тонкоплёночных металлических структур с временным разрешением до 10 нс и пространственным разрешением порядка десятков мкм, диапазон измеряемых температур от комнатной до 1500 °С и более, а также экспериментальное подтверждение возможности контроля за структурой тонких металлических плёнок по изменению их удельного электрического сопротивления.

Преимуществом разработанной методики является то, что измерения температуры проводятся в той зоне исследуемого образца, где происходят исследуемые физико-химические процессы [9,10].

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках ГК № 16.740.11.0660 (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Chesnokov D. V., Chesnokov V. V., Reznikova E. F. Problems of nanosecond laser technologies of film microstructures deposition // "7th Int. Conf. on Actual Problems of Electron. Instrum. Eng." APEIE-2004 (Russia, Novosibirsk, 20-23 sept. 2004): Proc., V. 1. – Novosibirsk: NSTU, 2004. – P. 216–226.
2. Чесноков Д. В., Чесноков В. В. Гетерофазный процесс лазерно-пиролитического формирования тонких плёнок в условиях адсорбционного ограничения поступления реагентов // ГЕО-Сибирь-2011. VII Междунар. науч. конгр. : сб. материалов в 6 т. (Новосибирск, 19–29 апреля 2011 г.). – Новосибирск: СГГА, 2011. Т. 5, ч. 2. – С. 3–11.
3. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Кочкарев Д. В. Исследование влияния сил поверхностного натяжения на процессы формирования микроструктур методом LCVD // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2012. VIII Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 10–20 апреля 2012 г.). – Новосибирск: СГГА, 2012. Т. 2. – С. 100–109.
4. Роль нестационарных тепловых процессов при осаждении тонких плёнок методом наносекундного LCVD / Д. В. Чесноков, В. В. Чесноков, В. Н. Москвин, Д. С. Михайлова // Доклады АН ВШ РФ. – 2013. – № 1 (20). – С. 119–128.
5. Формирование барьеров Шоттки на кремнии p-типа методом LCVD / В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, М. В. Кузнецов, В. А. Райхерт, Д. М. Никулин // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2014» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 8–18 апреля 2014 г.). – Новосибирск: СГГА, 2014. Т. 1. – С. 86–92.
6. Вейко В. П. Лазерная обработка плёночных элементов. – Л.: Машиностроение, 1986. – 248 с.
7. Чесноков В. В., Резникова Е. Ф., Чесноков Д. В. Лазерные наносекундные микротехнологии; под общ. ред. Д. В. Чеснокова. – Новосибирск: СГГА, 2003. – 300 с.
8. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
9. Физико-химические свойства элементов: Справочник / Под ред. Г. В. Самсонова. – Киев: Наукова думка, 1965. – 807 с.
10. Бокштейн Б. С. Диффузия в металлах. М.: Металлургия. 1978. – 548 с.

© Е. В. Лантев, В. А. Райхерт, Д. М. Никулин, 2015

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВОЛНОВОГО ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОГО АЗОТА ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИСПАРЕНИИ

Александр Дмитриевич Назаров

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, доктор технических наук, старший научный сотрудник, тел. (383)330-64-66, e-mail: nazarov@itp.nsc.ru

Анатолий Федорович Серов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник, тел. (383)330-64-66, e-mail: serov@itp.nsc.ru

Александр Николаевич Павленко

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, чл.-корр. РАН, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией, тел. (383)328-43-87, e-mail: pavl@itp.nsc.ru

Валерий Николаевич Мамонов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, кандидат технических наук, научный сотрудник, тел. (383)330-64-66, e-mail: mamonovvn@mail.ru

Олег Александрович Володин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1, инженер, тел. (383)330-87-00, e-mail: volodin@ngs.ru

В статье описан разработанный многоканальный емкостный измеритель локальной толщины пленки жидкости, применение его в экспериментах по исследованию волновых характеристик пленки жидкого азота, стекающей по вертикальной пластине с локальным нагревателем, приведены результаты измерений профиля пленки, условия возникновения кризиса теплообмена в зависимости от степени орошения.

Ключевые слова: эксперимент, емкостный метод, локальная толщина пленки жидкости, амплитуда волн, скорость волн.

EXPERIMENTAL STUDY OF DYNAMICS OF WAVE FILM FLOW OF LIQUID NITROGEN OVER A VERTICAL PLATE WITH INTENSE EVAPORATION

Alexandr D. Nazarov

Institute of Thermophysics, Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Lavrentyev pr., Ph. D., tel. (383)330-64-66, e-mail: nazarov@itp.nsc.ru

Anatoly F. Serov

Institute of Thermophysics, Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Lavrentyev pr., Ph. D., tel. (383)330-64-66, e-mail: serov@itp.nsc.ru

Alexandr N. Pavlenko

Institute of Thermophysics, Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Lavrentyev pr., Ph. D., tel. (383)328-43-87, e-mail: pavl@itp.nsc.ru

Valery N. Mamonov

Institute of Thermophysics, Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Lavrentyev pr., Ph. D., tel. (383)330-64-66, e-mail: mamonovvn@mail.ru

Oleg A. Volodin

Institute of Thermophysics, Russian Academy of Sciences, 630090, Russia, Novosibirsk, 1 Lavrentyev pr., Ph. D., tel. (383)330-87-00, e-mail: voludin@ngs.ru

This article describes multi-channel capacitive measuring of a local thickness of the liquid film. Its use in the research a wave characteristics of the film of liquid nitrogen flowing on the vertical plate with local heater. The article presents the results of measurements of the profile of the film and the occurrence of crisis condition in dependence from liquid irrigation density.

Key words: experiment, capacitive method, the local thickness of the liquid film, the amplitude of the waves, the wave velocity.

Введение

Для более полного понимания механизма теплообмена и кризисных явлений при теплоотдаче к пленке необходимо систематическое экспериментальное изучение динамики поведения пленки жидкости на нагревателе, что важно для повышения эффективности современных тепломассообменных промышленных аппаратов.

При исследовании пленочных течений используются разнообразные методики измерения [1 – 3]. Многие из этих методов в настоящее время продолжают совершенствоваться экспериментаторами. К методам, чаще всего используемым на сегодняшний день следует отнести: метод электропроводности [4, 5], волоконно-оптический [6, 7], флуоресцентный [8, 9] и емкостный [10, 11].

Течение пленочного потока по нагретой поверхности характеризуется некоторыми особенностями по сравнению с течением неизотермической пленки. Так, при увеличении теплового потока нагревателя, уменьшается средняя толщина пленки. При достижении величины теплового потока, близкого к критическому, толщина пленки может уменьшиться до единиц микрон, и даже жидкость может полностью испариться. В результате на поверхности теплообменника образуются участки свободные от пленки жидкости – «сухие» пятна. В зависимости от теплового потока, физических свойств и расхода жидкости данные локальные «сухие» пятна могут периодически замываться жидкостью, они называются «неустойчивые сухие пятна» или на этих участках ус-

тойчиво не наблюдается жидкость – эти участки носят название «устойчивые сухие пятна».

Измерение неизотермической пленки жидкости требует от метода и аппаратуры способности регистрировать локальную толщину пленки в широком диапазоне толщин (от нулевой толщины до сотен микрон) со скоростью, позволяющей регистрировать быстропротекающие процессы испарения пленки и волновые образования на ее поверхности.

Наличие нагревателя на рабочей поверхности участка делает невозможным применение методов, где используются зонды, подводимые через стенку участка, следовательно, измерения нужно проводить со стороны свободной поверхности пленки.

В данной работе для измерения толщины неизотермической пленки жидкого азота и регистрации кризиса теплообмена при возникновении сухих пятен был применен емкостный метод. Показаны особенности применения емкостного метода в экспериментах и результаты измерений.

ЕМКОСТНЫЙ РЕГИСТРАТОР ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

В экспериментах использовался емкостный толщиномер с числом каналов от 4 до 8. Каждый канал измерителя содержит коаксиальный емкостный зонд, аппаратуру управления, регистрации и архивации измеренных данных (рис. 1). Изменение емкости под действием толщины пленки преобразуется в переменный электрический сигнал, частота которого фиксируется аппаратурой измерения с периодом 1 мс одновременно по всем каналам. Длительность цикла измерения может достигать нескольких минут (подробное описание содержится в [10, 11]).

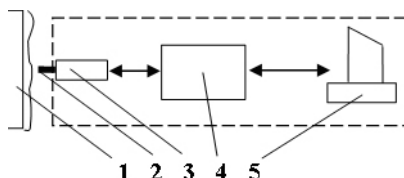


Рис. 1. Схема измерения толщины пленки емкостным регистратором:

1 – пластина с пленкой жидкости; 2 – емкостный зонд; 3, 4 – первичный и вторичный преобразователи; 5 – компьютер

Емкостный коаксиальный зонд был направлен выступающим за пределы экрана центральным электродом перпендикулярно к плоскости рабочего участка со стороны стекающей пленки жидкости [10]. Диаметр центрального электрода $D_1 = 0.5$ мм, отступ экрана относительно торца центрального электрода $b = 2$ мм, внутренний и внешний диаметры экрана $D_2 = 0.8$ мм и $D_3 = 1$ мм, соответственно. Между центральным электродом и экраном находится фторопластовый изолятор с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3.7$.

Полезное изменение емкости от толщины пленки жидкости сосредоточено между торцевой частью выступающего центрального электрода и рабочей поверхностью экспериментального участка. Такой конденсатор можно рассматривать как две последовательно соединенные емкости. Величина емкости модельного датчика определяется из выражения:

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{ж} \varepsilon_z S}{\varepsilon_z h + \varepsilon_{ж} (D - h)},$$

где C_1 – емкость пленки жидкости; C_2 – емкость воздушного зазора; S – площадь центрального электрода зонда; ε_0 , ε_z , $\varepsilon_{ж}$ – диэлектрические проницаемости вакуума, жидкости, газа соответственно; D – расстояние между электродом и пластиной; h – толщина пленки.

Так как диэлектрическая проницаемость жидкости отличается от диэлектрической проницаемости газа, емкость конденсатора зависит от соотношения толщины пленки и газа. Зависимость толщины пленки в плоском конденсаторе от диэлектрической проницаемости выражается формулой:

$$h = ((\varepsilon_{ж} \varepsilon_z \varepsilon_0 S) - (C \varepsilon_{ж} D)) / C(\varepsilon_z - \varepsilon_{ж}).$$

Чувствительность датчика определяется зависимостью: $\frac{1}{C} \frac{dC}{dh} = \frac{1}{D-h}$.

По проведенным калибровочным экспериментам установлено, что погрешность измерений локальной толщины пленки жидкого азота не превышает 3 %.

Неоднородность электрического поля на краях плоского конденсатора (краевые эффекты конденсатора) влияет на пространственную зону чувствительности емкостного зонда D_z , которая превышает физический диаметр центрального электрода D_1 . В [11] приведены расчетные и экспериментальные данные распределения напряженности электрического поля емкостных зондов разной конструкции. По этим данным видно, что реальная пространственная зона чувствительности зондов D_z , используемых в данной работе, не превышает 1 мм.

Экспериментальный участок

Экспериментальный участок для исследования интенсивно испаряющейся волновой пленки жидкого азота в неабатических условиях показан на рис. 2. В нижней части вертикальной пластины (250 мм × 75 мм), по которой течет пленка жидкого азота, расположен нагреватель. Четыре емкостных датчика были установлены над тепловыделяющей поверхностью (рис. 2б). Три датчика установлены последовательно по потоку друг за другом: первый на 15 мм от верхней кромки нагревателя, второй и третий следом через 4 и 3 мм, соответственно. Четвертый датчик расположен на одной горизонтальной линии левее первого верхнего датчика на расстоянии 3.5 мм от него.

Одновременная регистрация в реальном времени от сенсоров позволяет получить опытные данные для волновых характеристик пленочного течения,

исследовать динамику изменения локальной толщины интенсивно испаряющейся пленки жидкости и развития «сухих» пятен на поверхности.

Участок (рис. 2, а) помещается в криостат с температурой равной, кипению жидкого азота (-195.8°C). При криогенной температуре элементы аппаратуры работают в критическом режиме. В первую очередь это касается активных полупроводниковых приборов. Это приводит к тому, что амплитуда выходного сигнала первичных емкостных датчиков при температуре криостата уменьшается в разы по сравнению с амплитудой при комнатной температуре. Как следствие, это сказывается на уменьшении соотношения сигналов сигнал/шум.

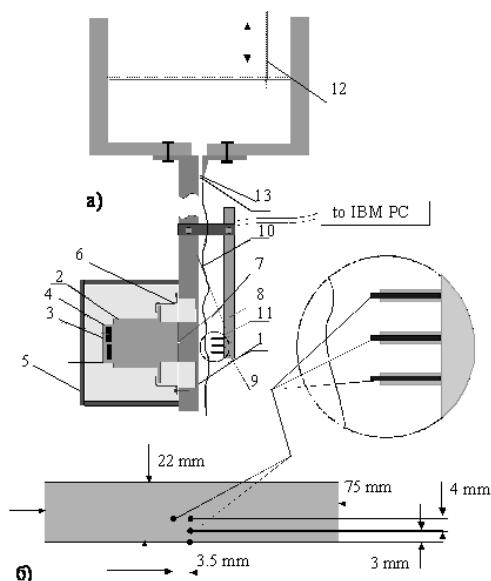


Рис. 2. Экспериментальный участок для исследования испаряющейся пленки азота:

а – схема экспериментального участка: 1 – рабочая дюралюминиевая пластина, 2 – медный проводник тепла, 3 – резистивные нагреватели, 4 – изолятор тепла, 5 – защитная стеклотекстолитовая крышка, 6 – прижимные пластины, 7 – терморезисторы, 8 – плата микрозондов, 9 – четыре емкостных микрозонда, 10 – пленка жидкого азота, 11 – тепловыделяющая поверхность, 12 – подвижная планка с уровнемерами, 13 – распределительная щель; б – вид нагревателя спереди

Собственная частота генерации измерительных и опорных генераторов повышается от 30 МГц (настройка при комнатной температуре) до 40 – 50 МГц при криогенной температуре. Следовательно, при доработке аппаратуры необходимо выполнить комплекс мероприятий, предусматривающий увеличение запаса по усилению сигнала первичного датчика с одновременным уменьшением влияния помех на полезный сигнал, и позволяющий увеличить диапазон работы регулирующих элементов для подстройки частоты генерации опорного и измерительного генераторов на требуемое соотношение частоты между ними.

Результаты и их обсуждение

Исследования гравитационного пленочного течения жидкого азота проводились для чисел Рейнольдса $Re = 30 - 110$, что соответствует ламинарно-волновому режиму течения. Исследовалось влияние теплового потока на волновые параметры пленки, на условия возникновения кризисных явлений, сопровождающихся образованием «сухих» пятен на рабочей поверхности в различных точках тепловыделяющей поверхности вдоль по течению пленки.

На рис. 3 приведены профили локальной толщины пленки жидкости в точке на расстоянии 22 мм от начала тепловыделения для адиабатического случая и при подводе тепла к нагревателю. Из рисунка видно, что увеличение плотности теплового потока до $q = 2.4 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ приводит к незначительному уменьшению локального числа Рейнольдса $Re^{лок.}$ от 38 до 31, однако это не вызывает существенного изменения профиля локальной толщины пленки жидкости. При тепловом потоке $q = 3.9 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ наблюдается тенденция к возникновению «сухих» пятен за счет интенсивного испарения жидкости в остаточном слое между крупными волнами, при этом заметно изменяется частота волн. При значениях теплового потока $q = 6.7 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ и $q = 8.2 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ регистрируются «сухие» пятна. Величина локального числа Рейнольдса при максимальном тепловом потоке уменьшается более чем в 2.5 раза в сравнении с адиабатическим случаем.

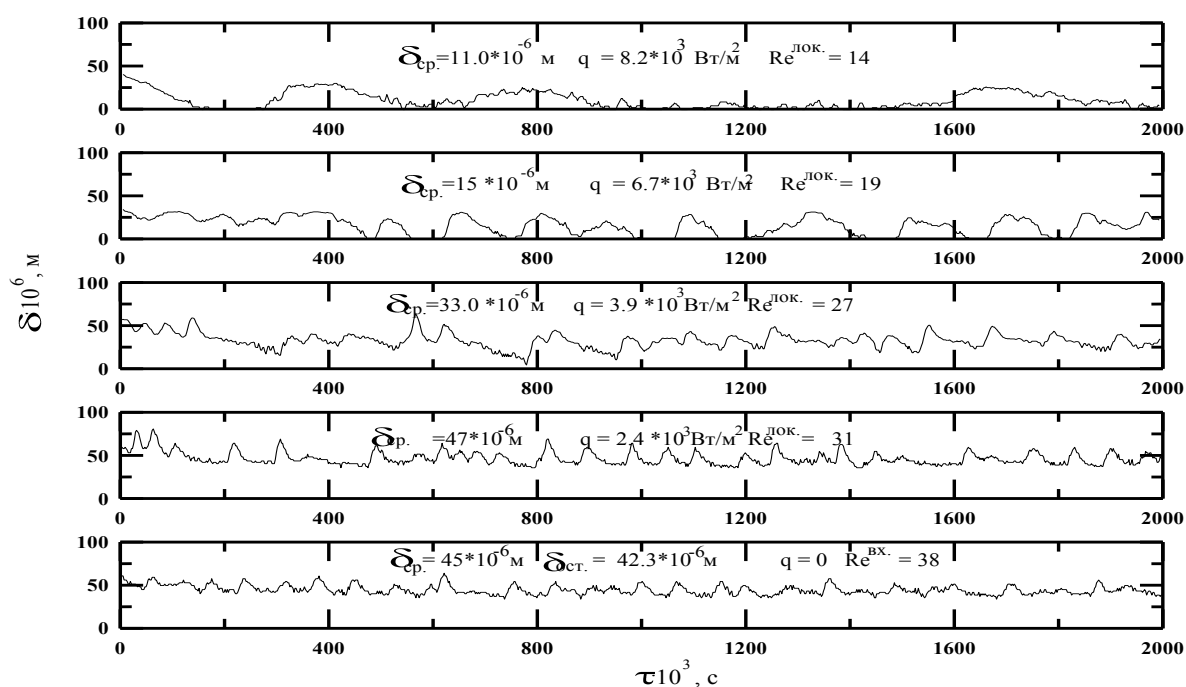


Рис. 3. Зависимость мгновенной толщины пленки от времени при различных плотностях теплового потока. $Re=38$; профили локальной толщины пленки на расстоянии 22 мм от начала поверхности тепловыделения

На рис. 4 показана зависимость плотности вероятности толщины пленки жидкости при различных значениях плотности теплового потока.

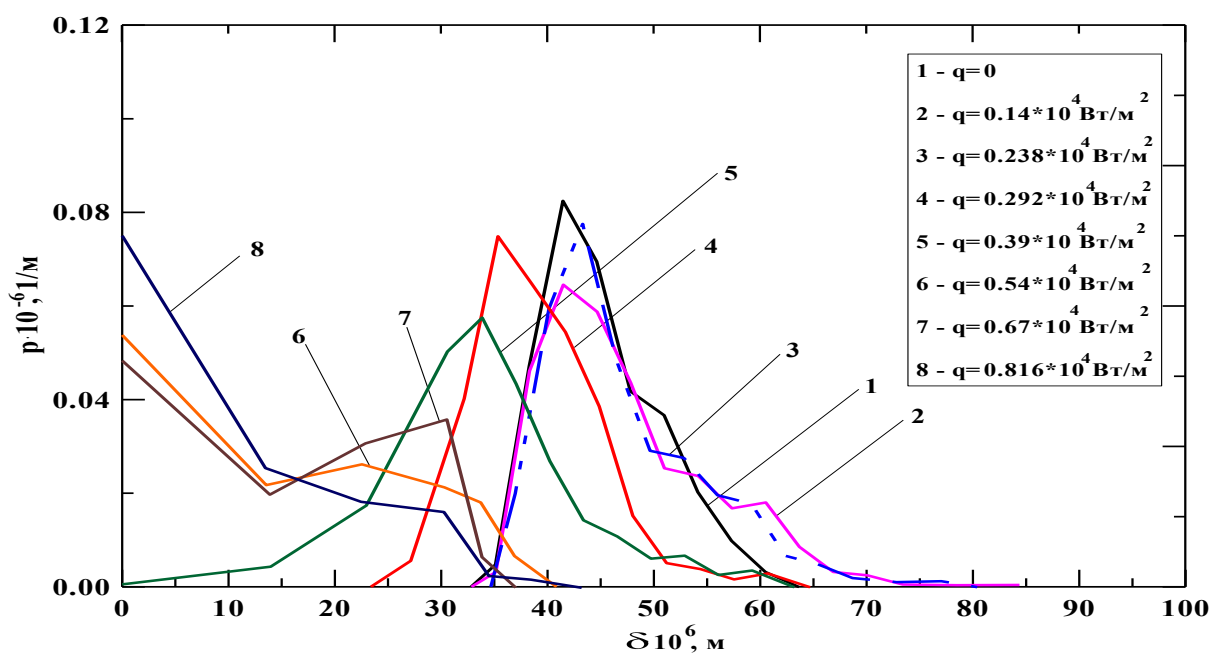


Рис. 4. Зависимость плотности вероятности толщины пленки жидкости при различных плотностях теплового потока. $Re=38$. Расстояние от начала поверхности тепловыделения 22 мм

Для кривых (1 – 4) вероятность нулевой толщины пленки, т.е. появления «сухих» пятен, равна нулю. Характер кривой 5 показывает, что значение плотности теплового потока $q = 0.39 \cdot 10^4$ Вт/м² является пороговым, при превышении которого начинается возникновение «сухих» пятен. Это видно по характеру кривых 6, 7 и 8 для которых конечные значения вероятности с нулевой толщиной, указывают на появление «сухих» пятен.

При тепловых потоках до $q = 0.816 \cdot 10^4$ Вт/м² в экспериментах наблюдаются возникающие на короткий промежуток времени и «замываемые» набегающим потоком «сухие» пятна. Дальнейшее увеличение плотности теплового потока приводит к появлению устойчивых «сухих» пятен, а затем и к полному отторжению жидкости от теплоотдающей стенки рабочего участка при развитии осушения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа измерительного прибора при криогенной температуре требует выполнить комплекс мероприятий, предусматривающий увеличение запаса по усилению сигнала первичного датчика с одновременным уменьшением влияния помех на полезный сигнал, и позволяющий увеличить диапазон работы регулирующих элементов для подстройки частоты генерации опорного и измерительного генераторов на требуемое соотношение частоты между ними.

В ходе опытов были получены зависимости изменения профиля пленки жидкости, амплитуды и частоты волн на ее поверхности от величины теплового потока.

При тепловом потоке до $q = 0,39 \cdot 10^4$ Вт/м² профиль пленки и частотные свойства крупных волн на ее поверхности существенно не изменяются. При повышении величины теплового потока начинают появляться на короткий промежуток времени «сухие» пятна, возникающие между крупными волнами за счет интенсивного испарения жидкости в остаточном слое. Рост величины теплового потока увеличивает продолжительность «жизни» сухих пятен, а, затем, приводит и к полному отторжению жидкости от теплоотдающей поверхности при развитии осушения.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного Фонда (проект №14-49-00010).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Хауф В., Грикуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир. 1973. 238 с.
2. Воронцов Е.Г., Тананайко Ю.М. Теплообмен в жидкостных пленках. Киев: Техника, 1972. 194 с.
3. Ганчев Б.Г. Охлаждение элементов ядерных реакторов стекающими пленками. М.: Энергоатомиздат. 1987. 192 с.
4. Alekseenko S., Cherdantsev A., Kharlamov S., Markovich D. Characteristics of Liquid Film in a Vertical Pipe with the Presence of Gas Flow // Proc. of 5th World Conf. on Experimental Heat Transfer. Fluid Mechanics and Thermodynamics. Thessaloniki. Greece. 2001. September 24–28. V. 3. P. 1991.
5. Drosos E.I.P., Paras S.V., Karabelas A.J. Characteristics of Developing Free Falling Films at Intermediate Reynolds and High Kapitza Numbers // Int. J. of Multiphase. 2004. № 30. P. 853.
6. Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Евсеев А.Р. и др. Измерение толщины пленки жидкости волоконно-оптическим датчиком // ПТЭ. 2003. № 2. С. 130.
7. Зайцев Д.В., Чиннов Е. А., Кабов О.А., Марчук И.В. Экспериментальное исследование волнового течения пленки жидкости по нагреваемой поверхности // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. вып. 6. С. 31.
8. Hewitt G.F., Lovegrove P.C. Nicholls B. Film thickness measurement using fluorescence technique // AERE-R 4478. – 1964.
9. Liu J., Paul J. D., Golub J.P. Measurement of the Primary Instabilities of Film Flows // Fluid Mech. – 1993. – Vol. 250. – P. 69-101.
10. Роговая И. А., Олевский В. М., Рунова Н. Г. Измерение параметров пленочного волнового течения на вертикальной пластине. // Теоретические основы химической технологии. – 1969.-Т 3, №2. – С.200-208.
11. Кротов С. В., Назаров А. Д., Павленко А. Н., Печеркин Н. И., Серов А.Ф., Чехович В. Ю. Емкостный измеритель локальной толщины пленки азота // Журнал Приборы и Техника Эксперимента. – 1997. – №1. – С. 149-152.
12. Назаров А. Д. Разработка аппаратно-программных средств емкостного измерителя для экспериментального исследования пленочного течения криогенной жидкости // Диссертация к.т.н., Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск, 2002.

© А. Д. Назаров, А. Ф. Серов, А. Н. Павленко, В. Н. Мамонов, О. А. Володин, 2015

СОДЕРЖАНИЕ

1. <i>В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. В. Кочкарев, Д. М. Никулин, С. Л. Шергин.</i> Гиперспектральные видеоанализаторы на основе электроуправляемых интерферометров Фабри – Перо	3
2. <i>А. В. Паньков, В. П. Корольков, Р. К. Насыров.</i> Моделирование и оптимизация фотолитографической технологии изготовления дифракционного поворотного фокусирующего элемента для ИК диапазона.....	12
3. <i>Ю. Ц. Батомункуев.</i> Анализ энергообмена при записи объемного голограммного оптического элемента цилиндрическими волнами.....	18
4. <i>И. В. Минин, О. В. Минин.</i> Методика моделирования в XFDTD.....	26
5. <i>Ю. Ц. Батомункуев, А. А. Дианова.</i> Расчет коррекции первых сферических aberrаций высших порядков деформированного пропускающего объемного ГОЭ.....	36
6. <i>А. В. Макеев.</i> Применение лазерных методов для контроля микрорельефа поверхности деталей.....	43
7. <i>А. Г. Полещук, Р. К. Насыров, А. Е. Маточкин, В. Н. Хомутов, В. В. Черкашин, А. Е. Качкин, А. Г. Верхогляд, Л. Б. Касторский, В. М. Михалкин.</i> Разработка интерференционно-голографической ИК системы контроля формы центрального параболического зеркала космического телескопа обсерватории «Миллиметр».....	51
8. <i>Н. Г. Миронников, В. П. Корольков, Д. И. Деревянко.</i> Исследование механических и термооптических свойств нового гибридного фотополимерного материала.....	59
9. <i>Р. В. Шиманский, А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. В. Черкашин.</i> Методы увеличения точности нанопозиционирования в системах синтеза дифракционной оптики	65
10. <i>С. А. Шойдин.</i> Дифракционная эффективность голограмм, записанных гауссовыми пучками	71
11. <i>О. В. Минин, И. В. Минин, Н. А. Харитошин.</i> Особенности формирования фотонных терастрей мезомасштабными сферой и кубиком.....	77
12. <i>И. В. Минин, О. В. Минин, Н. А. Харитошин.</i> О возможности создания мезомасштабной квазиоптической линии передач на основе диэлектрических кубических элементов, формирующих фотонные тераструи.....	80
13. <i>И. В. Минин, О. В. Минин, Н. А. Харитошин.</i> Обзор коммерческих программных продуктов для моделирования фотонных струй.....	85
14. <i>В. С. Соболев.</i> Сравнение границ Рао – Крамера и дисперсии максимально правдоподобных оценок центральной частоты узкополосного нормального случайного процесса	89

15. В. В. Галуцкий, В. Ф. Кузора, В. А. Никитин, Е. В. Строганова, С. А. Шмаргилов, Н. А. Яковенко. Функциональные элементы на основе градиентного PPLN	95
16. В. В. Кузнецов. Теплофизические проблемы создания компактных микроструктурированных аппаратов.....	101
17. О. В. Горева, А. И. Илларионов. Моделирование структуры второй оптической гармоники сфокусированного лазерного излучения	110
18. В. С. Соболев, Ф. А. Журавель, Г. А. Кащеева. Оценки центральной частоты сигналов лазерных доплеровских систем в присутствии окрашенного шума	116
19. С. В. Ивакин. Принципы построения лазерных комплексов дистанционного энергоснабжения низкоорбитальных космических аппаратов.....	124
20. В. Ф. Лебедев, П. С. Макаrchук. Разработка макета лазерной системы дистанционного анализа веществ методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии	130
21. В. Н. Гришанов. Оптимизация оптических схем измерения пространственно-энергетических параметров лазерного излучения методами моделирования.....	135
22. В. С. Айрапетян, Т. В. Маганакова. Расчет концентрации наркотических веществ методом дифференциального поглощения и рассеяния.....	141
23. В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. С. Михайлова. Методика и экспериментальное исследование спектров поглощения адсорбированных слоёв летучих металлоорганических соединений.....	148
24. М. В. Кузнецов. Экспериментальные исследования процессов формирования субмикронных периодических структур методом интерференционного ЛПФХО	154
25. Д. В. Чесноков, В. В. Чесноков, М. В. Кузнецов. Разработка принципов формирования топологических микро- и наноструктур на подложках методом интерференционного LCVD	159
26. А. П. Погода, Г. В. Бурковский, П. С. Макаrchук, И. С. Хахалин, А. С. Бореишо. Диапазон управления пиковой мощностью излучения лазера с многопетлевым резонатором путем реализации режима пассивной модуляции добротности.....	170
27. Д. В. Чесноков, В. В. Чесноков. Разработка перспективных методик исследования атомно-эмиссионного спектра монослоя наночастиц	176
28. А. В. Войцеховский, Д. И. Горн, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов. Свойства наноструктур с квантовыми ямами на основе CdHgTe для фотоники.....	184
29. В. К. Козлов, А. Х. Сабитов. Экспресс-метод определения степени полимеризации бумажной изоляции трансформаторов в лабораторных условиях	189

30. В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков. Разработка вакуумных фото- эмиссионных приемников в интегральном исполнении для приема модулированных широкополосных сигналов	193
31. А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. И. Никифоров, К. А. Лозовой. Свойства гетероструктур с квантовыми точками Ge/Si для нанофотоники	201
32. О. А. Агеев, Е. Г. Замбург, А. С. Коломийцев, Д. О. Сучков, А. В. Шумов. Исследование режимов формирования элементов акустооп- тической ячейки в интегральном исполнении методами нанотехнологий	206
33. Г. В. Барткус, И. А. Козулин, В. В. Кузнецов. Эксперимен- тальное изучение структуры газожидкостного течения в канале ком- пактного теплообменника оптическими методами	211
34. И. А. Козулин, В. В. Кузнецов. Применение оптических мето- дов для исследования теплофизических процессов в микросистемах	217
35. Е. В. Манжос, Н. А. Какуткина, А. А. Коржавин, А. Д. Рыч- ков, А. В. Вьюн. Зажигание волн фильтрационного горения газа нагрет- ым участком пористой среды	223
36. В. В. Замащиков, А. А. Коржавин, Е. А. Чиннов. Распростра- нение пламени над жидким топливом в мини-каналах.....	230
37. Я. В. Козлов, А. А. Коржавин, П. К. Сеначин. Распростра- нение пламени в сосуде, частично заполненном пористой средой	235
38. П. П. Добровольский, Л. С. Марченко, П. А. Алдохин. Иссле- дования спектральных характеристик различных покрытий, погло- щающих ИК излучение.....	241
39. Д. В. Постников, А. И. Блесман, Д. А. Полонянкин, В. И. Ду- бовик, А. А. Теплоухов. Исследование влияния высокотемпературного отжига на сегрегацию углерода внутри зерна стали 38Х2МЮА, моди- фицированной молибденом.....	246
40. Е. В. Лаптев, В. А. Райхерт, Д. М. Никулин. Разработка экс- периментального стенда и методики измерения импульсной темпера- туры в фокальном лазерном пятне на поверхности никелевой пленки.....	252
41. А. Д. Назаров, А. Ф. Серов, А. Н. Павленко, В. Н. Мамонов, О. А. Володин. Экспериментальное исследование динамики волнового пленочного течения жидкого азота по вертикальной пластине при ин- тенсивном испарении.....	258

CONTENTS

1. V. V. Chesnokov, D. V. Chesnokov, D. V. Kochkarev, D. M. Nikulin, S. L. Shergin. The hyperspectral video analyzer on base of electric driven Fabry – Perot interferometer.....	3
2. A. V. Pankov, V. P. Korolkov, R. K. Nasyrov. Modeling and optimisation proximity printing method for ir range diffractive swivel focusator	12
3. Yu. Ts. Batomunkuev. Analysis of energy exchange between cylindrical waves in the time of recording of volume holographic optical element	18
4. I. V. Minin, O. V. Minin. Simulation technique in XFDTD.....	26
5. Yu. Ts. Batomunkuev, A. A. Dianova. Calculation correction of first spherical higher order aberrations of deformation volume HOE	36
6. A. V. Makeev. The application of laser methods for monitoring of surface microrelief.....	43
7. A. G. Poleshchuk, R. K. Nasyrov, A. E. Matochkin, V. N. Khomutov, V. V. Cherkashin, A. E. Kachkin, A. G. Verkhoglyad, L. B. Kastorsky, V. M. Mikhalkin. Development of interference-holographic infrared system for test of central parabolic mirror of millimetron space observatory	51
8. N. G. Mironnikov, V. P. Korolkov, D. I. Derevyanko. Study of mechanical and thermo-optical properties of a new hybrid photopolymeric material.....	59
9. R. V. Shimansky, A. G. Poleshchuk, V. P. Korolkov, V. V. Cherkashin. Methods to increase the nanopositioning precision for system of diffractive optics synthesis.....	65
10. S. A. Shoydin. Diffraction efficiency of holograms, written down by gaussian waves	71
11. I. V. Minin, O. V. Minin, N. A. Kharitoshin. Photonic terajet formation by mesoscale sphere and cuboid	77
12. I. V. Minin, O. V. Minin, N. A. Kharitoshin. Creation of the possibility mesoscale quasi-optical transmission line on dielectric cubic element, formed by the photons terastrui.....	80
13. I. V. Minin, O. V. Minin, N. A. Kharitoshin. Review of commercial software for modeling photon jets.....	85
14. V. S. Sobolev. Comparison of Cramer – Rao bounds and the variance of the maximum likelihood estimates of narrowband normal random process center frequency	89
15. V. V. Galutskiy, V. F. Kuzora, V. A. Nikitin, E. V. Stroganova, S. A. Shmargilov, N. A. Yakovenko. Functional elements on the basis of gradient PPLN	95
16. V. V. Kuznetsov. Thermophysical problems of the compact microstructured apparatus development.....	101

17. O. V. Goreva, A. I. Illarionov. Modeling the structure of the optical second harmonic of focused laser radiation	110
18. V. S. Sobolev, F. A. Zhuravel', G. A. Kashcheeva. Laser doppler system's central frequency estimates in the presence of colored noise	116
19. S. V. Ivakin. Low-orbit spacecraft laser power beaming complex design principles.....	124
20. V. F. Lebedev, P. S. Makarchuk. Development of remote laser system layout analysis method of laser spark emission spectroscopy	130
21. V. N. Grishanov. Optimization of optical arrangement for measuring the spatial-energy parameters of laser radiation methods of modeling	135
22. V. S. Ayrapetyan, T. V. Maganakova. Calculate the concentration drags method of differential absorption and scattering.....	141
23. V. V. Chesnokov, D. V. Chesnokov, D. S. Mihajlova. Method and experimental Research of the absorption spectrum of adsorbed layers of volatile metalorganic compounds.....	148
24. M. V. Kuznetsov. The pilot studies processes of formation submicronic periodical structures by the interference LCVD technique.....	154
25. D. V. Chesnokov, V. V. Chesnokov, M. V. Kuznetsov. The development principles of formation micro- and nanostructures on substrates by the interference LCVD technique.....	159
26. A. P. Pogoda, G. V. Burkovsky, P. S. Makarchuk, I. S. Khakhalin, A. S. Boreysho. Peak power variation range of passively-q-switched laser with multiloop cavity radiation	170
27. D. V. Chesnokov, V. V. Chesnokov. Development of prospective method for studying the atomic-emission spectrum of nanoparticles monolayer	176
28. A. V. Voitsekhovskii, D. I. Gorn, S. A. Dvoretiskii, N. N. Mikhailov. Properties of CdHgTe based nanostructures with quantum wells for photonics	184
29. V. K. Kozlov, A. K. Sabitov. Rapid method for determining degree of polymerization of the paper insulation of transformers in laboratory conditions	189
30. V. V. Chesnokov, D. V. Chesnokov. Developing of vacuum photoemission receiver with integrall execution for broadband signals receiving	193
31. A. V. Voitsekhoskii, A. P. Kokhanenko, A. I. Nikiforov, K. A. Lozovoy. Properties of heterostructures with quantum dots Ge/Si for nanophotonics.....	201
32. O. A. Ageev, E. G. Zamburg, A. S. Kolomiytsev, D. O. Suchkov, A. V. Shumov. Research of formation regimes of elements of integral acousto-optic cell by nanotechnology methods	206
33. G. V. Bartkus, I. A. Kozulin, V. V. Kuznetsov. Experimental study of the structure of gas-liquid flow in a channel of compact heat exchanger by optic methods.....	211
34. I. A. Kozulin, V. V. Kuznetsov. Application of the optical methods for study of thermophysical processes in microsystems	217

35. E. V. Manzhos, N. A. Kakutkina, A. A. Korzhavin, A. D. Rychkov, A. V. V'yun. Ignition of filtration combustion waves with heated portion of porous medium	223
36. V. V. Zamashchikov, A. A. Korzhavin, E. A. Chinnov. Flame spread over liquid fuel in minichannels	230
37. Ya. V. Kozlov, A. A. Korzhavin, P. K. Senachin. Flame propagation in closed vessel partially filled with porous medium.....	235
38. P. P. Dobrovolsky, L. S. Marchenko, P. A. Aldokhin. Researches of the spectral characteristics various coatings absorb of the infrared radiation.....	241
39. D. V. Postnikov, A. I. Blesman, D. A. Polonyankin, V. I. Dubovik, A. A. Teplouhov. Research of the high-temperature annealing influence on carbon segregation inside the grain of J24056 steel modified by molybdenum.....	246
40. E. V. Laptev, V. A. Raykhert, D. M. Nikulin. Development of experimental facility and method of measuring the pulse temperature in the focal laser spot on the surface of the nickel film	252
41. A. D. Nazarov, A. F. Serov, A. N. Pavlenko, V. N. Mamonov, O. A. Volodin. Experimental study of dynamics of wave film flow of liquid nitrogen over a vertical plate with intense evaporation	258

Научное издание

XI Международные научный конгресс и выставка

ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ-2015

Международная научная конференция

СибОптика-2015

Т. 1

Сборник материалов

Материалы публикуются в авторской редакции

Компьютерная верстка *К. В. Ионко*

Изд. лиц. ЛР № 020461 от 04.03.1997.

Подписано в печать 30.04.2015. Формат 60 × 84 1/16

Печать цифровая.

Усл. печ. л. 15,81. Тираж 100 экз. Заказ .

Редакционно-издательский отдел СГУГиТ
630108, Новосибирск, 108, ул. Плеханова, 10.

Отпечатано в картопечатной лаборатории СГУГиТ
630108, Новосибирск, 108, ул. Плеханова, 8.