Министерство образования и науки Российской Федерации
Ministry of Education and Science of Russian Federation

Правительство Рязанской области
Government of Ryazan Region

Российский фонд фундаментальных исследований
Russian Foundation for Fundamental Research

Государственный фонд естественных наук КНР
National Natural Science Foundation of China

Лазерная ассоциация
Laser Association

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина
Ryazan State University named for S. Esenin

Чаньчунский университет
Changchun University

Чаньчунский университет науки и техники
Changchun University of Science and Engineering

ВСЕРОССИЙСКИЙ ФЕСТИВАЛЬ НАУКИ

ФИЗИКА ЛАЗЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПРИМЕНЕНИЯ

Сборник научных трудов

Международного научного семинара (Россия – КНР)

15–17 октября 2012
Рязань, 2012

PHYSICS OF LASER PROCESSES AND APPLICATIONS (PHLPA – 2012)

Proceeding of scientific seminar

International scientific seminar (Russia – China)

15–17 October 2012
Ryazan, 2012

УДК 53
ББК 32.86-53
Ф 50

Рецензенты
А.А. Трубицын, д-р физ.-мат. наук, проф. (РГРТУ)
В.А. Коротченко, д-р техн. наук, проф. (РГРТУ)

Reviewed by:
A.A. Trubitsyin, Dr., Professor (RSREU)
V.A. Korotchenko, Dr., Professor (RSREU)

Ф50 **Физика** лазерных процессов и применения = Physics of laser processes and application : сб. науч. тр. междунар. семинара / отв. ред. Е.Н. Моос, В.А. Степанов ; Ряз. гос. ун-т им. С.А. Есенина. – Рязань, 2012. – 212 с. – на рус. и англ. яз.

Physics of laser processes and applications : Proceeding of scientif seminar / chief editor E.N. Moos, V.A. Stepanov; Ryaz. State Univ. named for S. Esenin. – Ryazan, 2012. – 212 p.

ISBN 978-5-88006-760-2

Затрагиваются вопросы современного состояния и перспективы развития инновационных технологий, обсуждаются проблемы и представления новых результатов в области нелинейных физических процессов, которые имеют место при возникновении и распространении лазерного излучения. В сборнике представлена программа пленарного заседания конференции, а также опубликованы краткое содержание докладов (в авторской редакции).

Сборник адресован преподавателям, аспирантам, студентам и широкому кругу читателей.

лазер, лазерное излучение, кристаллы, наногетероструктуры, плазма, биологические объекты

The modern state and prospects of the innovative technology development as well as the problems and new results in the non-linear physical processes which occur for laser generation and propagation are discussed.The proceeding include the conference programme and the brief content of the reports (in authors edition).

The proceeding is addressed to teachers, post-graduate students, students and the wide range of readers.

laser, laser radiation, crystals, nanoheterostructures, plasma, biological objects

УДК 53
ББК 52.86-53

Редакционная коллегия:
В.А. Степанов, д-р физ.-мат. наук, проф. (отв. ред.); Е.Н. Моос, д-р техн. наук, проф. (отв. ред.); Н.В. Коненков, д-р физ.-мат. наук, проф.; В.В. Трегулов, канд. техн. наук, доц.

Editorial Board:
V.A. Stepanov, Dr. (chief editor); E.N. Moos, Dr. (chief editor); N.V. Konenkov, Dr., Professor; V.V. Tregulov, PhD., Associate Professor

© Коллектив авторов, 2012
© Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина», 2012

© Composite authors of proceeding, 2012
© Federal state budgetary institution higher professional education «Ryazan State University named for S. Esenin», 2012

ISBN 978-5-880006-760-2

CONTENT

SECTION I. LASER PHYSICS AND LASER TECHNOLOGY

Problem of the laser beam quality: past and present. *Ochkin V.N., Nikolaev I.V., Korolenko P.V., Peters G.S., Polosko A.T.* 12

Coherent population transfer in a system of interacting cold atoms. *Dong Yan, Lijiu Song, Jinhui Wu* 19

Output properties of fiber-coupled semiconductor lasers. *Guajun Lin, Baoxue Bao, Xiadui Ma*..... 23

Extending the coloring of metal from a planar tonon-planar surface by femto-second laser. *Halyan Tao, Xin Tan, Lingtian Diao, Bin Chen, Jingquan Lin Xiaowei Song*..... 24

Study of the light beam propagation simulation and experiments through water. *Zhaoshuo Tian, Xiuyun Ren, Tianchi Xu, Shiyou Fu, Qi Wang* 30

Advances at SLM/SLS and SLC technologies. *Chivel Yu.* 30

Optical monitoring of advanced powder metallurgy technological processes. *Chivel Yu.* 36

Scientific and educational center «Laser systems, nanotechnologies and methods of diagnosis» – way to integration of science, education and industry. *Stepanov V.A., Konenkov N.V., Demkin V.N., Chernyak E.Ya., Trunin E.B., Khilov S.I.* 40

Acousto-optical interactions in gyrotropic crystals. *Shakin O.V.* 50

Subwave light beams. *Aleshkevich V.A., Uvarov N.G.* 52

Unceasing generation of two wave line 1064,15 and 1061,5 nm in Nd: YAG-laser. *Golovkov O.L., Kuptsova G.A., Stepanov V.A.* 60

Method of formation of information field of teleorientation laser system. *Golovkov O.L., Kolesnikov S.A.* 64

Integrated model of laser impulse transmission through diffusing medium. *Golovkov O.L., Kuptsova G.A., Stepanov V.A.* 67

System of laser teleorientation of object. *Golovkov O.L., Kuptsova G.A., Stepanov V.A.* 71

Nd^3±YAG-laser characteristics control when welding different metal materials. *Abrosimov O.A.,Gorechy A.V., Grafonkin K.S.,Zarubin M.M., Yastrebkov A.B.* 75

Application of laser complex for marking material surface. *Kaptyushkin O.E., Khilov S.I., Khilov V.S.* 77

SECTION II. LASER METHODS OF MEASUREMENT AND DIAGNOSTICS

Laser refractography principles and aplications for research of physical processes in the liquid. *Rinkevichus B.S., Raskovskaya I.L., Tolkachev A.V.* 82

Refraction cylindrical laser beam in a liquid diffusion layer. *Rinkevichus B.S., Suvorovtsev P.Y.* 86

The effect of ion irradiation on raman spectra and field emission of highly oriented pyrolytic graphite. *Adrianova N.N., Borisov A.M., Borisov B.B., Virgilyev Y.S., Mashkova E.S., Sevostyanova V.S.,Timofeev M.A., Timofeev O.S.* 88

The application of laser goniophotometry for the study of carbon fiber composite surface ion-induced modification. *Andrianova N.N., Borisov A.M., Mashkova E.S., Virgiliev Yu.S., Sevostyanova V.S.* 92

Research of collisional displacement of diverse highly excited states of helium by means of the method of short-lived atoms level laser injection in cluster and plasma zone. *Chirtsov A.S., Marek V.P.* 96

Laser meter of geometrical characteristics of the fast moving objects. *Demkin V.N., Shadrin M.V.* 101

Algorithm of highly accurate laser scanning in the systems of fast 3D building. *Demkin V.N., Shadrin M.V.* 105

Quantum chaos and quantum Fisher information. *Lijun Song, Donh Yan* 109

The identification method of optimal active ions concentration in laser crystals of nontraditional type. *Abrosimov O.A., Grafonkin K.S., Yastrebkov A.B.* 114

Laser influence on metal dislocation structure. *Smyislova E.P.* 117

Structural and phase transformations and properties of aluminum oxide ceramics in an area of coverage of a laser beam. *Krasnikov A.S.* 120

Design and manifacturing of multylayer coating for laser fluoresence spectroscopy *Iusypova O.V., E Brik.B., Kucheryavyy S.I.* 125

SECTION III. INTERACTION BETWEEN LASER RADIATION AND BIOLOGICAL OBJECTS

Guided photothermolysis of cancer cells, blood cells and skin cells on the basis of gold plasma-resonant nonoparticles of titanium dioxide and photosensitizers technologies. *Akchurin G.G., Akchurin (Jr)G.G., Bashkatov A.N., Bratashov D.N., Genina E.A., Gorin D.A., Dolotov L.E., Maksimova I.L., Portnov S.A., Terentyuk G.S., Khlebsov B.N.,Khlebtsov N.G., Tuchin V.V.* 130

Use of laser beam for instant diagnosis of functional state of plants. *Budagovskaya O.N., Solovyh N.V., Budagovsky A.V., Budagovsky I.A.* 134

Plant bodies respond to «before-thermal» intension laser beam. *Budagovsky A.V.* 139

The possibility of using frequency-stabilized helium-neon laser LGN-303 for biofeedback and laser therapy *Vlasov A.N.* 143

Method of spectral analyses and determinations of concentration components in turbid substance. *Golovkov O.L., Kuptsova G.A.* 147

SECTION IV. NONLINEAR PROCESSES IN GAS-DISCHARGE LASER PLASMA

Achievements in strontium vapor lasers. *Soldatov A.N.* 152

Pulse-periodical UV- and VUV-gas-discharge-lasers with high average radiation power on the chemical stability molecules. *Kozlov B.A.* 153

Gas discharge and generation characteristics of small-sized sealed-off CO_2-lasers at super atmospheres pressures. *Kozlov B.A., Payurov A.Ya.* 157

Continuous action lasers on metal fumes and its application. *Kasyan V.G., Barinova A.A., Kulikov M.I., Pyanov O.G.* 161

Polarizing instability in frequency-stabilized helium-neon lasers radiation. *Chulyaeva E.G., Chirkin M.V., Kernosov M.Y., Kiselev Y.V.* 164

Methods of frequency-stabilized laser characteristics measurement. *Vorobyov V.P., Kernosov M.Y., Kondrahyn A.A., Melnichuk G.V., Chulyaeva E.G.* 166

Misalignment of mirror effects on output properties of wave guiding gas-discharge laser. *Molkov S.I.* 171

Development of relief on the cathode surface of He-Ne laser. *Kiselev G.V., Moos E.N., Stepanov V.A* 176

Structure Si (111) – Ge laser heterosystem criticality. *Kiselev G.V., Inyakov V.V., Moos E.N., Rudenko A.I.* 180

Active environment of the gas lasers. *Privalov V.E., Fotiadi A.E.* 184

The method of mirror noise images. *Chernov E.I., Sobolev N.E.* 186

SECTION V. PHYSICAL PROCESSES IN NANOHETEROSTRUCTURES AND THE METHODS OF THEIR DIAGNOSTICS

Linear and nonlinear optical properties of fluorenone-based linear conjugated oligomers. *Tianhang Huang, Yinghui Wang, Hanzhuang Zhang*..... 191

Stabilization of the photolumenescence of porous silicon. *Tregulov V.V.* 193

Contactless microwave method for determination of charge carrier concentration and quantum hall resistance in semiconductor nanostructures. *Kornilovich A.A., Litvinov V.G.* 197

Investigation of the chemical composition of cds surface films by auger electron spectroscopy with nanoscale resolution. *Skoptsova G.N.* 201

LIST OF ORGANIZATIONS PARTICIPATING IN THE CONFERENCE.....205

THE LIST OF A AUTHORS 207

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ I. ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Проблема качества лазерного излучения: прошлое и настоящее. *Очкин В.Н., Николаев И.В., Короленко П.В., Петерс Г.С., Полоско А.Т.* 15

Когерентное заселение в системе взаимодействующих холодных атомов. *Dong Yan, Lijiu Song, Jinhui Wu* 19

Выходные характеристики полупроводникового лазера. *Guajun Lin, Baoxue Bao, Xiaohui Ma*..... 23

Расширение цвета металла на плоской поверхности с помощью фемтосекундного лазера. *Halyan Tao, Xin Tan, Xiaowei Song, Bin Chen, Jingquan Lin* 24

Исследование моделей и эксперимента распространения светового пучка в воде. *Zhaoshuo Tian, Xiuyun Ren, Tianchi Xu, Shiyou Fu, Qi Wang* 30

Совершенствование SLM/SLS и SLC технологий. *Чивель Ю.* 30

Контроль передовых технологических процессов в металлокерамике. *Чивель Ю*..... 36

Научно-образовательный Центр «Лазерные системы, нанотехнологии и методы диагностики» – путь интеграции науки, образования и производства. *Степанов В.А., Коненков Н.В., Демкин В.Н., Черняк Е.Я, Трунин Е.Б., Хилов С.И*..... 45

Акуст-оптическое взаимодействие в кристаллах с гиротропией. *Шакин О.В.* 51

Субволновые световые пучки. *Алешкевич В.А., Уваров Н.Г.* 56

Непрерывная генерация двух длин волн 1064,15 и 1061, 5 нм Nd: YAG – лазером. *Головков О.Л., Купцова Г.А., Степанов В.А.* 60

Способ формирования информационного поля лазерной системы телеориентации. *Головков О.Л., Колесников С.А.*..... 64

Интегральная модель прохождения импульса лазерного излучения через рассеивающую среду. *Головков О.Л., Купцова Г.А., Степанов В.А*..... 67

Система лазерной телеориентации объекта. *Головков О.Л.* 71

Управление параметрами Nd^3±YAG-лазера при сварке разнородных металлических материалов. *Абросимов О.А., Горечий А.В., Графонкин К.С., Зарубин М.М., Ястребков А.Б.*..... 75

Применение лазерного комплекса для маркировки поверхности различных материалов. *Каптюшкин О.Е., Хилов С.И., Хилов В.С.* 77

СЕКЦИЯ II. ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ДИАГНОСТИКА

Принципы лазерной рефрактографии и ее применение для исследования физических процессов в жидкости. *Ринкевичус Б.С., Расковская И.Л., Толкачев А.В.* 84

Рефракция цилиндрического лазерного пучка в диффузионном слое жидкости. *Ринкевичус Б.С., Суровцев П.Ю.* 86

Влияние ионной бомбардировки на комбинационное рассеяние света и полевую эмиссию высокоориентированного пирографита. *Борисов А.М., Андрианова Н.Н., Борисов В.В., Машкова Е.С., Тимофеев М.А., Тимофеев О.С., Севостьянова В.С., Виргильев Ю.С.*..... 88

Применение лазерной гониофотометрии для исследования ионно-лучевого модифицирования поверхности углерод-углеродных композитов. *Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Машкова Е.С., Виргильев Ю.С., Севостьянова В.С.* 92

Исследования столкновительного перемешивания различающихся по спину высоковозбужденных состояний гелия методом лазерной накачки короткоживущих уровней атомов в пучке и плазменной ячейке. *Чирцов А.С., Марек В.П.* 96

Лазерный измеритель геометрических параметров быстродвижущихся объектов. *Демкин В.Н., Шадрин М.В.* 101

Алгоритм повышенной точности лазерного сканирования в системах быстрого прототипирования 3-мерного проектирования. *Демкин В.Н., Шадрин М.В.* 105

Квантовый хаос. *Lijun Song, Donh Yan*..... 109

Методика определения оптимальных концентраций активных ионов в лазерных кристаллах нетрадиционной формы. *Ястребков А.Б.* 114

Воздействие лазера на дислокационную структуру металлов. *Смыслова Е.П.* 117

Структурные и фазовые переходы и свойства алюмооксидной керамики под действием лазерного излучения. *Красников А.С.* 122

Проектирование и изготовление многослойных покрытий для лазерной люминесцентной спектроскопии. *Юсупова О.В., Брик Е.Б., Кучерявый С.И.* ..125

СЕКЦИЯ III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

Управляемый ИК лазерный фототермолиз раковых клеток, клеток крови и кожи на основе технологии золотых плазмонно-резонансных наночастиц диоксида титана и фотосенсибилизаторов. *Акчурин Г.Г., Акчурин Г.Г. (мл.), Башкатов А.Н., Браташов Д.Н., Генина Э.А., Горин Д.А., Долотов Л.Е., Максимова И.Л., Портнов С.А., Терентюк Г.С., Хлебцов Б.Н., Хлебцов Н.Г., Тучин В.В.* 130

Применение лазерного излучения для экспресс-диагностики функционального состояний растений. *Будаговский А.В., Будаговская О.Н., Соловых Н.В., Будаговский И.А.* 134

Реакция растительных организмов на лазерное излучение дотепловой интенсивности. *Будаговский А.В., Будаговская О.Н., Соловых Н.В., Будаговский И.А.* 139

О возможности использования частотно-стабилизированного гелий-неонового лазера ЛГН-303 для биоуправления и лазерной терапии. *Власов А.Н.* 145

Способ спектрального анализа и определения концентрации компонент мутного вещества. *Головков О.Л., Купцова Г.А.* 147

СЕКЦИЯ IV. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Достижения в изучении газообразных стронциевых лазеров. *Солдатов А.Н.* 152

Мощные импульсные газоразрядные лазеры УФ- и ВУФ-диапазонов на химически устойчивых молекулах. *Козлов Б.А., Паюров А.Я.* 155

Электроразрядные и генерационные характеристики малогабаритных отпаянных CO_2-лазеров сверхатмосферного давления. *Козлов Б.А.* 159

Лазеры непрерывного действия на парах металлов и их применения. *Касьян В.Г., Баринова А.А., Куликов М.И., Пьянов О.Г.* 161

Поляризационная нестабильность в излучении частотно-стабилизированных гелий-неоновых лазеров. *Чуляева Е.Г., Чиркин М.В., Керносов М.Ю., Киселев Ю.В.* 164

Методы измерения параметров частотно-стабилизированных лазеров. *Воробьев В.П., Керносов М.Ю., Кондрахин А.А., Мельничук Г.В., Чуляева Е.Г.* 166

Влияние разъюстировки зеркал на выходные характеристики волноводных газоразрядных лазеров. *Мольков С.И.* 171

Формирование рельефа на поверхности катода He-Ne лазера. *Киселев Г.В., Моос Е.Н., Степанов В.А.* 176

Критичность структуры слоев лазерных гетеросистем Si (111) – Ge. *Киселев Г.В., Иняков В.В., Моос Е.Н., Руденко А.И.* 180

Активная среда газоразрядных лазеров. *Привалов В.Е., Фотиади А.Е.* 184

Метод зеркальных шумовых образов. *Чернов Е.И., Соболев Н.Е.* 188

СЕКЦИЯ V. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ И МЕТОДЫ ИХ ДИАГНОСТИКИ

Линейные и нелинейные оптические свойства основанных на флуореноне линейных конъюгированных олигомеров. *Tianhang Huang, Yinghui Wang, Hanzhuang Zhang*..... 191

Стабилизация фотолюминесценции пористого кремния. *Трегулов В.В.* 193

Бесконтактный микроволновый метод определения концентрации носителей заряда и квантового холловского сопротивления в полупроводниковых наноструктурах. *Корнилович А.А., Литвинов В.Г.* 197

Исследование химического состава поверхности пленок CdS методом электронной оже-спектроскопии с наноразмерным разрешением. *Скопцова Г.Н.* 201

СПИСОК ОРГАНИЗАЦИЙ, УЧАСТВУЮЩИХ В КОНФЕРЕНЦИИ 206

СПИСОК АВТОРОВ 209

Section I

LASER PHYSICS AND LASER TECHNOLOGY

Секция I

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

PROBLEM OF THE LASER BEAM QUALITY: PAST AND PRESENT

P.V. Korolenko, I.V. Nikolaev, V.N. Ochkin, G.S. Peters, A.T. Polosko

Lomonosov Moscow State University

P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

The problem of improvement of the laser beams quality, arisen at once after creation of the first lasers, keeps the urgency and now. It is caused by emergence of new types of lasers and increase of requirements to laser radiation parameters.

In this report the short review of a retrospective and condition of the laser beam quality problem is provided. The review contains three sections. In the first section questions of improvement of gas-discharge lasers characteristics are considered; in the second – distortions of laser beams in the ground atmosphere are described; in the third section the problem of radiation quality is considered with reference to semi-conductor lasers which are widely used in optical spectroscopy.

The greatest attention is given to CO_2–lasers. Possibilities of improvement of radiation properties of waveguide lasers, TEA-lasers, lasers with coaxial geometry of an active medium, and fast-flowing lasers were studied. For improvement of characteristics of wide aperture lasers resonators with a local output of multipass modes were offered [1]. They allowed at good filling of the active medium to provide formation of beams with small angular divergence. The way of formation of small divergence radiation by means of the phase changes compensator was developed and used in technological lasers [2]. By optimization of characteristics of such lasers influence of a nonlinear optical wedge in the active medium was considered. Critical level of aberrations which causes emergence of screw dislocations on the beam wave front is established.

Experiments on optical paths in the big city showed that strong atmospheric turbulence also can lead to formation of the dislocation structure of the wave front [3] (Fig. 1). The observable intermittence of small-scale atmospheric turbulence can become a considerable obstacle for high-quality optical communication. It causes a

sporadic stochasticity of radiation at which the structure of laser beams takes a spekl simularity form.

The attention was paid to an assessment of radiation quality of semi-conductor lasers with frequency scanning used in diode spectroscopy. It was established that beams of semi-conductor lasers with the traditional scheme of the cavity can be used for diagnostics of substance with small absorption in multipass resonators [4]. They allow to register factors of absorption about 10^{-10} cm^{-1}.

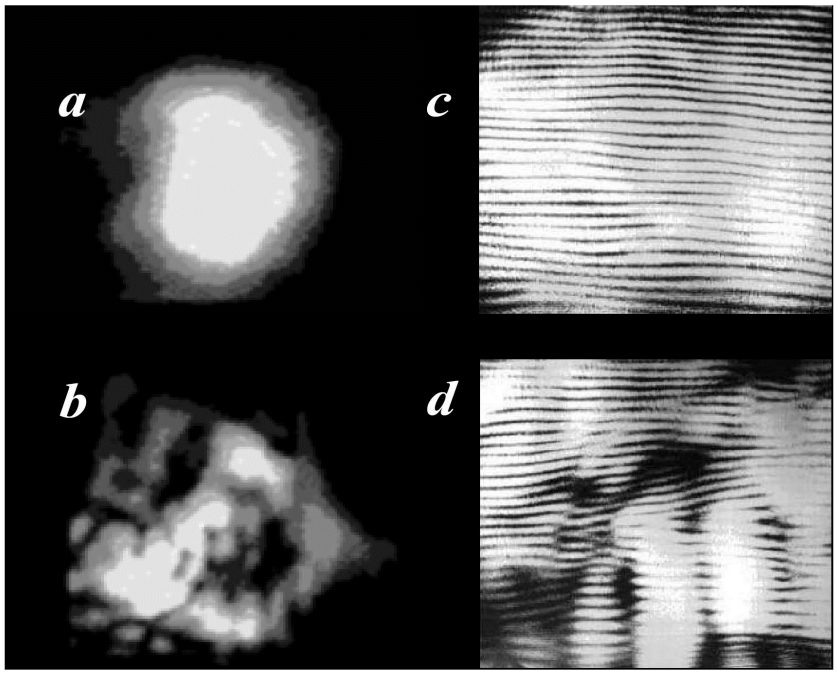


Fig. 1. Cross-section structure of laser beams in the atmosphere (*a*, *b*) and their holograms (*c*, *d*); *a*, *c* – weak turbulence, *b*, *d* – strong turbulence; screw dislocations are in points of branching of fringes on hologram *d*.

Possibility of transition in precision spectroscopic devices on use of semi-conductor lasers with vertical resonators was considered. Experiments showed that in such lasers there is a danger of a beam profile distortion as the output aperture increases (Fig. 2). These distortions can be combined with instability of the directional pattern of radiation at level 10^{-4}. Thereby the problem of improvement of characteristics of such lasers needs the solution.

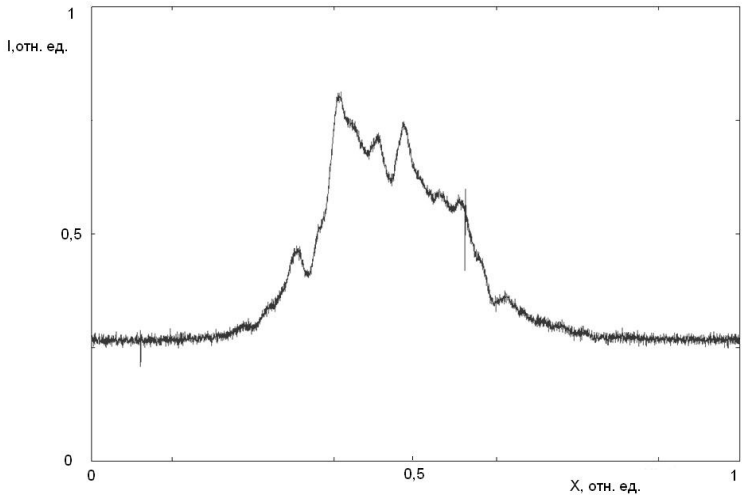


Fig. 2. Intensity distribution in a output beam of the semi-conductor laser with the vertical resonator on cross-section coordinate *x*.

References:

1. Korolenko, P.V. Main properties and potential practical applications of M-mode lasers / P.V. Korolenko, N.N. Fedotov, V.F. Sharkov. // Quantum Electron. – 1995. – V. 25. - № 6. – P. 536 – 539.

2. Galushkin, M.G. Phase correction of radiation emitted by a powerful industrial laser with higher mode selection / M.G. Galushkin, P.V. Korolenko, V.G. Makarov, A.T. Polosko, V.P. Yakunin. // Quantum Electron. – 2002. – V. 32. - № 6. – P. 547–552.

3. Arsen'yan, T.I. Fluctuations of laser beams over urban near-the-ground path / T.I. Arsen'yan, P.V. Korolenko, M.S. Maganova, V.G. Lomonosov, I.A. Tanachev. // Quantum Electron. – 2005. – V. 35.- № 2. – P. 119 – 122.

4. Nikolaev, I.V. Phase method registration of weak absorption spectrums using a diode laser and high-quality resonator / I.V. Nikolaev, V.N. Ochkin, M.V. Spiridonov, S.N. Tskhai. // Preprint P.N. Lebedev Physics Institute (LPI RAS). - Moscow. – 2011. – № 23. – 36 p.

ПРОБЛЕМА КАЧЕСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ПРОШЛОЕ И НАСТОЯЩЕЕ

П.В. Короленко, И.В. Николаев, В.Н. Очкин, Г.С. Петерс, А.Т. Полоско

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

Проблема повышения качества лазерных пучков, возникшая сразу же после создания первых лазеров, сохраняет свою актуальность и в настоящее время. Это обусловлено тем, что, во-первых, постоянно возникают новые типы лазеров, нуждающиеся в оптимизации характеристик, во-вторых – из-за расширения области применения лазерных устройств непрерывно растут требования к параметрам лазерного излучения.

В данном докладе приведен краткий обзор ретроспективы и состояния проблемы улучшения качества лазерного излучения. Наиболее подробно рассмотрены результаты исследований, проводимых на кафедре оптики и спектроскопии физического факультета МГУ, являющейся базовой кафедрой ФИАН.

Обзор содержит три раздела. В первом разделе освещены вопросы, относящиеся к улучшению характеристик газоразрядных лазеров, во втором – рассмотрены факторы, влияющие на пространственно-временную структуру лазерных пучков в процессе их распространения в приземной атмосфере, наконец, в третьем разделе проблема качества излучения рассмотрена применительно к полупроводниковым лазерам, используемых в задачах оптической спектроскопии.

Среди газоразрядных лазеров наибольшее внимание уделено характеристикам излучения CO_2-лазеров. Были изучены возможности улучшения свойств излучения волноводных лазеров, ТЕА-лазеров, лазеров с коаксиальной геометрией оптического тракта, а также быстропроточных лазеров. Для улучшения характеристик широкоапертурных лазеров были предложены резонаторы с локальным выводом излучения многоходовых мод [1]. Они позволили при высокой степени заполнения активной среды

обеспечить формирование пучков с малой угловой расходимостью. Весьма эффективными такие резонаторы оказались для лазеров с коаксиальной газоразрядной камерой. Был разработан и использован в технологических лазерах способ формирования узконаправленного излучения на основе использования в сочетании с выходным зеркалом корректора фазы [2]. При оптимизации характеристик быстропроточного лазера с узконаправленным выводом излучения было учтено влияние нелинейного оптического клина, образующегося в активной среде. Подробно исследовано влияние аберраций на свойства выходных пучков. Установлен критический уровень аберраций, превышение которого приводит к появлению на волновом фронте пучков винтовых дислокаций.

В ходе экспериментов, проведенных на приземных оптических трассах, работающих в условиях большого города, было обнаружено, что сильная атмосферная турбулентность также может приводить к формированию дислокационной структуры волнового фронта даже на относительно коротких трассах (порядка 1 *км*) [3] (рис.1). Эксперименты показали, что определенным препятствием для качественной оптической связи по открытым каналам распространения может стать наблюдаемая перемежаемость мелкомасштабной атмосферной турбулентности.

Она вызывает спорадическую стохастизацию излучения, при которой структура лазерных пучков приобретает спеклоподобный вид. В условиях перемежаемости мелкомасштабной турбулентности большое значение имеет правильный выбор апертуры распространяющихся в атмосфере пучков.

Поскольку широкой областью применения лазеров является оптическая спектроскопия, в ходе совместных работ с отделом низкотемпературной плазмы ФИАН было уделено внимание оценке качества излучения используемых в диодной спектроскопии перестраиваемых по частоте полупроводниковых лазеров. Было установлено, что полупроводниковые лазеры (InGaAIP, Sanyo) с традиционной схемой резонатора генерируют приемлемые по качеству лазерные пучки, позволяющие формировать в резонаторах со слабо поглощающим

веществом, устойчивые многоходовые структуры [4]. Такие структуры с гауссовым профилем образующих пучков дают возможность регистрировать коэффициенты поглощения порядка 10^{-10} *см*$^{-1}$.

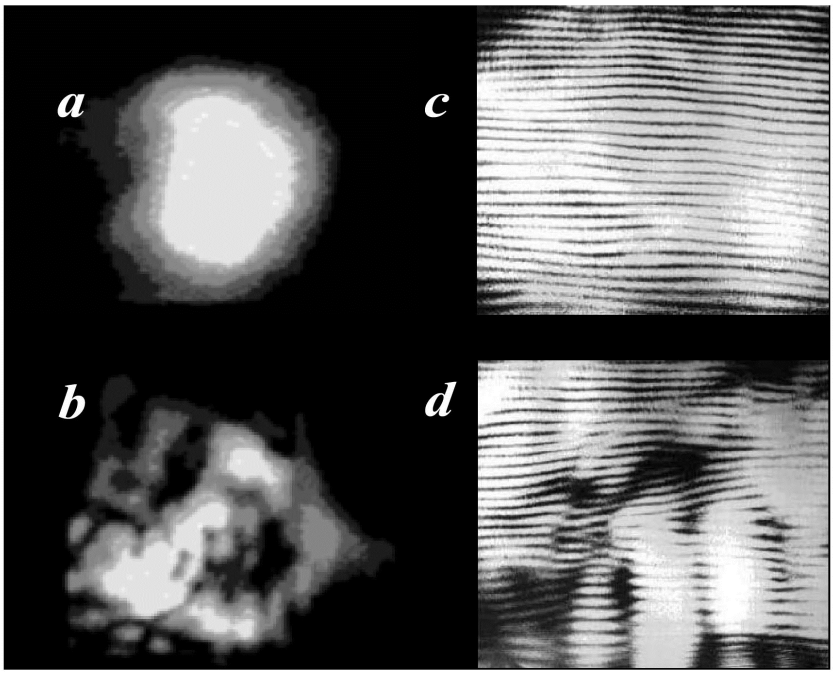


Рис. 1. Поперечная структура лазерных пучков в приземной атмосфере (*a*,*b*) и их голограммы (*c*,*d*); *a*,*c* – слабая турбулентность, *b*,*d* – сильная турбулентность; винтовые дислокации располагаются в точках ветвления интерференционных полос на голограмме *d*.

Была рассмотрена возможность перехода в прецизионных спектроскопических устройствах на использование полупроводниковых лазеров с вертикальными резонаторами (VERILAS VCSEL Diods). Выяснилось, что, в таких лазерах, несмотря на целый ряд их достоинств, существует опасность искажения профиля интенсивности пучка из-за увеличения выходной апертуры (рис. 2). Эти искажения могут сочетаться с нестабильностью диаграммы направленности излучения на уровне 10^{-4} *рад*.

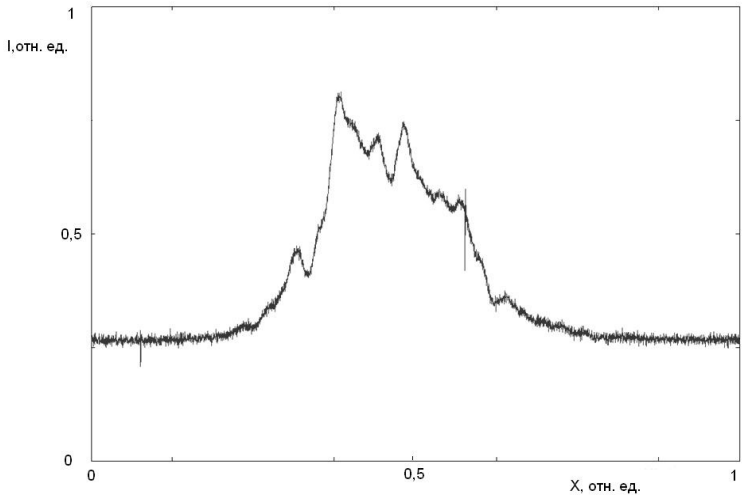


Рис. 2. Распределение интенсивности в выходном пучке полупроводникового лазера с вертикальным резонатором по поперечной координате *x*.

Тем самым задача улучшения характеристик выходного излучения таких лазеров представляется весьма актуальной.

Литература:

1. Короленко, П.В. Основные свойства и перспективы практического использования лазеров на М-модах / П.В. Короленко, Н.Н. Федотов, В.Ф. Шарков. // Квантовая электроника. – 1995. - Т. 22. - № 6. - С. 562-566.

2. Галушкин, М.Г. Фазовая коррекция излучения мощного технологического лазера с селекцией высших мод / М.Г. Галушкин, П.В. Короленко, В.П. Якунин и др. // Квантовая электроника. - 2002. - Т. 32. - № 6. - С. 547 – 552.

3. Арсеньян, Т.И. Флуктуации лазерных пучков на приземной городской трассе / Т.И. Арсеньян, П.В. Короленко, М.С. Маганова и др. // Квантовая электроника. – 2005. - Т. 35. - № 2. - С. 119-122.

4. Николаев, И.В. Регистрация спектров слабого поглощения фазовым методом с использованием диодного лазера и высокодобротного резонатора / И.В. Николаев, В.Н. Очкин, М.В. Спиридонов, С.Н. Цхай // Препринт ФИАН им. П.Н. Лебедева. – Москва. - 2011. - № 23. – 36 с.

COHERENT POPULATION TRANSFER IN A SYSTEM OF INTERACTING COLD ATOMS

КОГЕРЕНТНОЕ ЗАСЕЛЕНИЕ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

Dong Yan[1,2], Lijun Song[1], and Jinhui Wu[2]

[1]School of Science, Changchun University, Changchun, China

[2]College of Physics, Jilin University, Changchun, China

[1]Школа Физики, Чаньчунского университета,

[2]Институт естественных наук, Цзилиньский университет (Чаньчунь)

Abstract: We study the coherent population transfer from a ground state to a Rydberg state in a dilute sample of cold atoms. The dynamics of the transfer is strongly affected by the dipole-dipole interaction characterized by a vdW potential. Our numerical results show that, by modulating detunings of a pump pulse and a Stokes pulse applied in the counter-intuitive order, we can drive the dilute sample either into the blockade regime or into the anti-blockade regime. In the blockade regime, only one atom is allowed to be coherently transferred into the Rydberg state. While in the anti-blockade sphere, however, both atoms in a micro sphere can be efficiently excited into the Rydberg state.

Key Words: stimulated Raman adiabatic passage; coherent population transfer dipole blockade; dipole anti-blockade.

1. Introduction

So far non-coherent laser excitation is still the main approach to pump atoms into the Rydberg states of quite high principle quantum numbers [1]. But it is recently reported that cold atoms and Bose-Einstein condensates may also be prepared into a desired Rydberg state via coherent laser excitation [2]. This opens an avenue to study many remarkable properties [3] as induced by very strong dipole-dipole interactions, among which the blockade effect [4] has attracted great attention due to its potential application in quantum information processing and reliable single-photon generation [5].

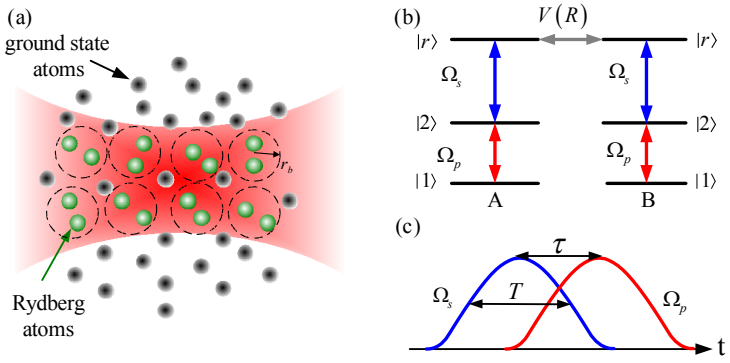


Fig. 1 (a). A dilute sample of cold atoms. (b) Schematic of a three-level system and the interaction between atom A and B. (c) A typical STIRAP process.

In this paper we study a dilute sample of cold atoms driven by a pump field and a Stokes field into the ladder configuration involving a Rydberg state. The sample is so dilute that there is only two cold atoms in a blockade sphere on the average. Our numerical calculations show that, with the typical STIRAP technique, we can drive the cold atomic sample either into the blockade regime or into the anti-blockade regime [7] just by modulating detunings of the pump and Stokes fields. To be more specific, only one atom in a blockade sphere can be transferred into the Rydberg state when the pump and Stokes pulses are on exact two-photon resonance; both atoms in a blockade sphere may be simultaneously excited into the Rydberg state when the vdW potential is compensated by a suitable two-photon detuning.

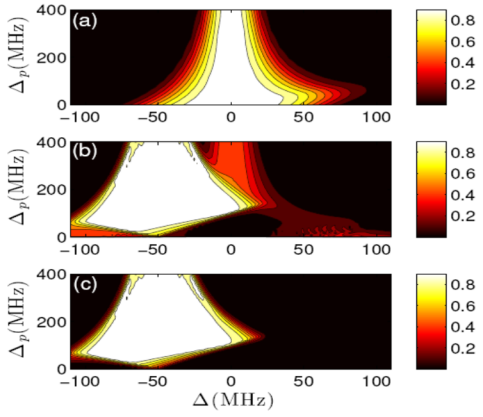


Fig. 2 (a). Single Rydberg excitation without vdW, (b) single Rydberg excitation, and (c) double Rydberg excitations with vdW as a function of detunings.

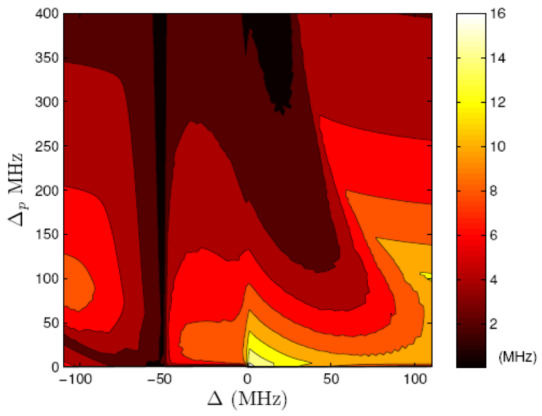


Fig. 3. Mean eigen value as a function of detunings.

2. Model

We consider here a cold atomic sample where only two atoms are contained in a blockade sphere of radius r_b on the average as shown in Fig. 1(a). The three states are driven into the ladder configuration by two laser fields (the pump and the Stokes) with Rabi frequencies Ω_p and Ω_s, respectively. The detunings are $\Delta_s = \omega_s - \omega_{r2}$, $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$, and $\Delta = \Delta_p + \Delta_s$. The two atoms will experience a large vdW potential V_d and therefore become quantum correlated due to the dipole-dipole interaction [10]. In this case, we can write down the two-body Hamiltonian

$$H_{AB} = H_A + H_B + H_{\text{int}} \tag{1}$$

while

$$H_{\text{int}} = \hbar V_d \left|r\right\rangle_{AB}\left\langle r\right\|\left r\right\rangle_{BA}\left\langle r\right| \tag{2}$$

being the Hamiltonian shared by both of them. In the above, we have defined $\Delta = \Delta_p + \Delta_s$ as the two-photon detuning between state $\left|1\right\rangle$ and state $\left|r\right\rangle$.

The optical response of both atoms in a blockade sphere can be examined by solving the master equation of two-body density operator ρ_{AB}. In the next, we only consider the case where the pump field and the Stokes field are modulated into two Gaussian pulses separated by a time delay τ so that we have

$$\Omega_p(t) = \Omega_p^{\max} e^{-(t-\tau/2)^2/T_p^2}$$

$$\Omega_s(t) = \Omega_s^{\max} e^{-(t+\tau/2)^2/T_s^2}$$

In a typical STIRAP process, the two Gaussian light pulses are required to be applied in the counter-intuitive order characterized by $\tau \approx T_p + T_s > 0$.

In the presence of dipole-dipole interaction V_d, to achieve the complete population transfer from state $\left|1\right\rangle$ and state $\left|r\right\rangle$ for both atoms in a blockade sphere, one feasible way is to find the following eigenstate

$$\left|D(t)\right\rangle \approx c_1(t)\left|11\right\rangle + c_2(t)\left|1r\right\rangle + c_3(t)\left|r1\right\rangle + c_4(t)\left|rr\right\rangle \tag{3}$$

The existence of $\left|D(t)\right\rangle$ can be verified by numerically solving the secular equation of the two-body Hamiltonian to attain the smallest absolute eigenvalue

$|\lambda_{\min}(t)|$ with its mean value

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_{-2T_s-\tau/2}^{+2T_p+\tau/2} |\lambda_{\min}(t)| dt}{2T_p + 2T_s + \tau} \tag{4}$$

being very close to zero.

3. Results and discussion

In the absence of an vdW potential, we always have $\rho_{rr,rr} = \rho_{rr}^2$ because $\rho_{rr}^A = \rho_{rr}^B$ so that it is enough to examine only ρ_{rr} as given in Fig. 2(a). When the vdW potential is nonzero, however, we may have $\rho_{rr,rr} \neq \rho_{rr}^2$ because ρ_{rr}^A could be very different from ρ_{rr}^B as a result of the dipole blockade effect. It is why we have plotted ρ_{rr} and $\rho_{rr,rr}$, respectively, in Fig. 2(b) and Fig. 2(c). From Fig. 2(b), we can see that the fan-like region indicating efficient single Rydberg excitation $\rho_{rr} \approx 1$ moves left with its center located at $\Delta = -V_d/2$. This implies, in fact, an anti-blockade effect where two continuous-wave fields are applied instead. Note also that the single Rydberg excitation ρ_{rr} reduces to less than 0.5 near the two-photon resonance $\Delta = 0$ as a signature of the dipole blockade effect. The existence of both blockade and anti-blockade effects is further verified by Fig. 2(c) where we find $\rho_{rr,rr} \approx 1$ in a fan-like region centered at $\Delta = -V_d/2$ but $\rho_{rr,rr} \approx 0$ near the two photon-resonance $\Delta = 0$.

To attain efficient double Rydberg excitation $\rho_{rr,rr} \approx 1$, we should try our best to avoid populating the intermediate state $|2\rangle$ with a large decay rate Γ_{21} at any time. That is, the atomic system under consideration should evolve in a quasi-dark state $|D(t)\rangle$ approximately excluding the contribution of state $|2\rangle$ during the STIRAP process. In Fig. 3, we plot the mean value $\bar{\lambda}$ as a function of the single-photon detuning Δ_p and the two-photon detuning Δ. It is clear that $\bar{\lambda}$ is very small when $\Delta \approx -V_d/2 = -50$ MHz so that we can claim that the efficient double Rydberg excitation in Fig. 2(c) is attained when the two-body system evolves in a quasi-dark state $|D(t)\rangle$.

4. Conclusion

In summary, we have demonstrated a feasible way to achieve efficient population transfer from the ground state into the Rydberg state, namely, using anti-blockade effect and never populating the excited state.

References:

1. Miroshnychenko Y., Gaëtan A., Evellin C., Grangier P., Comparat D., Pillet P., Wilk T., Browaeys A. // Phys. Rev. – A 82, 013405. – 2010.

2. Cubel T., Teo B.K., Malinovsky V.S., Guest J.R., Reinhard A., Knuffman B., Berman P.R., Raithel G. // Phys. Rev. – A 72, 023405. – 2005.

3. Gallagher T.F. Rydberg Atoms // Cambridge University Press. – 1994.

4. Tong D., Farooqi S.M., Stanojevic J., Krishnan S., Zhang Y.P., Côté R., Eyler E.E., Gould P.L. // Phys. Rev. Lett. 93, 063001. – 2004.

5. Saffman M., Walker T.G. // Phys. Rev. – A 66, 065403 (2002).

6. Amthor T., Giese C., Hofmann C.S., Weidemuller M. // Phys. Rev. Lett. 104, 013001. – 2010.

7. Ates C., Pohl T., Pattard T., Rost J.M. // Phys. Rev. Lett. 98, 023002. – 2007.

OUTPUT PROPERTIES OF FIBER-COUPLED SEMICONDUCTOR LASERS

ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Guojun Liu, Baoxue Bo, Xiaohui Ma

Changchun University of Science and Technology

Чанчуньский университет науки и технологии

Summary: The paper presents the results of high performance Fiber-coupled semiconductor lasers. Both semiconductor lasers in the 810 *nm* waveband and 980 *nm* band (including ~ 1 *μm* wavelength) have been addressed for pumping application and for materials processing applications. Both fiber-coupled semiconductor lasers from multi-emitters and multi-bars have been designed and experimentally fabricated and their performance studied, including P-I characteristics and output beams.

References:

1. High Power Semiconductor Lasers and Their Beam Properties 2010 IEEE

2. Yang G.W., Xu J.Y., Xu Z.T., Zhang J.M., Chen L.H., Wang Q.M., Theoretical investigation on quantum well lasers with extremely low vertical beam divergence and low threshold current. // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – P. 8.

EXTENDING THE COLORING OF METAL FROM A PLANAR TO NON-PLANAR SURFACE BY FEMTOSECOND LASER

РАСШИРЕНИЕ ЦВЕТА МЕТАЛЛА НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Haiyan Tao [1], Xin Tan [1], Lingtian Diao [1], Bin Chen [2], Xiaowei Song [1] and Jingquan Lin [1]

[1]Changchun University of Science and Technology, Changchun, China

[2]Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,

Chinese Academy of Science, China

[1] Чаньчунский университет науки и технологий

[2]Чаньчунский институт оптики, механики и физики,

Китайской Академии наук, Чаньчунь, КНР

Abstract: The coloring of Al surface has been realized with scanning focused femtosecond laser beam on the Al surface. Interestingly, femtosecond laser-treated Al surface appears as black, grey or golden, and the coloring depends strongly on micro- and nano-structure formed on Al surface. We further apply femtosecond laser filamentation to form micro- and nano-structures on a spherical Al surface, resulting in a black appearance of the spherical Al. This work opens ways to fabricate strong light-trapping micro- and nano-structure on a non-planar surface without the complexity of a 4-axis sample control.

Key Words: femtosecond laser; metal coloring; filament; micro- and nano-structures

1. Introduction

Micro- and nano-sized structures have been fabricated on various materials, including dielectric semiconductor and metal [1-4]. Recently, micro- and nano-structures on a metal surface have been generated with femtosecond laser pulses and it has been found that optical property of the metal surface can be significantly changed [5-7]. Surface nanostructuring of metals by femtosecond laser pulses is a promising technology to fabricate nanoscale functional device. And the colorized metal has potential application in photonics, plasma, photoelectronics, bioinstrumentation, solar panels and so on.

In this paper, we report experimental results of employing femtosecond laser pulses to ablate Al surface. The laser-induced micro- and nano-structures have been generated on Al surface, realizing the coloring of the metal surface without chemical painting or coating. We found that femtosecond laser induced surface structure contributes significantly to the alteration of the metal optical properties thus resulting in a colorful appearance. We analyzed formation mechanism of micro- and nano-structures on the surface of Al sample and measured the absorption of the metal surface. Moreover, we report the formation of strong light-trapping micro- and nanoscale structures on a spherical Al surface by using a femtosecond laser filament, and the filament treated spherical Al shows a black surface, which extends the formation of micro- and nano-structures on sample surface from a planar to non-planar ones.

2. Experiment

The laser used in this experiment is a Ti: sapphire femtosecond laser amplification system that delivers pulse energy of 4 *mJ* with temporal duration of 50 *fs* at repetition rate of 1 *kHz*. The laser operates at a central wavelength of 800 *nm*. Surface roughness of Al planar sample machined by diamond lathe is less than 10 *nm* and the Al sphere is shaped by a numerical control machine. The sample is mounted on a two-dimensional motor-controlled translation stage. The laser beam is focused by a lens with focal length of 250 *mm* and irradiates onto the Al sample at normal incidence. For filament processing case a lens of $f = 1\ m$ is used.

The sample is moved in *x-y* directions by a motor-controlled stage while the laser beam is kept fixed. Neutral density filters are used as attenuators to adjust incident laser energy density on the metal surface. The structures induced by femtosecond laser are studied with a scanning electron microscope (SEM), and absorption efficiency of ablated Al surface in the wavelength range of 380-2250 nm is measured by a spectrometer with an integrating sphere.

3. Experimental results and discussion

Figure 1 shows black, gray, and golden Al, which have been fabricated by scanning the femtosecond laser beam. In our study, black Al sample is produced with laser fluence of 4.62 J/cm^2, scanning speed of 1 *mm/s* and scanning interval of 100 μm. Gray Al sample is obtained with laser fluence of 4.43 J/cm^2, scanning speed of 20 *mm/s* and scanning interval of 50 μm. Golden Al sample is fabricated with laser fluence of 3.55 J/cm^2, scanning speed of 15 *mm/s* and scanning interval of 150 μm.

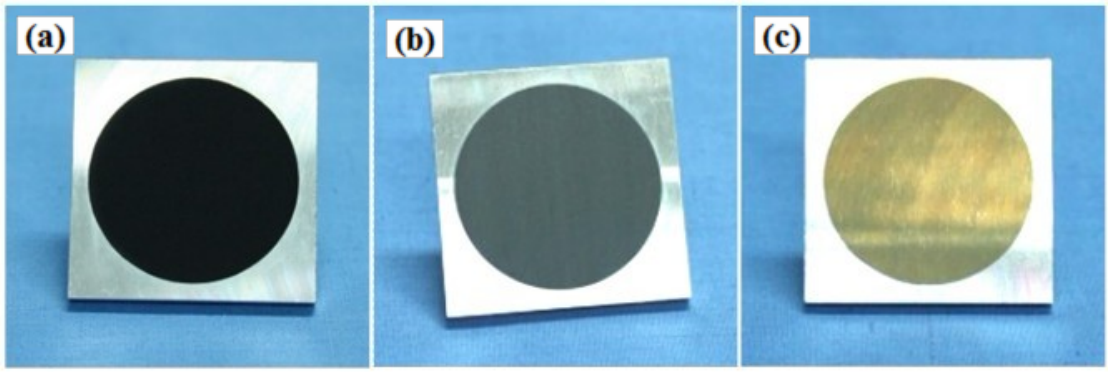


Fig. 1. Samples of colored Al by femtosecond laser:
black Al (a); gray Al (b); golden Al (c).

Different-color appearance of the laser-treated Al indicates that optical absorption of Al is significantly modified with different experimental parameters. For instances, the black Al sample appears visually black, this is an indication that the treated Al is highly absorptive in the visible wavelength range. Figure 2 gives optical absorption of the black and golden Al in the range of 380-2250 *nm*. In this wavelength range, reflectance of the black Al lowers down to 5 %, which is decreased over the polished Al significantly. We notice that the reflectance of the golden Al in the measured wavelength range is higher than that of the untreated Al.

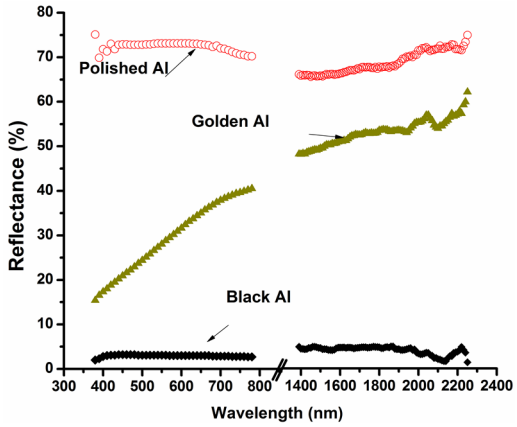


Fig. 2. Reflectance efficiency of Al samples as a function of wavelength.

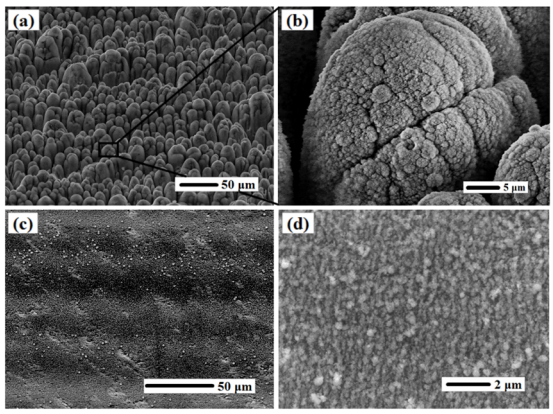


Fig. 3. SEM images of the black (a, b) and golden (c, d) Al surface;

Different optical absorption property of Al treated with femtosecond laser is ascribed to formation of various micro- and nano-structures on its surface. Figure 3 shows the SEM image of the black (a, b) and golden (c, d) samples. As shown in Fig. 3 (a) and (b), the black Al is rich in kinds of microcolums, and there are nanoscale structures that exist on the columns. Multi-refletion inside micro-cavities, which occurs among columns, will help to convert the light energy into heat through iterative absorption [8]. Nevertheless, surface-plasmon resonance is another mechanism for the light absorption. Comparatively, the golden Al as shown in Fig. 3 (c) and (d) is quite different from the black Al, and its surface seems to be less ablated by the femtosecond laser pulse. Moreover there is no such kind of microcolomns formation on its surface like the ones that appear in the black Al. Instead, the surface is only covered with a lot of irregular shaped nanoscale structures. In this case, the absorptive property of the laser-treated Al is modulated by those nanoscale irregular structures on the laser-treated surface, which results in a selective surface plasmons absorption [9]. The greater absorption at blue and green region leads to the laser-treated Al appearance to be golden.

For decades, a planar surface sample as used in Fig. 1 has to be selected for femtosecond laser fabrication of micro-and nano-structures because a tightly-focused laser beam is required to process the surface. Therefore treatment of a non-planar surface becomes extremely difficult, in particular irregular ones. A possible solution to this issue is to employ a complicated 4-axis sample holder or an extended Rayleigh

range of the focusing optics. Femtosecond laser filamentation in air offers a great promise for circumventing the difficulty in the fabrication of micro-and nanostructures on a non-planar or even more complex surface. In the following we present the experimental results that take advantage of the merit of the extended Rayleigh range and a clamped intensity of a femtosecond filament in air to fabricate micro- and nanostructures on non-planar surfaces. Figure 4 (a) and (b) show photos of a section of untreated Al sphere and the corresponding black spherical Al that has been obtained by scanning the femtosecond laser filament on its surface. In this case *a ~10 cm* length of femtosecond filament formed with laser pulse energy of 3.6 *mJ* is used to scan the spherical Al surface. We obtain microcolumns with a typical dimension of 20 *mm* in diameter as well as the associated nanostructures on the spherical Al surface as shown in Fig. 4 (c) and (d).

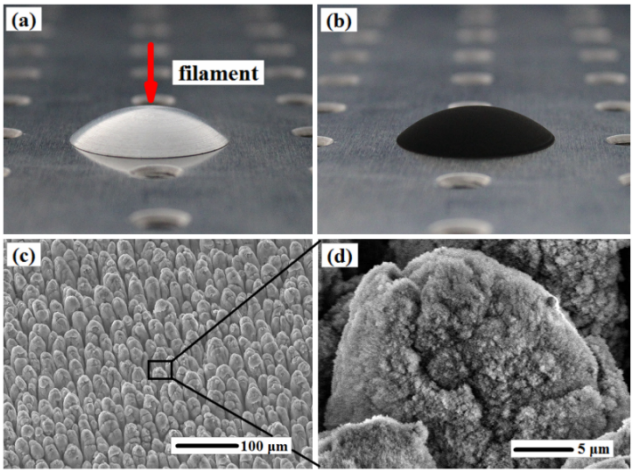


Fig. 4. Samples of the colored spherical Al sample by femtosecond laser filament (a) untreated spherical Al, (b) black spherical Al, (c and d) SEM images of the black Al. The sample is a section of an Al sphere with a radius of 18 *mm*

4. Conclusions

In this work, black, grey and golden colors of the Al surface are obtained when the laser beam scan the planar Al sample. The optical absorption property of the laser-irradiated Al has been significantly changed, and this change is mainly due to the formation of a combination of micro- and nano-sized structures on Al surface. In particular, a black metal is a promising new light-absorption material, which can find applications in the area of solar panels, detectors in optical instruments, heat convertor and so on. Moreover, femtosecond laser filament processing technology is used to

extend the fabrication of micro- and nano-structures on metals from a planar to a spherical surface without the complexity of 4-axis sample control, thus it opens up the ways for processing metal with complex surfaces.

References:

1. Tsing-Hua Her, Finlay R.J., Wu C., Deliwala S., Mazur E. Microstructuring of silicon with femtosecond laser pulses. // Appl. Phys. Lett. 73, 1998. – P. 1673-1675.

2. Tull B.R., Carey J.E., Sheehy M.A., Friend C., Mazur E. Formation of silicon nanoparticles and web-like aggregates by femtosecond laser ablation in a background gas. // Appl. Phys. A. 83, 2006. – P. 341-346.

3. Yasumaru N., Miyazaki K., Kiuchi J. Femtosecond-laser-induced nanostructure formed on hard thin films of TiN and DLC. // Appl. Phys. A. 76, 2003. – P. 983-985.

4. Wu X.J., Jia T.Q., Zhao F.L., Huang M., Xu N.S., Kuroda H., Xu Z.Z. Formation mechanisms of uniform arrays of periodic nanoparticles and nanoripples on 6H-SiC crystal surface induced by femtosecond laser ablation. // Appl. Phys. A. 86, 2007. – P. 491-495.

5. Vorobyev A.Y., Chunlei Guo. Colorizing metals with femtosecond laser pulses. // Appl. Phys. Lett. 92, 2008. P. 041914-1 - 041914-3.

6. Vorobyev A.Y., Makin V.S., Chunlei Guo. Brighter Light Sources from Black Metal: Significant Increase in Emission Efficiency of Incandescent Light Sources. // Phys. Rev. Lett. 102, 2009. P. 234301-1 - 234301-4.

7. Vorobyev A.Y., Chunlei Guo. Reflection of femtosecond laser light in multipulse ablation of metals. // J. Appl. Phys. 110, 2011. P. 043102-1 - 043102-9.

8. Yang Y., Yang J., Liang C., Wang H. Ultra-broadband enhaned absorption of metal surfaces structured by femtosecond laser pulses. // Opt. Express 16, 2008. P. 11259 – 11265.

9. Vorobyev A.Y., Chunlei Guo. Effects of nanostructure-covered femtosecond laser-induced periodic surface structures on optical absorptane of metals. // Appl. Phys. A. 86, 2007. P. 321 – 324.

STUDY OF THE LIGHT BEAM PROPAGATION SIMULATION AND EXPERIMENTS THROUGH WATER

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ И ЭКСПЕРИМЕНТА РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА В ВОДЕ

Zhaoshuo Tian, Xiuyun Ren, Tianchi Xu, Shiyou Fu, Qi Wang

Optoelectronics research institute,

Harbin Institute Of Technology at Weihai, Weihai, China

Научно-исследовательский институт оптоэлектроники,

Харбинский технологический институт, Вэйхай

Abstract: The water molecules and other particles usually affects the propagation of light through water. In the paper, based on the theory of the light propagation through a random media, an analysis was made of the tectonic condition of the water turbulent phase screen, which was numerically simulated by using the Huygens-Fresnel principle and the theory of scalar diffraction. Then the far-field characteristic of the light beam propagating through the water turbulence from the transmitter plane to the receiver plane was also analyzed. The simulative study shows the existence of water molecules and other particles has a great impact on the energy distributions and amplitude of the light beam. In experiments, a CCD camera was used to analyze the pictures from the laser beam after passing through water. The experimental results were consistent with that of theoretical analysis.

ADVANCES AT SLM/SLS AND SLC TECHNOLOGIES

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ SLM/SLS И SLC ТЕХНОЛОГИЙ

Yu.Chivel

Ю. Чивель

MERPHOTONICS, Saint Etienne, France

Фотоника, Сент-Этьен, Франция

Abstract: Poor efficiency of selective laser sintering/melting (SLS/SLM) and selective laser cladding (SLC) processes and poor articles surface quality are mainly

responsible for its slow manufacturing application. In the present paper a new results of this technologies perfection with the aim to increase of productivity and articles quality are presented.

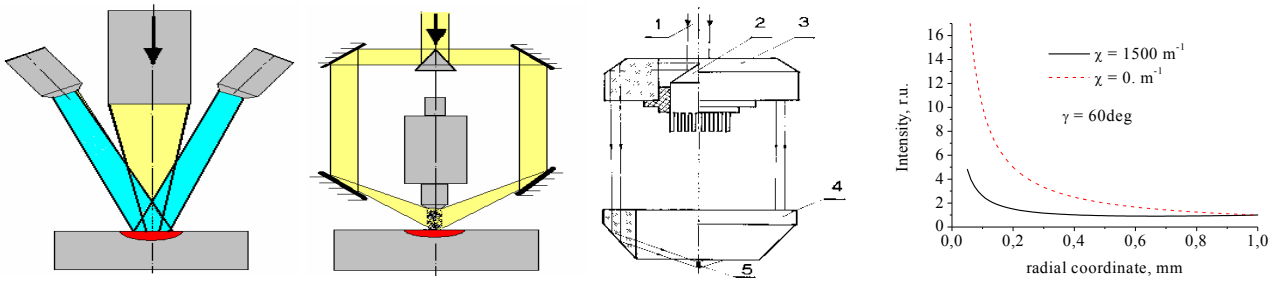
1. Introduction

For one layer at a time fabrication of a real copy of 3D-objects the laser methods are gaining the greatest acceptance. The selective laser melting/sintering (SLM/SLS) and selective laser cladding (SLC) are the two named make it possible to produce 3D-objects with high-performance operational characteristics directly from metal powders.For one layer at a time fabrication of a real copy of 3D-objects the laser methods are gaining the greatest acceptance. The selective laser melting/sintering (SLM/SLS) and selective laser cladding (SLC) are the two named make it possible to produce 3D-objects with high-performance operational characteristics directly from metal powders

SLC-process yields a higher strengthening characteristics of product at negligibly small porosity. Under SLC-process the powder particles are injected from one side into the focal region where the molten puddle on a substrate surface exist. The duration of particles stay in the region of laser heating is very small and particles are melted only in molten puddle. At high concentration of particles in powder stream its screen surface. The maintenance of molten puddle in the case of metal object is an energy-expensive. All add up to a drop in process efficiency and accuracy which are not more then ~ 100 μm.

2. New SLC technology

New SLC technology [1], based on a new method of laser radiation delivery to dispersed medium [2] was created. Laser power deliver to micropowder stream uniformly across the surface of stream and effective heating of particles are realized. Simultaneously surface are heated both by laser radiation under correspondingly surface location relative to conical beam and by the hot particle.



a) b) c) d)

Fig. 1. Scheme of (a) a conventional SLC technology and new one (b). The optical scheme for delivery of laser energy to powder stream (c):1 – laser beam, 2 – conical mirror, 3, 4 – totally reflecting prism, 5 – focusing region. (d) - Radial dependence of incident conical beam intensity at the different levels of extinction in stream of microparticles.

The new method is more efficient because heating of small particles at stationary mode of operation and a total uniform absorption of laser beam energy is possible in the dense powder stream. In the convergence area of conical beam the focal line 5 is formed. To this region which support on surface the dense powder stream is injected. At the surface the ring focal spot is formed and surface heating is available by laser. By this means as contrasted to the conventional SLC technologies the effective heating both particles and surface is realized. The calculations of efficiency of the process of 3D-object production using conical beam made it apparent that the consumption of energy is $2 \cdot 10^3$ *J/g*. That is one order of magnitude less than in well known LENS-process, DLF-process. The accuracy of the new technology can be estimate as ~ 1-10 μm under high coefficient of powder utilization.

3. Laser radiation heating of powder stream

The calculations of laser power absorption in powder stream taking into account attenuation of laser light in snugpacking dispersed layer are conducted. The calculations are carried out for Ti-spherical particles with diameter 30 μm and density 10^6 cm^{-3}. The radius of powder stream is taking to be 250 μm as in experiment. The transmission of coherent light by powder stream has described by the relationship:

$$T = \exp[-\sigma(R - r)] \qquad (1)$$

where $(R - r)$ – depth of laser light penetration into the powder stream in μm, σ – attenuation coefficient

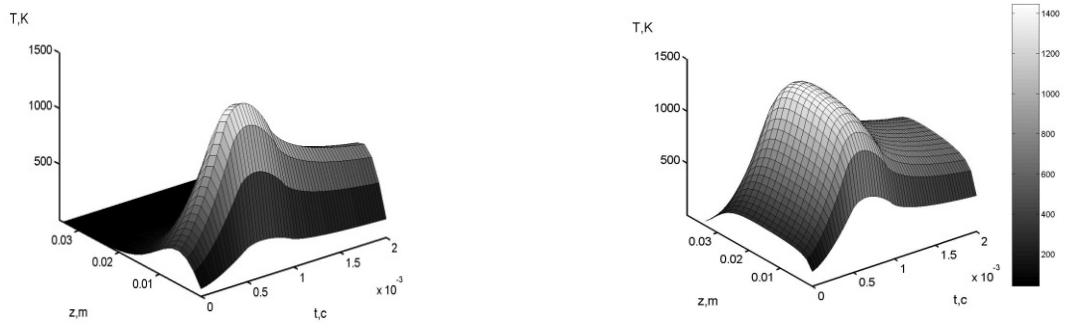
Dynamics of heating and evaporation of spherical particles is described by equations:

$$4/3\pi r^3 C(dT/dt) = \pi r^2 qQ - E - L \cdot G;$$

$$dr/dt = -G/4\pi r^2 r \qquad (2)$$

where E – energy flow from particle surface, L – specific heat of evaporation, G – mass flow from surface, q – laser radiation intensity, r,r – density and radius of particles, Q – particle absorption factor, C – specific heat.

According the calculations for free fall particles duration of stay in the heating region ~ 10^{-2} s, the required laser power for melting 30 μm Ti-powder in such streams not more than 30 W and for developed evaporation not exceed ~ 250 W and total speed of evaporation equal 36 *g/hour* under power imputs ~ 12 *W hour/g*. Shown in Fig. 4 is the temperature of the Ti particle surface as a function of longitudinal position in the conical beam and a time. The results have been obtained [3] by numerical solution of nonstationary heat conduction equation.



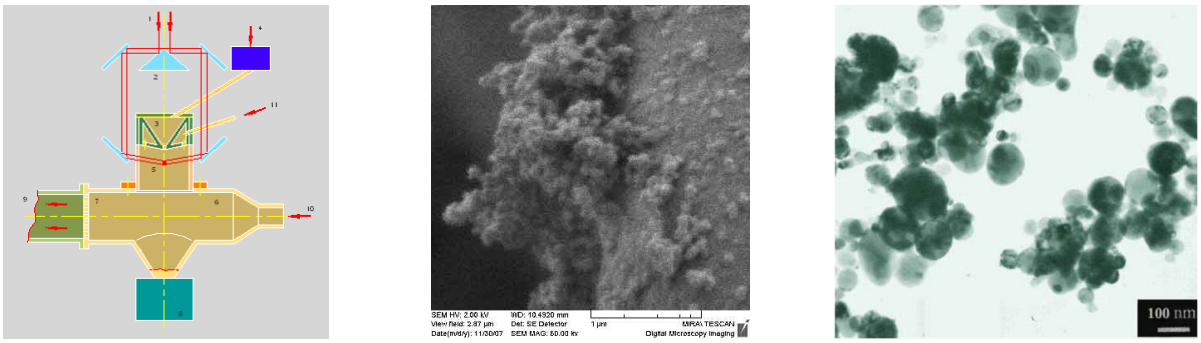
a) *b)*

Fig. 4. Temperature of the Ti particles surface under laser pulse action (τ = 1 *ms*, E = 300 *kJ/m*^{2}. Cone angle γ = 70 *grad*.
a) Gaussian distribution; б) Uniform distribution.

4. Nanopowders production using conical beams

Elaborated method also have been used for nanopowder production [4]. Microparticles discharged from feeder 3 (Fig. 5a) are evaporated by conical beam and drifting condensed nanopowders by gas stream to glass fiber filter 7.

Such process have a higher efficiency (~ 3 times more) as compared to vaporization of the pellet from compacted powder.

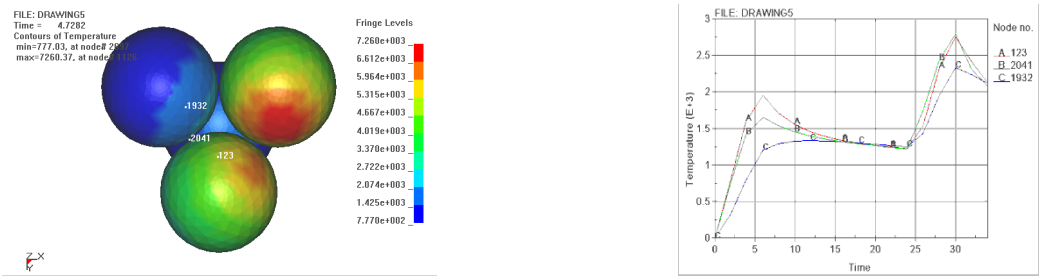


a) *b)*

Fig. 5. Schematic of experimental set-up for laser ablation with conical beam (a): 1 – laser beam; 2 – conical mirror; 3, 4 – micropowder feeder; 5 – conical beam line; 6 – camera body; 7 – filter; 8 – microparticles collector; 9, 10 – circulating gas system; (b) – nanoparticles on glassfiber.

5. Selective laser sintering/melting.

The problem on fabrication of powder parts from spherical Ti- powder with high porosity for medical applications has been solved through the interplay of modelling and optical monitoring. By numerical simulation on supercomputer K-500 the process of heating of the contact points between spherical Ti- particles diameter 200 μm under the action of the pulse – periodic laser radiation on two layer powder bed has been investigated [6]. Optimal regimes of sintering were determined.



a) *b)*

Fig. 6. Temperature distribution on the particles surface (a). Contact point heating under laser spot scan (b). Temperature in 10^3 K, time in 10^{-2} s. Laser pulse frequency – 4 Hz. Diameter of particles – 200 μm.

At experiment a spherical Ti- powder with a diameter of 200 – 300 μm has been used. The diameter of the irradiation spot is maintained constant and equal

0,6-0,8 *mm*, which provided cover of several particles. Sintering with formation of the contact necks is conducted in a narrow range of scan speed – 0,4-0,8 *mm/s*. Under laser pulse duration 2-3 ms and average power 36-50 W at these speeds a reliable contact sintering of Ti- powders occurred.The colour temperature in this case is within the 1900 *K* – 2070 *K*. Influence of the average power on the spatial distribution of the surface temperature in the sintering zone has been revealed.

a) *b)* *c)*

Fig. 7. Average power dependence on the surface temperature (a); (b,c) - Multilayered powder body sintering from 300 *μm* spherical Ti- powder Pulse duration – 3 *ms*, frequency – 4 *Hz*, scan speed – 0,4 *mm/s*.

References:

1. Chivel Yu. // Technical Phys. Lett. 31. – 2005. – № 1.1-3.

2. Chivel Yu. Method and device for laser cladding. // Patent № 6931 (2004).

3. Chivel Yu., Khilo N., Yushkevich V. Optical Memory and Neural Network. // Alerton Press. – 2007. – № 4. – P. 51-58.

4. Chivel Yu. Proc. IV Int. Cong. LIM 2007. Munich, P.137–140.(2007).

5. Diettrich J., Stollenwerk J., M. Kogel-Hollacher et al. Proc.V Intern.Conf. LIM 2009, 251- 256 (2009) .

6. Chivel Yu., Petrushina M., Pogudo L. // High Temperature. 2006. – № 44. – P. 148-152.

OPTICAL MONITORING OF ADVANCED POWDER METALLURGY TECHNOLOGICAL PROCESSES

КОНТРОЛЬ ПЕРЕДОВЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МЕТАЛЛОКЕРАМИКЕ

Yu.Chivel

Ю.Чивель

MERPHOTONICS, Saint Etienne, France

Фотоника, Сент-Этьен, Франция

Abstract: Monitoring of selective laser sintering/melting (SLS/SLM) process by optical diagnostics is developed. Visualisation of the zone of fabrication is carried out at different scales. Thermal mapping of the temperature field in the zone of sintering/melting carried out with time resolution ~ 100 μs using high speed videocamera or intensified camera. Maximum surface temperature is calculated based on measurements of two wavelengths pyrometer with time resolution 50 μs and spatial resolution 50 μm and its values are used for express control of manufacturing quality.

1. Introduction

In order to ensure the product quality it becomes necessary to take suitable measures for process monitoring and online control in powder metallurgy technological processes. The paper will give an overview about the development of a monitoring system adapted for SLS/SLM-process. Selective laser sintering/melting processes are extremely complex and multivariate and require a high level of monitoring and control. A major role can be played by the remote on-line optical process monitoring which allows any fluctuations from optimal condition to be observed. This line of the process monitoring strongly develop at present time [1]. In most papers the evolution of the optical emission from the melt in one or more spectral range was recorded and the process was monitored from the level or character of the optical signal. However for the precision control of the SLS/SLM processes the measurements of the main parameters of these processes – maximum surface temperature, temperature distribution in the processing area, size of the melt

and control their evolution are necessary [2,3]. In the present paper, development of a on-line temperature monitoring systems with high temporal and spatial resolution adapted for SLS/SLM-process are discussed.

2. Temperature monitoring systems for SLS/SLM processes

Temperature monitoring of the SLS/SLM process is based on optical measurements of temperature distribution at the sintering zone by videocamera and maximum surface temperature control in irradiation spot using high speed two wavelengths pyrometer.

In the creation of temperature monitoring system a combination of two type optical sensors – 2D sensor – digital CCD camera and single spot sensor- pyrometer on the base of photodiodes which integrate thermal radiation emitted by a surface of certain size are used. The monitoring systems are developed and produced both for SLS machine with relatively large processing spot and SLM machine in which layers of powder material are fully melted in and around very small laser spot spot taking into account a peculiarities of these processes.

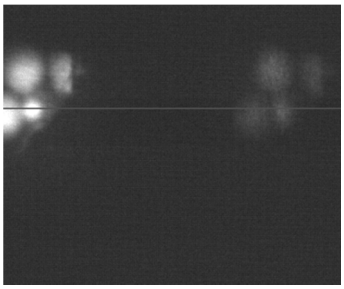
System of temperature monitoring for SLS process is realized as coaxial type system on laser technological device with a 2D plotter laser scanner setup [3]. The camera with MCP plate and pyrometer on the base of two diodes are adapted to the scanner optic through a 90° beam splitter, see Fig. 2a. Scanner head was equipped with 200 *mm* focusing lens which resulting in a focal diameter 400 – 800 μm.

a) *b)*

Fig. 1. Optical system for SLM process monitoring: integrated with SLM machine Phenix 100 (a); optical system for SLS machine (b).

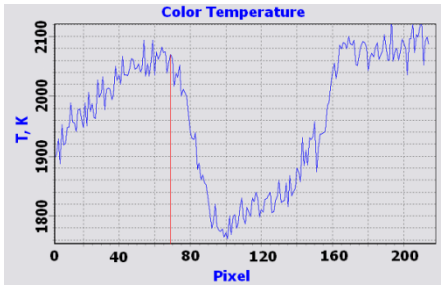
For monitoring SLM process the temperature monitoring system is carried out with a 2D laser galvo scanner setup. The CCD camera and two channel pyrometer are integrated with the optical system of industrial laser machine Phenix 100 (Fig, 1b) through the system of gradient and dichroic mirrors [5].

The intensity profiles along the selected straight lines (horizontal and vertical ones) can be measured and colour temperature is calculated and distribution in the sintering zone is displayed (Fig. 2,3).



200 μm

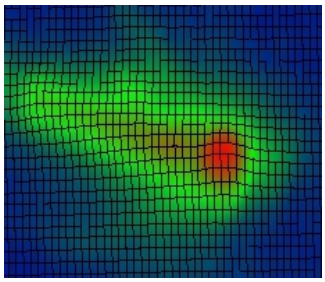
a)



200 μm

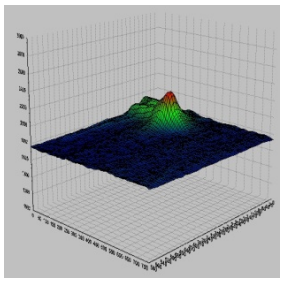
b)

Fig. 2. (a) Spatial distribution of thermal radiation intensity at two wavelengths (left image is recorded at $l_2 = 0{,}9\ \mu m$ and right image is recorded at $l_1 = 0{,}7\ \mu m$). Laser spot size – 600 μm. Spherical Ti powder; (b) Spatial profile of recalculated colour temperature at the irradiation spot (along the line Fig. 3a).



100 μm

a)

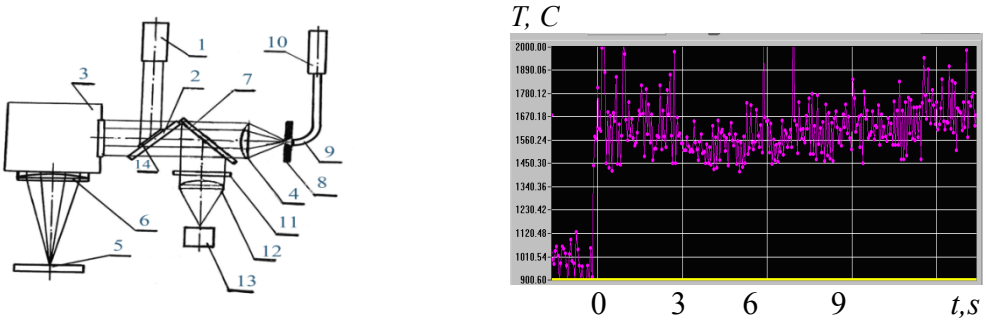


b)

Fig. 3. (a) Spatial distribution of thermal radiation intensity at the irradiation spot in selective laser melting. Laser spot size – 100 μm; (b) Spatial profile of recalculated brightness temperature at the irradiation spot.

The custom made F-teta lenses at SLM machines scan head usually are not achromatic. This causes image shift in coaxial set-up sensor positioning systems and errors in measurements by pyrometry. The principles of measurements was devised and special optical scheme was designed [2,5] to minimize image shift. Measurements are carried out at wavelengths close to laser wavelenght which are prominent using a gradient type dichroic mirrors and filters.

Maximum surface temperature is calculated based on measurements of two wavelengths pyrometer with time resolution 50 μs and spatial resolution 50 μm and its values are used for express control of manufacturing quality.

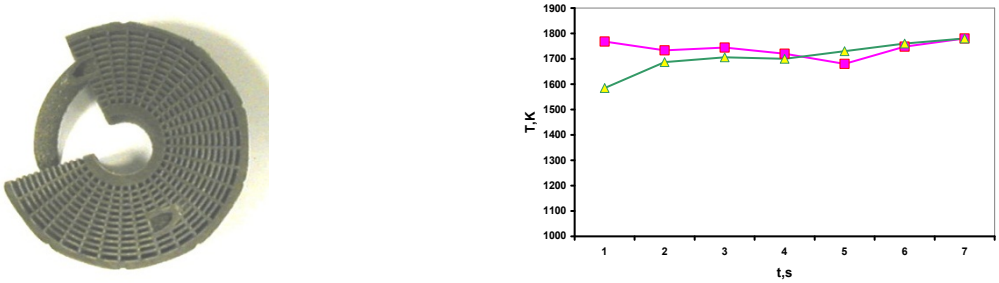


a) *b)*

Fig. 4. Scheme of temperature measurements (a): 1 – laser, 2 – gradient mirror, 3 – scan head, 4 – lens, 6 – F-teta lens, 5 – powder bed, 7 – dichroic mirror, 8 – diaphragm, 9 – fiber, 10 – pyrometer, 11 – filter, 12 – lens, 13 – CCD. Temperature control of Inox steel melting (b): Laser λ= 1075 *nm*, pyrometer λ = 1140 *nm*.

3. Investigations of the selective laser melting of 3D object

Direct temperature measurements during the selective laser melting process of the 3D object (Fig. 5a) from steel 316 *L* powder have been conducted. In these experiment, a layers of 50 *μm* thickness of 20 *μm* powder in diameter were deposited using a usual powder feeding system on the steel surface. All layers were then laser processed with scan shift (hatch distance) 120 *μm* and scan velocity 100 *mm/s*. All layers were scanned doubly with scan shift 120 *μm*. Temperature measurements during all process showed that brightness temperature in the focal spot 100 *μm* in diameter did not exceed 1800-1900 *K* (Fig. 5), significantly below the theoretically predicted [6]. This is probably due to the inaccurate description of the powder consolidation kinetics with the resulting the low dynamic thermal conductivity. Maximum brightness temperature at first and second scan differ little in value (Fig. 7f). Distinction is observed in width of spatial temperature distribution – 300 *μm* at first scan, 200 *μm* at second one, that is a result of the heat removal.



a) *b)*

Fig. 5. 3D object selective melting: (e) – 3D object, (f) – Maximum melt temperature in focal spot: □ – first scan, Δ – second scan. 316 L steel powder.

References:

1. Chivel Yu., Smurov I., Laget B. System for monitoring laser technological processes. // Patent № 2371704, (2009), EP2147738 (2011).

2. Chivel Yu. Method and device for measuring the surface brightness and colour temperature in the area of the laser irradiation. // Patent Application. – № 2010107443, (2010), Patent decision 05.03.2012.

3. Chivel Yu., Smurov I. On-line temperature monitoring in selective laser sintering/melting. // Physics Procedia. – 2010. – № 5. – P. 515- 521.

4. Craeghs T., Bechmann F., Berumen S., Kruth J.-P. Feedback control of layerwise laser melting. // Physics Procedia. – 2010. – № 5. – P. 505-514.

5. Chivel Yu., Smurov I. Temperature monitoring and overhang layer problem. // Physics Procedia. – 2011. – 12(1). –P. 691-696.

6. Gusarov A.,Yadroitsev I.,Bertrand Ph.,Smurov I. Model of radiation and heat transfer in laser-powder interaction zone at selective laser melting. // J. Heat Transfer, 131, 072101. – 2009.

SCIENTIFIC AND EDUCATIONAL CENTER «LASER SYSTEMS, NANOTECHNOLOGIES AND DIAGNOSTICS METHODS» – WAY OF INTEGRATION OF A SCIENCE, EDUCATION AND PRODUCTION

V.A. Stepanov[1], N.V. Konenkov[1], V.N. Demkin[1,2], E.Y. Chernyak[1,3], E.B. Trunin[1,4], S.I. Khilov[5]

[1]Ryazan State University named for S. Esenin, [2]Company «Sinergiya»,

[3]Company «Shibbolet», [4]Company «MKN and T»,

[5]Company «LaserVaryRakurs»

Abstract: The structure, tasks and results of scientific activity of the scientific and educational center «Mera» are presented in this work. The structure of the scientific and educational center includes the Ryazan State University and a number of the small enterprises which activity is directed on creation of technologies of receiving pure materials, development of control units of technology of oil refining, production of quadrupole mass spectrometers, creation of measuring devices on the basis of gas lasers, and also laser video and demonstration systems.

Tasks of the scientific and educational center

Into structure of the scientific and educational center enter: RSU named for S. Esenin, physics and chemistry chair; the enterprises of analytical instrumentation «Shibbolet» and «Enigma», «MAKN and T», «Sinergiya» and «LazerVaryRakurs», located in the city of Ryazan.

Tasks of the scientific and educational center are included:

1) joint activity of divisions of university and the industrial enterprises of Ryazan in the field of nano and laser technologies and diagnostics providing sharing of available at university and at the enterprises of unique scientific, educational and processing equipment;

2) carrying out and introduction of results with involvement of students and graduate students of researches on the fundamental and applied directions;

3) preparation of engineering and technological shots (bachelors, masters, graduate students) for the enterprises participating in work of the Center, and other enterprises of the Ryazan region for the directions «Technical physics», «Physical electronics», «Laser physics», «Technological, physical and chemical education»;

4) creation of the educational environment for professional orientation work on the base of educational institutions of the city area and training of teachers of profile classes on equipment operation, problems and methods of the description and research of laser and nanodimensional objects;

5) creation of system of multilevel continuous preparation, retraining and professional development of shots for development laser, nano- and chemical technologies in the Ryazan region;

6) consolidation of financial possibilities of carrying out joint development, acquisitions of the equipment and necessary materials for maintenance of working capacity and development of functionality of the equipment, available participants of the Center.

Scientific directions

– technologies of receiving pure materials for a nanoelectronics;

– analytical instrumentation on the basis of quadrupole mass spectrometers;

– physical processes in heterostructures;

– contactless laser methods and devices, monitoring of parameters of various products and technologies;

– distribution and management of laser radiation in disseminating environments;

– sensors for fuel and energy complex;

– manufacturing techniques and improvement of parameters of gas-

– discharge lasers;

– creation and use in a dissymmetric catalysis of chiral phosphorus contained ligands.

Results of activity of the scientific and educational center «Mera»

Shibbolet

For oil and gas industry some polytypic devices are developed and successfully introduced in production: remote control on big spaces of flame concentration of hydro carbonic gases with use of the infra-red laser radiation which does not have analogs in the Russian Federation and abroad – **DID-MT 1.000Ex**; control a finish of a flame of a torch – **SPF 1.001**; control of a consumption of gas in the pipeline and on technological installations – **SURG 1.000-Ekh** having permission of state technical supervision on manufacturing and application.

a) *b)*

Fig. 1. a) – route infra-red detector, b) – mass gas flow meter.

For high-sensitivity control and measurement of a chemical composition of gas mixes, liquids, firm bodies in petrochemical, nuclear, metallurgical, microelectronic, oil and gas geophysics, criminalistics, ecology, medicine it is created, the quadrupole

mass spectrometer of **KMS – 01/250**, brought in the state register of measurements is successfully issued and used. View of the mass spectrometer of KMS – 01/250 is shown on Fig. 2a.

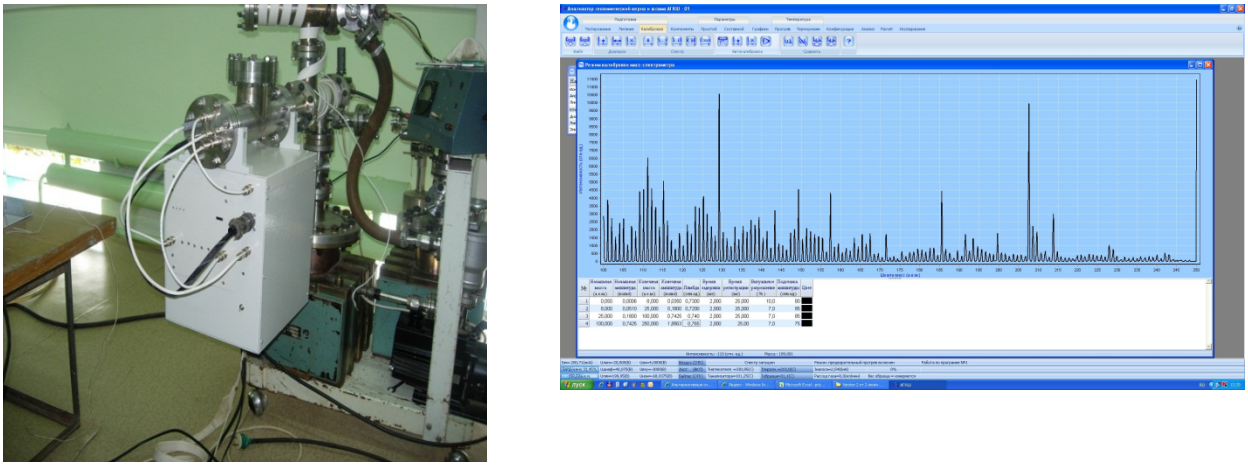
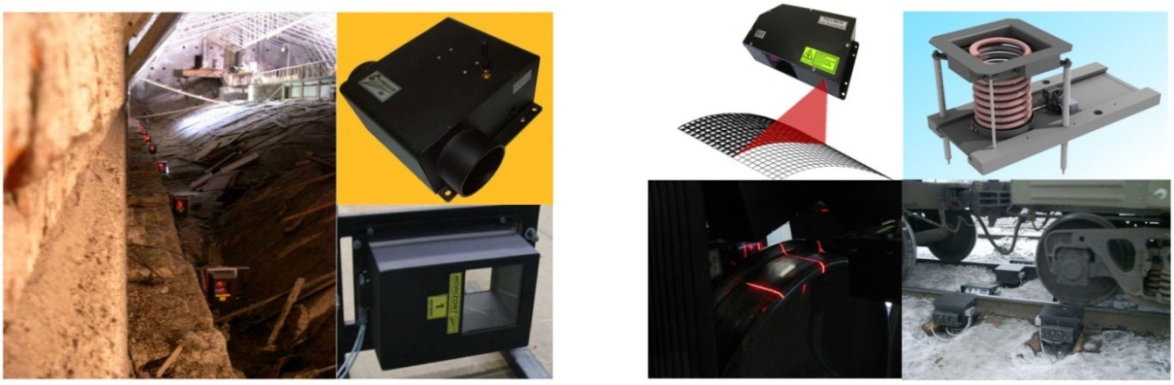


Fig. 2. Quadrupole mass spectrometer KMS-250.
Mass spectrum of a residial gas at preassure $5 \cdot 10^{-4}$ *Pa*.

Sinergiya

For continuous monitoring of deformation of walls, buildings, roofs, platforms, tunnels, bridges, roads, metal designs under the influence of various loadings it is developed and successfully the laser basic and measuring system «**Gorizont**» shown on Fig. 3a is developed and issued.



a) *b)*

Fig. 3. a) – laser system «Gorizont», b) – laser system «Pilot».

For determination of the geometrical sizes of moving objects are developed and are issued a number of laser **Pilot scanners** (Fig. 3b). In particular for determination of length, thickness, width of moving sheets on drawing installations, the sizes and a profile of a railway wheel and springs, the sizes and quality of laser welding it may be used.

MAKNT

Intensive development of solar power defined the direction of activity of MAKNIT having a big scientific experience in creation and production of especially pure materials for micro, nano- and optoelectronics. Now the enterprise is engaged in development of technology of receiving silicon and photo-electric converters for needs of solar power. The technological line on production of the cheapest metallurgical silicon on level of solar quality is created. The photo-electric converter of solar energy of a new design that allows to lower a consumption of silicon in 10-20 times is created and on prime cost of photo electronic converter to leave lower 0,5 dollars/W.

The following methods of purification of silicon and other materials are protected by patents: (i) electrotransfer; (ii) electrotransfer in a magnetic field; (iii) crystallization from a suspension; (iv) purification of liquid metal by processing by ions in the gas discharge; (v) cleaning by means of properties of nanoobjects.

LazerVaryRakurs

The enterprise is one of the leading firms of Russia on development and service of laser systems of visualization of images and laser shows.

Conclusion

Created scientific and educational center «Mera» allows to carry out preparation of bachelors, masters and graduate students in «Technical physics», «Physical electronics», «Laser physics» on the basis of the presented enterprises having a high technological level of production of the knowledge-intensive products.

Reference:

1. Scientific and educational center «Mera», vl.stepanov@rsu.edu.ru

НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР «ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ» – ПУТЬ ИНТЕГРАЦИИ НАУКИ, ОБРАЗОВАНИЯ И ПРОИЗВОДСТВА

В.А. Степанов[1], Н.В. Коненков[1], В.Н. Демкин[1,2], Е.Я. Черняк[1,3], Е.Б. Трунин[1,4], С.И. Хилов[5]

[1]Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина,

[2]«Синергия», [3]«Шибболет», [4]«МКНТ», [5]«Лазервариракурс»

Аннотация: В работе представлены структура, задачи и результаты научной деятельности научно-образовательного центра «Мера». В состав научно-образовательного центра входит Рязанский государственный университет и ряд малых предприятий, деятельность которых направлена на создание технологий получения сверхчистых материалов, разработку устройств контроля технологии переработки нефти, производства квадрупольных масс-спектрометров, создание измерительных устройств на базе газовых лазеров, а также лазерных видео-демонстрационных систем.

Задачи научно-образовательного центра

В состав научно-образовательного центра (консорциума) входят: РГУ имени С.А. Есенина, кафедры физики и химии; предприятия аналитического приборостроения ООО «Шибболет» и ЗАО «Энигма», ООО «Международная академическая корпорация науки и техники», научно-производственное предприятие ООО «Синергия» и ЗАО «Лазерварионаракурс», расположенные в городе Рязань.

В задачи научно-образовательного центра входят:

1) совместная деятельность подразделений университета и промышленных предприятий Рязани в области нано и лазерных технологий и диагностики, обеспечивающей совместное использование имеющегося в университете и на предприятиях уникального научного, учебного и технологического оборудования;

2) проведение и внедрение результатов с привлечением студентов и аспирантов исследований по фундаментальным и прикладным направлениям;

3) подготовка инженерно-технологических кадров (бакалавров, магистров, аспирантов) для предприятий, участвующих в работе Центра, и других предприятий Рязанского региона по направлениям «Техническая физика», «Физическая электроника», «Лазерная физика», «Технологическое, физическое и химическое образование»;

4) создание учебной среды для профориентационной работы в базовых общеобразовательных учреждениях города и области и обучения учителей профильных классов по эксплуатации оборудования, проблемам и методам описания и исследования лазерных и наноразмерных объектов;

5) создание системы многоуровневой непрерывной подготовки, переподготовки и повышения квалификации кадров для развития лазерных, нано- и химических технологий в Рязанском регионе;

6) консолидация финансовых возможностей проведения совместных разработок, приобретения оборудования и необходимых материалов для поддержания работоспособности и развития функциональных возможностей оборудования, имеющегося в распоряжении участников Центра.

Научные направления

– технологии получения чистых материалов для наноэлектроники;

– аналитическое приборостроение на основе квадрупольных масс-спектрометров;

– физические процессы в гетероструктурах;

– бесконтактные лазерные методы и устройства, мониторинг параметров различных изделий и технологий;

– распространение и управление лазерным излучением в рассеивающих средах;

– чувствительные датчики для топливно-энергетического комплекса;

– технологии изготовления и совершенствования параметров газоразрядных лазеров;

– комплексное образование и использование в ассиметричном катализе хиральных фосфорсодержащих лигандов.

Создание научно-образовательного центра (консорциума) «Мера» является вынужденной мерой для участия в конкурсах на проведение научно-исследовательских работ и подготовку кадров высшей квалификации, проводимых Минобрнауки и Минэкономики России.

Результаты деятельности научно-образовательного центра

ООО «Шибболет»

Для нефтегазовой отрасли разработаны и успешно внедрены в производство несколько разнотипных приборов: дистанционного контроля на больших пространствах довзрывчатых концентраций углеводородных газов с использованием инфракрасного лазерного излучения, не имеющего аналогов в РФ и за рубежом – ДИД-МТ 1.000Ex; контроля погасания пламени факела – СПФ 1.001; контроля расхода газа в трубопроводе и на технологических установках – СУРГ 1.000-Ex, имеющих разрешение гостехнадзора на изготовление и применение.

a) *b)*

Рис. 1. a) – трассовый инфракрасный детектор, b) – расходомер газа массовый.

Для высокочувствительного контроля и измерения химического состава газовых смесей, жидкостей, твердых тел в нефтехимической, атомной, металлургической, микроэлектронной, нефтегазовой геофизике, криминалистике, экологии, медицине создан, успешно выпускается и используется квадрупольный масс-спектрометр КМС – 01/250, внесенный в государственный реестр измерений. Внешний вид масс-спектрометра КМС – 01/250 показан на рис. 2.

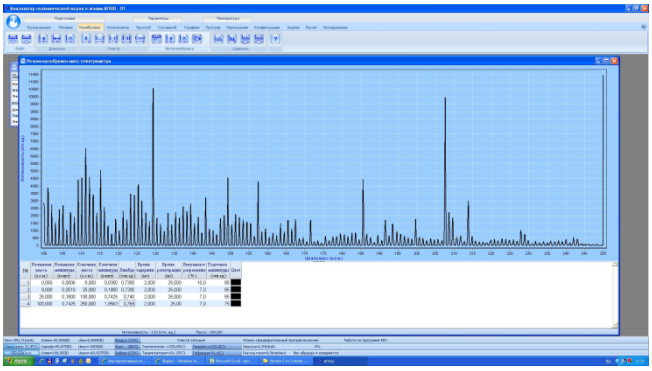
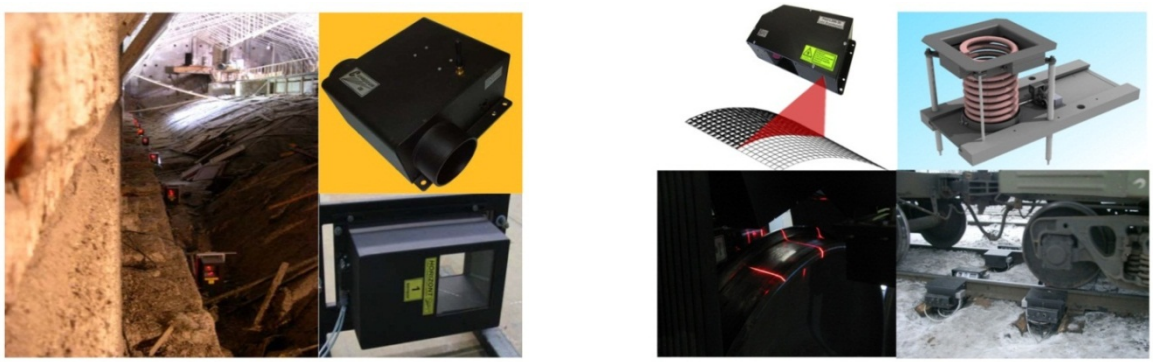


Рис. 2. Квадрупольный масс-спектрометр КМС-250. Масс-спектр вакуума при давлении $5 \cdot 10^{-5}$ *Ра*.

ООО «Синергия»

Для непрерывного мониторинга деформации стен, зданий, крыш, эстакад, туннелей, мостов, дорог, металлических конструкций под воздействием различных нагрузок разработана и успешно выпускается лазерная опорная и измерительная система «Горизонт», показанная на рис. 3а.



a) *b)*

Рис. 3. a) – лазерная система «Горизонт», b) – лазерная система «Пилот».

Для определения геометрических размеров движущихся объектов разработаны и выпускаются ряд лазерных сканеров «Пилот» (рис. 3b). В частности для определения длины, толщины, ширины движущихся листов на конвеерах, волочильных установках, размеров и профиля железнодорожного колеса и пружин, размеров и качества лазерной сварки.

ООО «МАКНиТ»

Интенсивное развитие солнечной энергетики определило направление деятельности ООО «МАКНиТ», имеющего большой научный задел в создании

и производстве особо чистых материалов для микро- , нано- и оптоэлектроники. В настоящее время предприятие занимается разработкой технологии получения кремния и фотоэлектрических преобразователей для нужд солнечной энергетики. Создана технологическая линия по производству наиболее дешевого металлургического кремния по уровню солнечного качества. Создан фотоэлектрический преобразователь солнечной энергии новой конструкции, что позволяет снизить расход кремния в 10-20 раз и выйти на себестоимость ФЭП ниже 0,5 *долл/вт*.

Защищены патентами следующие методы очистки кремния и других материалов: электроперенос, электроперенос в магнитном поле; кристаллизация из взвешенного состояния; очистка жидкого металла обработкой ионами в газовом разряде; очистка с помощью свойств нанообъектов.

ЗАО «Лазервариракурс»

Предприятие является одним из ведущих организаций России по разработке и обслуживанию лазерных систем визуализации изображений и лазерных шоу.

Заключение

Созданный научно-образовательный центра «Мера» позволяет осуществить подготовку бакалавров, магистров и аспирантов по специальности «Техническая физика», «Физичская электроника», «Лазерная физика» на основе представленных предприятий, имеющих высокий технологический уровень производства наукоемких изделий.

Литература

1. Научно-образовательный центр «Мера», vl.stepanov@rsu.edu.ru

ACOUSTO-OPTICAL INTERACTIONS IN GYROTROPIC CRYSTALS

O.V. Shakin

A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences,

St. Petersburg

Conditions of acousto-optical interactions in the gyrotropic crystals are considered. Optimum length of acousto-optical interactions and efficiency of diffraction in gyrotropic direction of crystals are calculated. The method of the connected waves for calculation of acousto-optical interactions efficiency was used. This method allows calculating as fields in a gyrotropic crystal cooperate [1,2]. It is theoretically shown and experimentally confirmed, that at performance of a condition, efficiency of diffraction

$$\rho l = \pi / 4$$

does not depend neither on an azimuth of polarization, nor from ellipticity optical radiation and it is given by expression

$$\eta = \frac{\chi^2}{\chi^2 + \rho^2} \sin^2(l\sqrt{\chi^2 + \rho^2})$$

Here $\chi = \frac{\pi}{2\lambda_0 \cos\theta_B} n^3 S p_{eff}$,

ρ – specific rotation of a plane of polarization, λ_0 – optical wavelength, θ_B – Bragg diffraction angle, n_o – refractive index, S – amplitude of deformation in a sound wave, p_{eff} – effective photoelastic constant.

It means, that efficiency of diffraction in a gyrotropic direction when the plane of polarization of radiation on length of interaction l turns on 45 degrees does not depend on a condition of polarization of incident optical radiation.

References:

1. Fedorov F.I. Theory of Chirotropy. – Minsk: Science and technics, 1976.

2. Landau L.D., Lifshits E.M. Elektrodinamika sploshnykh sred. – M., 1982.

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КРИСТАЛЛАХ С ГИРОТРОПИЕЙ

О.В.Шакин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

Рассматриваются условия акустооптического взаимодействия в кристаллах, обладающих гиротропией. Произведен расчет оптимальной длины акустооптического взаимодействия и эффективности дифракции в гиротропном направлении. Для расчета эффективности дифракции использовался метод связанных волн, который позволяет рассчитать, как взаимодействуют поля в гиротропном кристалле [1,2].

Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что при выполнении условия, $\rho l = \pi/4$ эффективность дифракции η не зависит ни от азимута поляризации, ни от эллиптичности падающего излучения и дается выражением

$$\eta = \frac{\chi^2}{\chi^2 + \rho^2} \sin^2(l\sqrt{\chi^2 + \rho^2}).$$

Здесь $\chi = \frac{\pi}{2\lambda_0 \cos\theta_B} n_0^3 S p_{эфф}$,

ρ – удельное вращение плоскости поляризации, λ_0 – длина волны оптического излучения, θ_B – угол брегговской дифракции, n_0 – показатель преломления, S – амплитуда деформации в звуковой волне, $p_{эфф}$ – эффективная фотоупругая постоянная.

Это означает, что эффективность дифракции в гиротропном направлении, когда плоскость поляризации излучения на длине взаимодействия l поворачивается на 45 градусов и не зависит от состояния поляризации падающего излучения.

Литература:

1. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. – Минск: Наука и техника, 1976.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Гостехиздат,1957.

SUBWAVE LIGHT BEAMS

V. A. Aleshkevich, N. G. Uvarov

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The paraxial approximation [1] within which the nonlinear Schroedinger equation is derived, cannot be used to analyze the propagation of laser beams with a width comparable with the wavelength in a nonlinear medium. These beams have a longitudinal component of the light field [2-4], and a correct analysis implies the use of the vector Maxwell equations.

Earlier in [5] the boundaries of applicability of the paraxial approximation for description of narrow wave beams in a cubic-nonlinear medium with a periodic modulation of refractive index were found.

In this study the propagation of narrow three-dimensional wave beams in a nonlinear cubic medium has been analyzed taking into account all vector components of the wave field, including radial, angular, and longitudinal ones.

Soliton solutions of the Maxwell equations in the form of fundamental solitons as well as vortex solitons with topological charge are found, and their properties are investigated.

The initial system is the set of Maxwell equations, supplemented with the material equation for an isotropic medium with a Kerr-type nonlinearity:

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathrm{t}},\ \mathrm{div}\mathbf{D} = 0, \\ &\mathrm{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \mathrm{t}},\ \mathrm{div}\mathbf{H} = 0,\ \mathbf{D} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_{\mathrm{nl}})\mathrm{E} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

where ε_0 describes isotropic-medium permittivity and ε_{nl} is a nonlinear part of permittivity.

We obtain the system of equations for components of the electric field $\mathbf{E} = \mathbf{A}e^{-i\omega t}$ in the cylindrical system of coordinates from (1):

$$\left[\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(\varepsilon_{nl}A_r r)-\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(\varepsilon_{nl}A_r r)+\frac{\partial^2}{\partial r\partial z}(\varepsilon_{nl}A_z)+\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi}(\varepsilon_{nl}A_\varphi)-\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\varepsilon_{nl}A_\varphi)\right]=$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial r}+\frac{\partial^2 A_r}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 A_r}{\partial z^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_r}{\partial\varphi^2}+\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 A_r+\varepsilon_{nl}A_r),$$
$$-\frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial z}(\varepsilon_{nl}A_r r)+\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial\varphi\partial z}(\varepsilon_{nl}A_\varphi)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\varepsilon_{nl}A_z)\right]=$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial r}+\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_z}{\partial\varphi^2}+\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 A_z+\varepsilon_{nl}A_z), \qquad (2)$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi}(\varepsilon_{nl}A_r r)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}(\varepsilon_{nl}A_\varphi)+\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial\varphi\partial z}(\varepsilon_{nl}A_z)\right]=$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_\varphi}{\partial r}+\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial\varphi^2}+\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 A_\varphi+\varepsilon_{nl}A_\varphi),$$

where A_r, A_φ and A_z are radial, angular, and longitudinal components of the electric field respectively, $\varepsilon_{nl}=\varepsilon_2(|A_r|^2+|A_\varphi|^2+|A_z|^2)$, ε_2 is a nonlinear coefficient.

The set of equations (2) in pure form was solved numerically by the relaxation method. Solutions has been searched in form of solitons:

$$q_r(\eta,\xi)=w_r(\eta)\exp[i(1+b)\xi/\delta^2+im\varphi],$$
$$q_z(\eta,\xi)=iw_z(\eta)\exp[i(1+b)\xi/\delta^2+im\varphi], \qquad (3)$$
$$q_\varphi(\eta,\xi)=iw_\varphi(\eta)\exp[i(1+b)\xi/\delta^2+im\varphi],$$

where q_r, q_φ and q_z are nondimentional field components, $\eta=r/r_0$, $\xi=z/kr_0^2$ are nondimentional coordinates, $w_{r,\varphi,z}$ – real functions, which describe the transverse light field distributions, $\delta=/(k_0 r_0)$ is the nonparaxiality parameter, which characterizes the ratio of the wavelength and the characteristic width r_0, b, is the propagation constant, which characterizes the nonlinear phase delay in the medium, *m* is the soliton topological charge.

The characteristic profiles of fundamental (*m* = 0) nonparaxial solitons are shown in Fig. 1(a)-1(c). Radial field component has strongly pronounced gap at the

axis of the beam on the contrary to the profiles of the fundamental solitons, which can be calculated using the nonlinear Schroedinger equation, which are smooth and bell-shaped [6]. This gap is the result of a polarization singularity on the beam axis. This singularity is inevitable because of the uncertainty in the vector field polarization on the beam axis [7].

An increase in the propagation constant corresponds to the increase of the beam power. An increase in power leads to a decrease in the integral soliton width (Fig. 2a,b). With the narrowing of the beam the longitudinal field component and its relative contribution to the beam power are growing (Fig. 2c).

The profiles of nonparaxial vortex solitons with a topological charge m = 1 are shown in Fig. 1(d)-1(f). The essential difference in comparison with fundamental solitons is that vortex solitons have the angular field component, which is not negligible in comparison with the radial one. In opposite to fundamental solitons the longitudinal field component is moderate and its contribution to the beam power is insignificant (Fig. 2d).

At the same power vortex solitons have bigger integral width, than fundamental ones (for example, fundamental soliton from Fig. 1(a) has power U = 1,15, width W = 2,25, and vortex soliton from Fig. 1(d) has U = 1,11, W = 7,42).

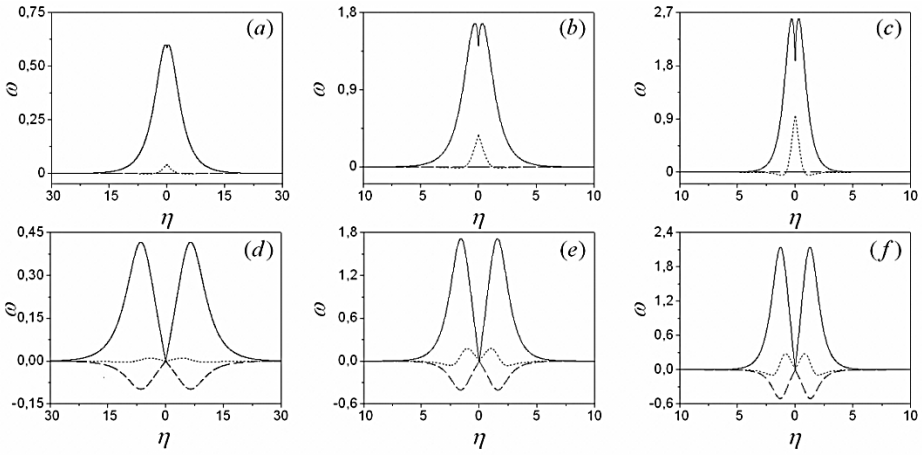


Fig. 1. Profiles of nonparaxial fundamental solitons at $b = 0{,}0004$ (a), 0,0037 (b), and 0,0101 (c), and vortex solitons with m = 1 at $b = 0{,}0003$ (d), 0,0052 (e), and 0,0082 (f). Radial component w_r is shown with solid line, angular w_φ – with dashed line and longitudinal, w_z – with dotted line. Nonparaxiality parameter $\delta = 0{,}1$.

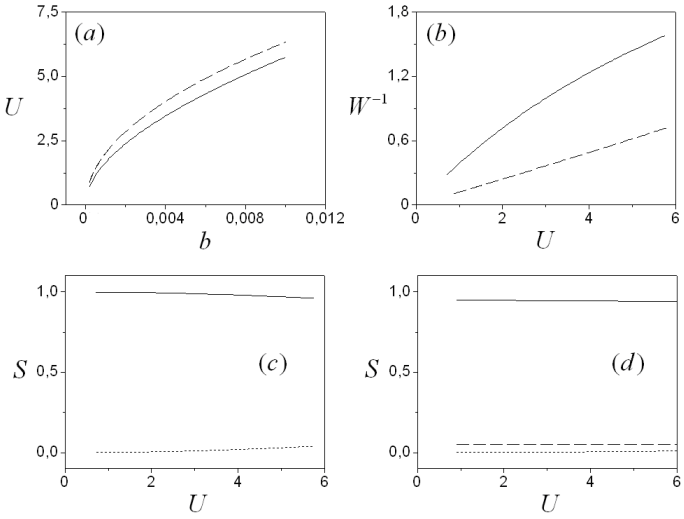


Fig. 2. Soliton power as function of the propagation constant (a), the inverse integral soliton width as function of its power (b): dependencies for fundamental solitons are shown with solid line, for vortex solitons (m = 1) – with dashed line. Relations of power of each field component to full power as function of power of fundamental soliton (c), vortex (m = 1) soliton (d): solid line for radial component, dashed line for angular and dotted line for longitudinal ones.

References:

1. Akhmediev N.N., Ankiewicz A. Solitons: Nonlinear Pulses and Beams. – London: Chapman & Hall, 1997.

2. Granot E. et al. // Opt. Lett. 22, 1290 (1997).

3. Rosanov N.N., Semenov V.E., Vyssotina N.V. // J. Opt. B: Quantum and Semiclassical Optics. – 2001. – № 3. – P. 96.

4. Ciattoni A. et al. // Opt. Lett. 27, 734 (2002).

5. Aleshkevich V.A., Grigor'ev A.V., Zhukarev A.S., Kartashov Ya.V. Subwavelength Spatial Solitons in Inhomogeneous Kerr Media. // JETP. – 2008. – 107(1), 155.

6. Desyatnikov A.S., Kivshar Yu.S. // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 4, 58 (2002).

7. Freund I. // Opt. Lett. 29(6), 539 (2004).

СУБВОЛНОВЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ

В. А. Алешкевич, Н.Г. Уваров

Физический факультет, Московский государственный университет,

Москва, Россия

Для анализа распространения в нелинейной среде лазерных пучков, ширина которых сравнима с длиной волны, параксиальное приближение [1], позволяющее вывести скалярное нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), становится неприменимым. В таких пучках присутствует продольная компонента светового поля [2-4] и корректный анализ необходимо проводить с использованием векторных уравнений Максвелла.

Ранее в [5] были установлены границы применимости параксиального приближения для узких волновых пучков в кубично-нелинейной среде с периодической модуляцией показателя преломления.

В настоящей работе проведен анализ распространения узких трехмерных волновых пучков в нелинейной кубичной среде с учетом всех векторных компонент волнового поля, включая радиальную, угловую и продольную компоненты.

Найдены солитонные решения уравнений Максвелла в виде фундаментальных солитонов, а также вихревых солитонов с топологическим зарядом, проанализированы их свойства.

Исходной является система уравнений Максвелла, дополненная материальным уравнением для изотропной среды с нелинейностью керровского типа:

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathrm{t}},\ \mathrm{div}\mathbf{D} = 0, \\ &\mathrm{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \mathrm{t}},\ \mathrm{div}\mathbf{H} = 0,\ \mathbf{D} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_{\mathrm{nl}})\mathrm{E} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость изотропной среды, а ε_{nl} – нелинейная добавка.

Из (1) можно получить систему уравнений для компонент электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{A}\mathrm{e}^{-i\omega t}$ в цилиндрической системе координат:

$$\left[\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(\varepsilon_{nl}A_r r) - \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(\varepsilon_{nl}A_r r) + \frac{\partial^2}{\partial r\partial z}(\varepsilon_{nl}A_z) + \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi}(\varepsilon_{nl}A_\varphi) - \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\varepsilon_{nl}A_\varphi)\right] =$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_r}{\partial\varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 A_r + \varepsilon_{nl}A_r),$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial z}(\varepsilon_{nl}A_r r) + \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial\varphi\partial z}(\varepsilon_{nl}A_\varphi) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}(\varepsilon_{nl}A_z)\right] =$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_z}{\partial\varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 A_z + \varepsilon_{nl}A_z), \qquad (2)$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi}(\varepsilon_{nl}A_r r) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}(\varepsilon_{nl}A_\varphi) + \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial\varphi\partial z}(\varepsilon_{nl}A_z)\right] =$$
$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial\varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_0 A_\varphi + \varepsilon_{nl}A_\varphi),$$

где A_r, A_φ и A_z – радиальная, угловая и продольная компоненты электрического поля соответственно, $\varepsilon_{nl} = \varepsilon_2(|A_r|^2 + |A_\varphi|^2 + |A_z|^2)$, ε_2 – нелинейный коэффициент.

Система (2) в безразмерном виде численно решалась с помощью метода релаксации. Решения искались в виде солитонов:

$$q_r(\eta,\xi) = w_r(\eta)\exp[i(1+b)\xi/\delta^2 + im\varphi],$$
$$q_z(\eta,\xi) = iw_z(\eta)\exp[i(1+b)\xi/\delta^2 + im\varphi], \qquad (3)$$
$$q_\varphi(\eta,\xi) = iw_\varphi(\eta)\exp[i(1+b)\xi/\delta^2 + im\varphi],$$

где q_r, q_φ и q_z – безразмерные компоненты поля, $\eta = r/r_0$, $\xi = z/kr_0^2$ – безразмерные координаты, $w_{r,\varphi,z}$ – действительные функции, описывающие поперечные распределения компонент светового поля, $\delta = 1/(k_0 r_0)$ – параметр непараксиальности, который характеризует соотношение длины волны и

характерной ширины r_0, b – постоянная распространения, характеризующая нелинейный фазовый набег в среде, m – топологический заряд солитона.

Характерные профили фундаментальных (m = 0) непараксиальных солитонов представлены на рис. 1(a)-1(c). Радиальная компонента имеет ярко выраженный провал на оси пучка, что противоположно результатам для фундаментальных солитонов, получаемых с помощью нелинейного уравнения Шредингера, профили последних являются гладкими и колоколообразными [6]. Подобный провал является результатом поляризационной сингулярности на оси пучка. Эта сингулярность неизбежна вследствие неопределенности поляризации векторного поля на оси пучка [7].

Увеличение постоянной распространения соответствует росту мощности пучка. С ростом мощности происходит уменьшение ширины солитона (рис.2 a,b). По мере сужения солитона растет продольная компонента и увеличивается ее относительный вклад в мощность пучка (рис. 2c).

Профили вихревых непараксиальных солитонов с топологическим зарядом m = 1 даны на рис 1(d)-1(f). Существенное отличие от фундаментальных солитонов заключается в наличии угловой компоненты поля, которая не является пренебрежимо малой в сравнении с радиальной. В отличие от фундаментальных солитонов продольная компонента невелика и ее вклад в полную мощность пучка незначителен (рис. 2d).

При одной и той же мощности вихревые солитоны имеют большую интегральную ширину, чем фундаментальные (например, у фундаментального солитона с панели (a) рис. 1. мощность U = 1,15, ширина W = 2,25, а у вихревого солитона с панели (d) рис. 1. U = 1,11, W = 7,42).

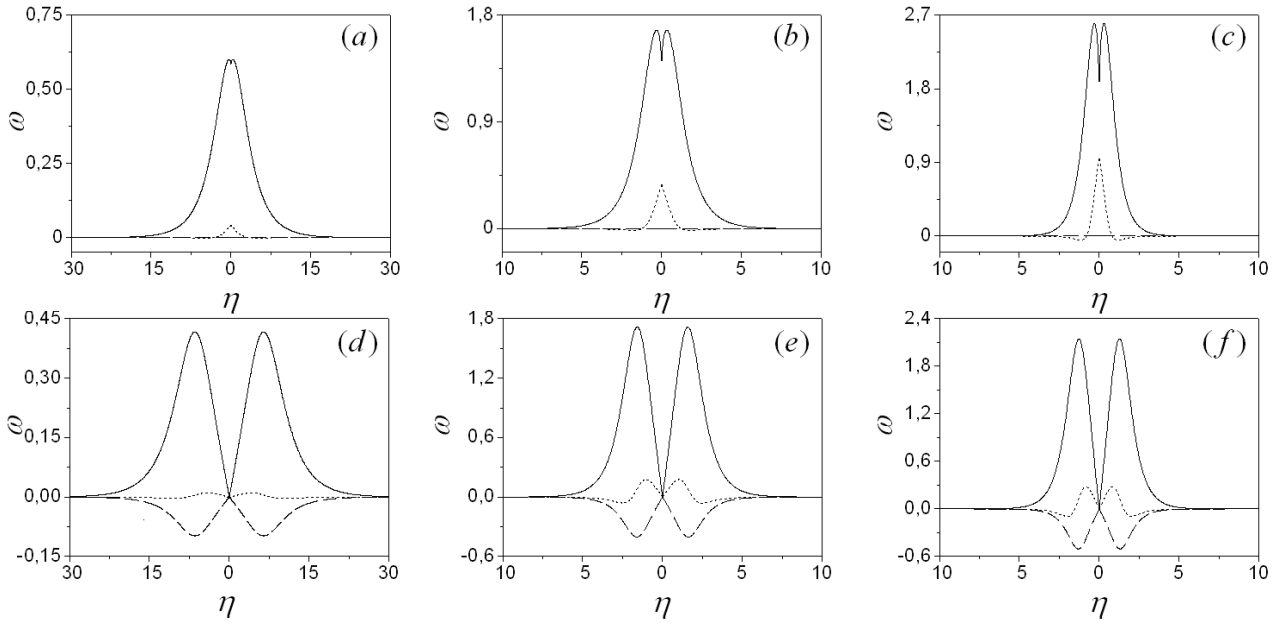


Рис. 1. Профили непараксиальных фундаментальных солитонов при $b = 0{,}0004$ (a), 0,0037 (b), и 0,0101 (c), и вихревых солитонов (m = 1) при $b = 0{,}0003$ (d), 0,0052 (e), и 0,0082 (f). Радиальная компонента w_r изображена сплошной линией, угловая w_φ – штриховой, а продольная w_z – пунктирной. Параметр непараксиальности $\delta = 0{,}1$.

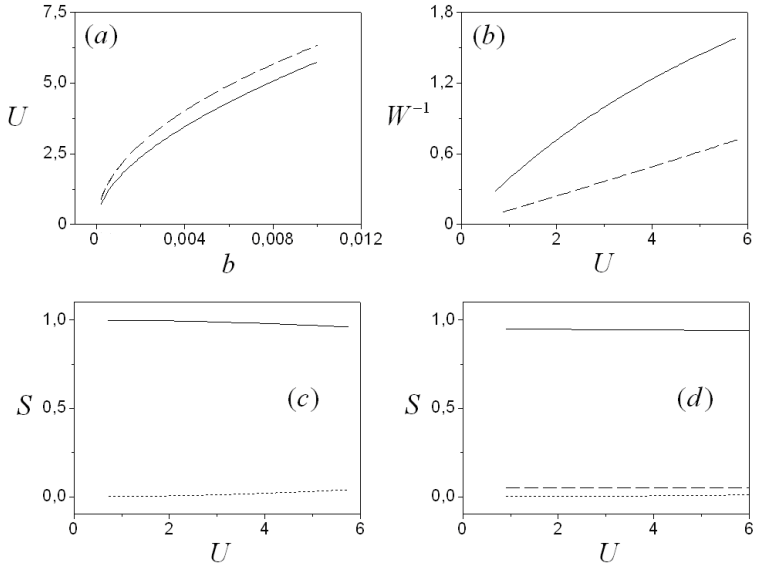


Рис. 2. Мощность солитона как функция постоянной распространения (a), обратная ширина солитона как функция его мощности (b): зависимости для фундаментальных солитонов изображены сплошной линией, для вихревых (m = 1) – штриховой. Отношение мощности каждой компоненты поля к полной мощности как функция мощности фундаментального солитона (c), вихревого (m = 1) солитона (d): сплошная линия для радиальной компоненты, штриховая – для угловой и пунктирная – для продольной.

Литература:

1. Akhmediev N.N., Ankiewicz A. Solitons: Nonlinear Pulses and Beams. – London: Chapman & Hall, 1997.

2. Granot E. et al. // Opt. Lett. 22, 1290 (1997).

3. Rosanov N.N., Semenov V.E., Vyssotina N.V. // J. Opt. B: Quantum and Semiclassical Optics. – 2001. – № 3. –P. 96.

4. Ciattoni A. et al., Opt. Lett. 27, 734 (2002).

5. Aleshkevich V.A., Grigor'ev A.V., Zhukarev A.S., Kartashov Ya.V. Subwavelength Spatial Solitons in Inhomogeneous Kerr Media. // JETP. – 107(1), 155 (2008).

6. Desyatnikov A.S., Kivshar Yu.S. // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 4, 58 (2002).

7. Freund I. // Opt. Lett. 29(6), 539 (2004).

UNCEASING GENERATION OF TWO WAVE LINE 1064,15 AND 1061,5 NM IN ND: YAG-LASER

НЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ДВУХ ДЛИН ВОЛН 1064,15 И 1061,5 НМ ND:YAG-ЛАЗЕРОМ

O.L. Golovkov, G.A. Kuptsova, V.A. Stepanov

О.Л. Головков, Г.А. Купцова, В.А. Степанов

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань

In article authors research a reason of unceasing generation of two wave lines 1064.15 and 1061.5 nm in Nd:YAG-laser with diode laser pumping.

Авторами установлен режим генерации Nd^{3+}:YAG-лазером при котором возможна одновременная генерация на двух длинах волн 1064,15 *нм* и 1061,5 *нм*.

Для эксперимента использовались активные элементы, вырезанные из монокристалла $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ вдоль кристалло-графической оси (001) с

концентрацией активных ионов Nd^{3+} 1 ат. % в виде цилиндра диаметром 4 *мм* длиной 10 *мм*. На входной торец активного элемента было нанесено селективное зеркало с высоким коэффициентом отражения (более 99 %) на длине волны 1064 *нм* и высокой прозрачностью на длине волны 808 *нм*, а выходной торец активного элемента просветлен. Линейный резонатор лазера длиной 30 *мм* создавался селективным зеркалом, нанесенным на торец активного элемента и сферическим зеркалом радиусом −200 *мм* с коэффициентом отражения 84 % на длине волны 1064 *нм*. Генерация осуществлялась на основной поперечной моде TM_{00}. Линейно поляризованное излучение трех лазерных диодов (808 *нм*) суммарной мощностью 8 *Вт* фокусировалось на торец активного элемента зоной накачки 0,5×0,5 $мм^2$. Ориентация поляризации лазерной генерации задавалась положением внутрирезонаторного окна Брюстера. Исследовалась возможность и условия одновременной генерации двух длин волн 1064,15 *нм* и 1061,5 *нм* Nd^{3+}:YAG-лазера с окном Брюстера при комнатной температуре.

В результате экспериментов установлено, что одновременная генерация на двух длинах волн 1064,15 *нм* и 1061,5 *нм* Nd^{3+}:YAG-лазера возможна в случае, когда плоскость поляризации накачки ортогональна поляризации генерации, задаваемой ориентацией окна Брюстера.

В результате экспериментов было установлено, что зона устойчивой генерации двух длин волн коррелирует с термооптической характеристикой *Q* кристалла Nd^{3+}:YAG [1], описывающей эффект термонаведенного двулучепреломления. Это указывает на связь генерации двух длин волн с двулучепреломлением в кристалле Nd^{3+}:YAG.

Далее были проведены измерения термонаведеенного двулучепреломления кристаллов Nd^{3+}:YAG по степени изменения поляризации генерации лазерного излучения при накачке плоскопараллельным излучением лазерными диодами. Для анализа поляризации генерируемого Nd^{3+}:YAG-лазером излучения использовалась призма Глана, сориентированная так, чтобы пропускать излучение, имеющее плоскость поляризации, совпадающее с плоскостью поляризации накачки.

Экспериментально установлено, что для одновременной генерации на двух длинах волн 1064,15 *нм* и 1061,5 *нм* Nd^{3+}:YAG-лазером необходимо выполнение следующих условий:

– Nd^{3+}:YAG-кристалл необходимо ориентировать в положение максимального двулучепреломления для плоскости поляризации, генерируемой лазером;

– плоскость поляризации накачки должна быть ортогональна поляризации генерации, задаваемой ориентацией окна Брюстера.

Проведенный анализ спектров генерации Nd^{3+}:YAG-лазера при азимутальных углах 45° и 0° показал что, при генерации одной основной длины волны, максимум генерации смещен в длинноволновую область, а при генерации двух длин волн 1064,15 *нм* и 1061,5 *нм*, максимум основной длины волны не смещен и совпадает с 1064,15 *нм*.

Анализ полученных результатов

Для теоретического объяснения одновременной генерации двух длин волн 1064,15 *нм* и 1061,5 *нм* использовалась модель, основанная на системе уравнений Танга, Статца и Де Марса [2] для излучения основной моды $TEM_{00.}$ Уравнения расширили для случая двух линий усиления, когда генерация может идти с двух подуровней *A* и *B* верхнего уровня $^4F_{3/2}$, при этом между подуровнями *A* и *B* осуществляются релаксационные переходы:

$$\frac{dI_k}{d\tau} = GI_k\left[g_k^{(1)}\left(D_0 + D_k\right) + \left(g_k^{(2)} + g_k^{(3)}\right)\left(N_0 + N_k\right) - 1 - \beta_k\right],$$

$$\frac{dD_0}{d\tau} = A - D_0\left(1 + \sum_{m=1}^{M} g_m^{(1)} I_m\right) - \sum_{m=1}^{M} g_m^{(1)} I_m D_m - w_{AB} D_0 + w_{BA} N_0,$$

$$\frac{dD_k}{d\tau} = -D_k\left(1 + \sum_{m=1}^{M} g_m^{(1)} I_m\right) - \frac{1}{2} g_k^{(1)} I_k D_0 - w_{AB} D_k + w_{BA} N_k, \qquad (1)$$

$$\frac{dN_0}{d\tau} = A - N_0\left(1 + \sum_{m=1}^{M}\left(g_k^{(2)} + g_k^{(3)}\right) I_m\right) - \sum_{m=1}^{M}\left(g_k^{(2)} + g_k^{(3)}\right) I_m N_m - w_{BA} N_0 + w_{AB} D_0$$

$$\frac{dN_k}{d\tau} = -N_k\left(1 + \sum_{m=1}^{M}\left(g_k^{(2)} + g_k^{(3)}\right) I_m\right) - \frac{1}{2}\left(g_k^{(2)} + g_k^{(3)}\right) I_k N_0 - w_{BA} N_k + w_{AB} D_k,$$

где I_k – нормированная интенсивность генерируемых продольных мод, β_k – потери k-й продольной моды, A – параметр накачки, D_0 и D_k – пространственно однородная инверсия и ее решетки на переходе с верхним рабочим подуровнем A (11507 $см^{-1}$), N_0 и N_k – пространственно однородная инверсия и ее решетки на переходе с верхним рабочим подуровнем B (11423 $см^{-1}$), w_{BA} и $w_{BA} = w_{BA}/w$ – скорость релаксации между подуровнями A и B, $w = \exp(\frac{E_B - E_A}{k_B T})$, E_A и E_B – энергии подуровней A и B, k_B – постоянная Больцмана, M – число продольных мод, $G = 2k/\gamma_\parallel$, $\tau = t/\gamma_\parallel$, $\gamma_\parallel$ и k – скорости релаксации инверсии населенности и поля в резонаторе, g_k – лорентцева функция формы линии, равная:

$$g_k^{(1)} = \left[1 + \left((p-k)\Delta_0 - \Delta\right)^2\right]^{-1},\ g_k^{(2)} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}\left[1 + \left((p-k)\Delta_0 - \Delta + \Delta_2\right)^2\right]^{-1},$$

$$g_k^{(3)} = \frac{\sigma_3}{\sigma_1}\left[1 + \left((p-k)\Delta_0 - \Delta + \Delta_3\right)^2\right]^{-1}, \qquad (2)$$

$$\Delta_0 = \frac{\omega_{k+1} - \omega_k}{\gamma_\perp},\ \Delta = \frac{\omega_0^{(1)} - \omega_p}{\gamma_\perp},\ \Delta_2 = \frac{\omega_0^{(2)} - \omega_0^{(1)}}{\gamma_\perp},\ \Delta_3 = \frac{\omega_0^{(3)} - \omega_0^{(1)}}{\gamma_\perp},$$

где $\gamma_\perp$ − скорость релаксации поляризации равная полуширине однородной линии усиления, Δ_0 – межмодовый интервал, $\omega_0^{(1)}$ − центр сильной линии усиления (λ = 1064,15 *нм*), ω_p − частота ближайшей продольной моды с номером p, Δ − отстройка продольной моды с номером p от центра сильной линии усиления, $\omega_0^{(2)}$ − центр линии усиления с λ = 1061,5 *нм*, $\omega_0^{(3)}$ − центр линии усиления с λ = 1064,4 *нм*.

Расчет системы уравнений (1) показал, что для резонатора длиной 30 *мм* в нормальных условиях одновременная генерация на длине волны 1061,5 *нм* и 1064,15 *нм* возможна только в том случае если потери β_k для разных длин волн отличаются. С повышением потерь в основной линии генерации Nd^{3+}:YAG-лазера возникает смещение длины волны основной линии генерации 1064,15 *нм* в коротковолновую область за счет подавления генерации на слабой компоненте (λ = 1064,4 *нм*), имеющей одинаковый верхний подуровень с компонентой

генерации на λ = 1061,5 *нм*, что в свою очередь обеспечивает условия для генерации на длине волны 1061,5 *нм*. Данное утверждение согласуется с результатами измерения разности нормированных спектров генерации Nd^{3+}:YAG-лазера.

Литература:

1. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. – Ленинград: Машиностроение, 1986. – С. 41.

2. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. – Москва: Наука, Физматлит, 1999. – С. 145.

METHOD OF FORMATION OF INFORMATION FIELD OF TELEORIENTATION LASER SYSTEM

СПОСОБ ФОРМИРОВАНИЯ ИНФОРМАЦИОННОГО ПОЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ТЕЛЕОРИЕНТАЦИИ

O.L. Golovkov, S.A. Kolesnikov

О.Л. Головков, С.А. Колесников

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань

This work describes the method of formation an information field of a laser system teleorientation with controllable a «knife-shaped» diagram of orientation with a variable angled dimensions.

Лазерная система телеориентации предназначена для осуществления формирования информационного поля (далее ИП) управления и может использоваться при управлении, посадке и стыковке летательных аппаратов, проводке судов через узости или в створы мостов, дистанционном управлении робототехническими устройствами в опасных для человека зонах и так далее.

Известен способ формирования ИП, основанный на поэлементном сканировании лазерным пучком с «иглообразной» диаграммой направленности пространства с управляемым объектом [1].

Недостатком данного метода является наличие в ИП зон, где отсутствует лазерное излучение. Увеличение числа актов сканирования приводит к уменьшению размеров зон без лазерного излучения, но к увеличению времени на формирование полного поля управления.

Авторами предложен способ [2], в котором формируется сплошная полоса лазерного излучения с регулируемой «ножеобразной» диаграммой направленности с управлением угловыми размерами в зависимости от дистанции до управляемого объекта.

Для формирования «ножеобразной» диаграммы направленности лазерного излучения предлагается использовать свойство акустооптического дефлектора, которое заключается в том, что если на акустооптический дефлектор (далее АОД) поочередно подавать две частоты с временным интервалом меньшим, чем величина:

$$\tau = d/v \qquad (1)$$

где d – световая апертура АОД, v – скорость акустической волны в кристалле АОД (например, для скорости акустической волны $v \approx 10^3$ *м/с* и апертуре АОД d = 10 *мм*, τ = 10 *мкс*), то происходит встречное размытие лазерных пучков в плоскости развертки излучения [3]. В результате этого, если на вход АОД, изготовленного из парателлурита, подавать последовательность частот в интервале (50–100) *МГц* с шагом 1 *МГц*, с временными интервалами между формируемыми пачками частот меньше, чем 10 *мкс* (для параметров приведенных ранее), то на выходе АОД сформируется «ножеобразная» диаграмма направленности лазерного излучения, шириной которой можно управлять. При этом сохраняется условие высокой скорости формирования растра.

Данному способу присущ недостаток, вызванный тем, что при развороте (крене) объекта, на котором установлена система формирования ИП, происходит появление ошибки определения координаты до центра поля управления, как это представлено на рисунке 1.

В соответствии с рисунком 1, при развороте поля управления на угол α первоначальная координата фотоприемника Y_0 изменяется на координату $Y(\alpha)$,

при этом пеленгационная характеристика, зависимость координаты объекта от угла поворота, управления объектом по оси *Y* изменяется по закону:

$$Y(\alpha) = Y(0) \cdot \cos(\alpha) \qquad (2)$$

где *Y(0)* – пеленгационная характеристика при нулевом крене, *Y(α)* – пеленгационная характеристика при крене равном α.

Временной интервал между двумя измерительными тактами сканирования лазерным излучением в отсутствии крена имеет величину:

$$t = t_0 + t_0 \cdot Y / Y_{\max} + t_c \qquad (3)$$

где t_0 – полное время сканирования одного такта сканирования без крена, *Y* – координата положения фотоприемника, Y_{max} – максимальные размеры формируемого лазерного растра по координате *Y,* который имеет диапазон значений ± Y_{max}, t_c – временная задержка между тактами сканирования.

Так как при развороте ИП управления происходит изменение значение координат в соответствии с выражением (2), то промежуток времени между двумя измерительными тактами сканирования лазерным излучением зависит от величины крена α и имеет величину:

$$t(\alpha) = t_0 + (t_0 \cdot Y / Y_{\max}) \cos(\alpha) + t_c \qquad (4)$$

где $t(\alpha)$ – временной интервал между двумя измерительными тактами сканирования при величине крена ИП управления α.

Зависимости (2), (3), (4) справедливы и для координаты *Z*.

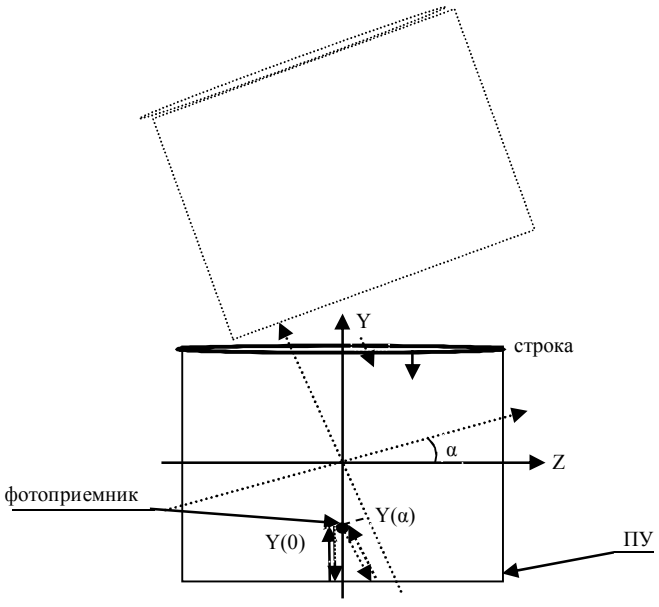


Рис. 1

Установлено, что для надежного управления объектом необходимо произвести коррекцию времени сканирования трех информационных тактов t_0 на величину:

$$\Delta t = t_0 \frac{Y(1-\cos(\alpha))}{Y_{\max}} \quad (5)$$

Тогда время сканирования строки для каждого растра $t_0(\alpha)$, при крене ИП управления, осуществляется по формуле:

$$t(\alpha) = t_0 + (t_0 \cdot Y / Y_{\max}) \cdot (1-\cos(\alpha)) \quad (6)$$

На данный способ формирования информационного поля лазерной системы телеориентации выдан патент [2].

Литература:

1. Патент РФ № 2080615 [Авторы: Семенков В.П.; Чижевский О.Т.; Габрелян А.А.; 27.05.1997 г.].

2. Патент РФ № 2383896 [Авторы: Головков О.Л., Колесников С.А.; 10.03.2010 г.].

3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.

INTEGRATED MODEL OF LASER IMPULSE TRANSMISSION THROUGH DIFFUSING MEDIUM

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ПРОХОЖДЕНИЯ ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ РАССЕИВАЮЩУЮ СРЕДУ

O.L. Golovkov, G.A. Kuptsova, V.A. Stepanov

О.Л. Головков, Г.А. Купцова, В.А. Степанов

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань

In article, authors research integral model describing of passing ultra short laser impulse through layer of diffusion medium.

Рассмотрена интегральная модель прохождения ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения через слой рассеивающей среды (СРС), которая может использоваться в оптической томографии.

При выводе выражений используются следующие условия:

– фаза и поляризация рассеянного света в условиях многократного рассеяния света в СРС не учитывается;

– поверхность СРС облучается идеальным точечным источником света, не имеющим расходимости, а рассеянное в СРС излучение принимается точечным фотоприемником, принимающим излучение под любыми углами;

– распространение пучка света в СРС при условии, что к ним не добавляется рассеянное излучение из окружающего пространства, описывается законом Бугера-Ламберта-Бэра;

– вероятность m-кратного рассеяния фотонов описывается распределением Пуассона [1]:

$$P_{(m)}(l) = \frac{\mu_s \cdot l}{m!} e^{-\mu_s \cdot l} \tag{1}$$

где μ_s – коэффициент рассеяния среды, l –траектория распространения луча света.

Сигнал, поступающий с фотоприемника от лучей, испытавших однократное рассеяние, описывается выражением:

$$I_1(t) = I_0 \cdot P_1(L) \cdot g \cdot \frac{n}{\widetilde{n}} \cdot f(0) \cdot \mu_s \cdot L \cdot e^{-\mu \cdot L} \tag{2}$$

где I_0 – интенсивность падающего на поверхность СРС луча света, g – чувствительность фотоприемника, n – коэффициент преломления СРС, c – скорость света, $f(0)$ – диаграмма направленности однократного рассеяния излучения при $\alpha = 0$, L – толщина слоя СРС, μ – коэффициент экстинкции среды.

Сигнал, поступающий с фотоприемника от лучей, испытавших двукратное рассеяние, описывается выражением:

$$I_2(t) = I_0 \cdot P_2(l) \frac{g \cdot n \cdot n_2(l)}{c} (f(\alpha) \cdot \mu)^2 e^{-\mu \cdot l} \tag{3}$$

где $n_2(l) = \frac{2\pi}{L} \int_0^L \int_0^{L-r_1} \frac{1}{L - r_1} \left[1 - \left(\frac{2(l - r_1) \cdot r_2}{l^2 + r_1^2 - 2 \cdot l \cdot r_1 - (L - r_1)^2 + 2(L - r_1) r_2} \right) \right] dr_2 dr_1$,

$l = r_1 + \frac{r_2}{\cos(\alpha)} + \sqrt{\left(\frac{r_2}{\cos(\alpha)}\right)^2 + (L - r_1)^2 - 2(L - r_1)r_2}$, r_1 – длина пути луча света до первого акта рассеяния, r_2 – проекция на ось X длины пути распространения произвольного луча света после второго акта рассеяния, α – угол распространения луча света относительно оси X после первого акта рассеяния, $f(\alpha)$ – диаграмма направленности однократного рассеяния излучения.

Последующий учет кратности рассеяния ведет к росту порядков интегрирования, что ограничивает возможности данного метода. Так как двукратное рассеяние отличается от однократного одним конусом рассеяния, а трехкратное рассеяние отличается от двукратного также конусом рассеяния, то выдвинуто предположение, что распределение лучей света по их длине пути в СРС для трехкратного рассеяния пропорционально отношению выражений $n_2(l)$ к $n_1(L)$ с учетом вероятности рассеяния (1). Тогда сигнал, поступающий на фотоприемник от лучей, испытавших m-кратное рассеяние света в СРС, описывается выражением:

$$I_m(t) = I_0 \frac{g \cdot n}{c} \cdot \frac{n_2(l)^{m-1}}{n_1(L)^{m-2}} P_m(l) \cdot e^{-\mu \cdot l} \qquad (4)$$

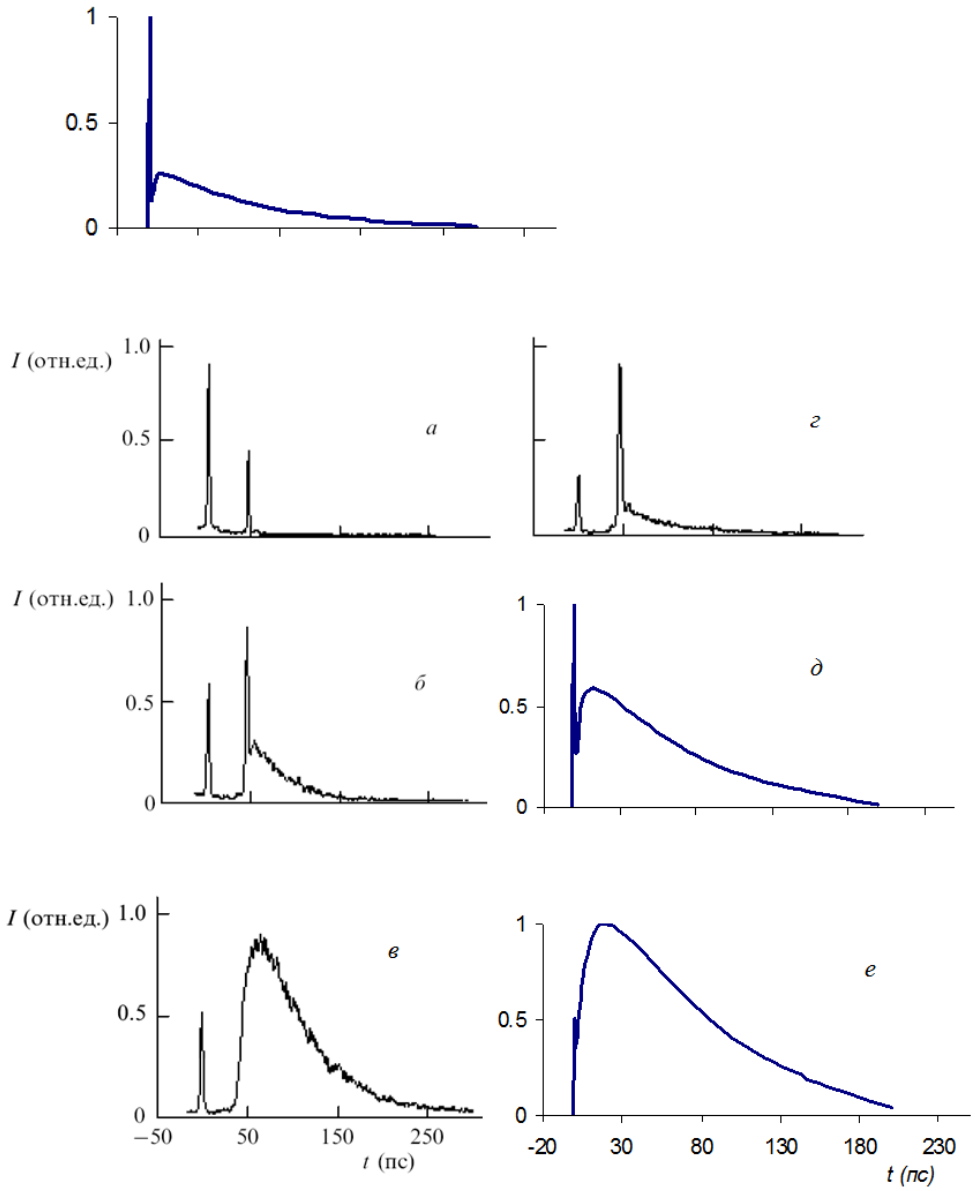
Сигнал, поступающий на фотоприемник от лучей, испытавших все варианты рассеяния от одного до m-кратного рассеяния света в СРС, описывается выражением:

$$I(t) = I_1(t) + \sum_{m=2}^{\infty} I_m(t) \qquad (5)$$

Для баллистических фотонов справедливо выражение:

$$I(t) = \frac{g \cdot n}{c} \cdot \left(e^{-\mu \cdot L} + f(0) \sum_{m=1}^{\infty} P_m(l) e^{-\mu \cdot L} \right) \qquad (6)$$

Экспериментальные данные взяты из статьи [2], в которой лазерные импульсы длительностью ≈ 120 *фс* проходят через слой раствора сухого молока в воде. На рисунке приведены полученные экспериментально временные профили интенсивности лазерного импульса, прошедшего через слой СРС толщиной h = 4 (*а*), 6 (*б*), 8 (*в*) *мм*, для коэффициента экстинкции μ = 1,4 [2].



Экспериментальные временные профили интенсивности лазерного импульса, прошедшего через слой СРС имеющей коэффициент экстинкции $\mu = 1{,}4$ толщиной $h = 4$ (*а, г*), 6 (*б, д*), 8 (*в, е*), (*а-в*) экспериментальные данные [2], (*г-е*) рассчитанные данные.

На рисунке также представлены полученные расчетным путем временные профили интенсивности лазерного импульса, прошедшего через слой СРС толщиной $L = 4$ (*г*), 6 (*д*), 8 (*е*) *мм* для коэффициентов экстинкции $\mu_s = 1{,}4$ и $\mu_a = 0$. Полученные в результате расчета сигналы рассеяния УКИ лазерного излучения в СРС согласуются с экспериментальными данными, приведенными на рисунке [2].

Заключение. В представленной работе описан алгоритм, позволяющий рассчитать распространение УКИ лазерного излучения через СРС, основанный

на расчете однократного и двукратного рассеяния в среде с последующей аппроксимацией на более высокие порядки рассеяния. Проведенный сравнительный анализ показал, что представленный алгоритм расчета подтверждается экспериментальными данными и не противоречит решению УПИ, что позволяет использовать полученные результаты в оптической томографии биологических объектов. При этом для полного расчета рассеянного УКИ в СРС достаточно 10 секунд при использовании обычного ПЭВМ и программы MathCAD 14.

Литература:

1. Воронов А.В., Третьяков Е.В., Шувалов В.В. Быстрое интегрирование по путям при моделировании распространения света через сильно рассеивающие объекты. // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 6. – С. 547.

2. Зимняков Д.А., Тучин В.В. Оптическая томография тканей. // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – № 10. – С. 849.

SYSTEM OF LASER TELEORIENTATION OF OBJECT

СИСТЕМА ЛАЗЕРНОЙ ТЕЛЕОРИЕНТАЦИИ ОБЪЕКТА

O.L. Golovkov

О.Л. Головков

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань

In article authors represent the system of laser teleorientation of object.

Лазерная система телеориентации (ЛСТ) используется для формирования информационного поля лазерных систем телеориентации и навигации, оптической связи и может быть использовано при управлении, посадке и стыковке летательных аппаратов, проводке судов через узости или своды мостов, дистанционном управлении робототехническими устройствами в опасных для человека зонах и т. п.

Для увеличения дальности управления объектов в ЛСТ предусматривается два канала управления – ближней и дальней зоны [1 патент РФ №2177208]. При эксплуатации ЛСН происходит разъюстировка каналов относительно конструктивных осей изделия, в первую очередь за счет изменении температуры окружающей среды, так как изменяется скорость распространения акустической волны в дефлекторах, что приводит к ухудшению точности управления объектом. Данную ошибку можно компенсировать введением поправки частоты акустической волны в зависимости от температуры среды, но данная поправка имеет малую точность. Поэтому необходимо непрерывно контролировать изменение положения лазерного излучения относительно конструктивных осей изделия и корректировать его соответствующим образом. Для этого используется измерительный канал, который должен обладать одним свойством – не изменять траекторию лазерного луча при изменении положения элементов измерительного канала. Для этого в качестве отклоняющих лазерное излучение элементов используются призмы обладающие свойствами уголковых отражателей.

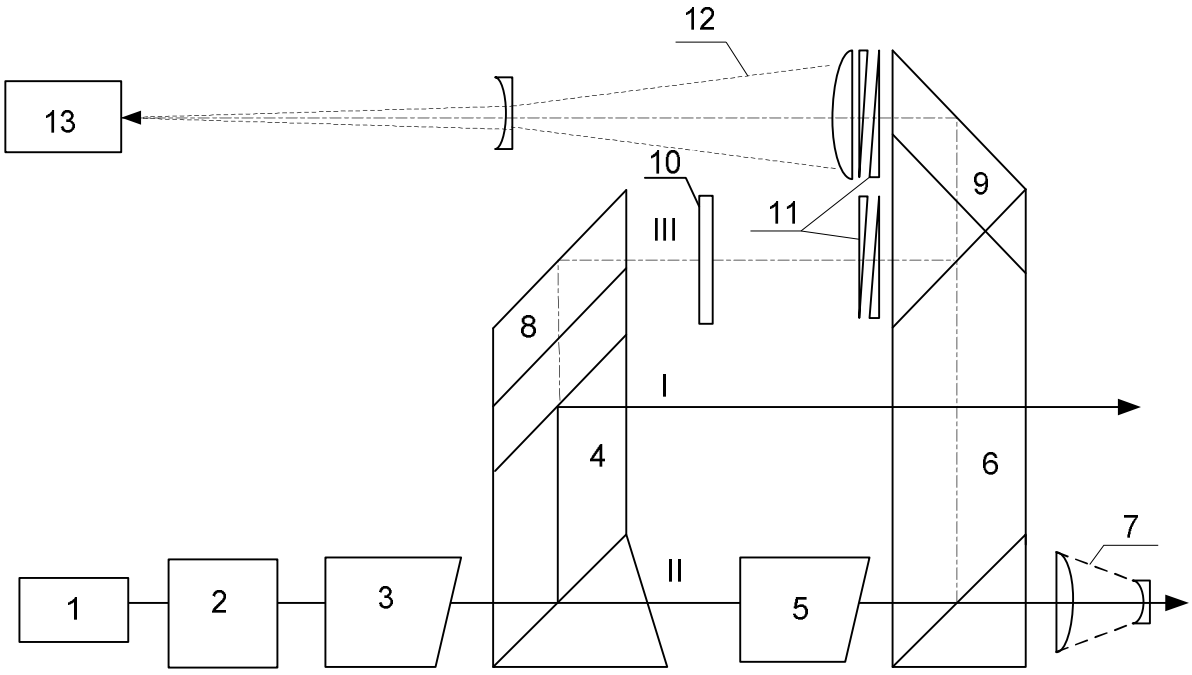


Рис. 1. Лазерная система телеориентации с каналом обратной связи.

Лазерная системы телеориентации (рис. 1) работает следующим образом: лазерное излучение 1 при включенных акустооптических дефлекторах 2 и 3, проходит и отклоняется поляризационным светоделительным блоком 4 (канал I), состоящим из призмы БС-0 с приклеенными к отклоняющим излучение граням призмой АР-90 и призмой БкС-0 с крышей 8, при этом первая светоделительная грань поляризационно-избирательна (отражает одну линейную поляризацию, а ортогональную поляризацию пропускает). Вторая зеркальная грань поляризационного светоделительного блока 4 изготовлена таким образом, чтобы малая часть лазерного излучения (например – 1 %) проходило через нее. Отраженное от второй зеркальной грани излучение проходит через оптический разветвитель 6 и выходит из ЛСТ. Прошедшее через зеркальную грань лазерное излучение, используемое в канале измерительном, отражается от крыши призмы 7 (канал III), проходит волновую пластинку *λ/2* – 10, с помощью которой осуществляется поворот плоскости поляризации на 90°, пару оптических клиньев 11, падает на вторую отражающую грань оптического разветвителя с крышей 6 и отражается на грань-крышу призмы 9. Лазерное излучение, при одном включенном акустооптическом дефлекторе 2, проходит через поляризационный светоделительный блок 7 без отклонения (канал II). Далее лазерное излучение в канале II проходит через акустооптического дефлектора 5, попадает на поляризационный оптический разветвитель 6. Поляризационный оптический разветвитель 6 состоит из призмы БС-0 с приклеенными к отклоняющим излучение граням призмами АР-90 и БкР-180 с крышей 9, при этом первая светоделительная грань отражает не более 1 % излучения, а вторая светоделительная грань *а* отражает все излучение от канала I и пропускает все излучение от канала III, что достигается поляризационно-избирательным отражением. Так как поляризация в каналах совпадает, то для поворота плоскости поляризации в канале III используется волновая пластинка *λ/2* – 10. Излучение канала II проходит призму 6 и попадает в телескоп 7, работающий на уменьшение, что позволяет увеличить углы отклонения излучения и повысить расходимость лазерного излучения, что в свою очередь необходимо для управления объектом на

близком расстоянии. Малая часть отраженного от первой грани излучения канала II, используемого в канале измерительном, без потерь проходит вторую отражающую грань поляризационного разветвителя 6 и падает на грань-крышу призмы 9. Далее излучение каналов I и III отражается гранью-крышей призмы 9 проходит телескоп 12, работающий на уменьшение изображения, чем моделируется большая дистанция и далее падает на позиционно-чувствительный фотоприемник 13.

Так как работа каналов I и III разделена во времени, то для дополнительного разделения каналов во времени нет необходимости. Юстировка телескопа 12 осуществляется таким образом, чтобы в плоскости позиционно-чувствительного фотоприемника находилась перетяжка лазерного Гаусового пучка. Как видно из оптической схемы, любое угловое и линейное перемещения поляризационного светоделительного блока 4 и поляризационного оптического разветвителя 6 не вносит изменения в распространение лазерных лучей, в связи с чем для взаимной стабилизации каналов I и II достаточно знать изменение положения лазерных пучков на позиционно-чувствительном фотоприемнике в канале измерительном.

На данную лазерную систему телеориентации получен патент РФ [2].

Литература:

1. Патент РФ №№ 2177208

2. Головков О.Л. Устройство стабилизации лазерной системы телеориентации // Патент РФ №2381625, 2010.

ND^3±YAG-LASER CHARACTERISTICS CONTROL WHEN WELDING DIFFERENT METAL MATERIALS

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ND^{3+}-YAG ЛАЗЕРА ПРИ СВАРКЕ РАЗНОРОДНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

O.A.Abrosimov, A.V.Gorechy, K.S.Grafonkin, M.M.Zarubin, A.B. Yastrebkov

О.А.Абросимов, А.В.Горечий, К.С.Графонкин, М.М.Зарубин, А.Б. Ястребков

Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan

Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

Хорошо известны проблемы при лазерной сварке разнородных материалов, которые связаны с различным значением коэффициентов температуропроводности и невозможностью подбора параметров импульса лазерного излучения проплавляющего различные материалы на разную глубину, что приводит к плохому качеству сварки (или её полному отсутствию). Дело в том, что процесс плавления материала под действием лазерного излучения зависит от теплового потока в этом материале. Величина теплового потока определяется теплопроводностью материала k и удельной теплоемкостью материала c, а скорость нагрева материала оказывается обратно пропорциональной удельной теплоемкости, рассчитанной на единицу объема материала ρc, где ρ – плотность материала. Таким образом, основной фактор, определяющий тепловой поток, зависит от отношения $k/\rho c$. Его размерность ($см^2/с$) такая же как у коэффициента диффузии. Следовательно, фактор $k/\rho c$ характеризует процесс «диффузии» количества тепла и называется коэффициентом температуропроводности K. Глубина, на которую тепло проникает в течение времени t, приближенно определяется выражением [1]:

$$D = (4Kt)^{1/2} \qquad (1)$$

где D – глубина проникновения тепла и K – коэффициент температуропроводности. Соотношение (1) приводит к понятию тепловой постоянной времени τ, которая для пластины толщиной x равна $x^2/4K$. Значение этой постоянной характеризует длительность импульса, необходимую для того,

чтобы обеспечить требуемую глубину проникновения теплового потока. Для того чтобы обеспечить эффективное плавление выбранного металлического образца, длительность лазерного импульса должна примерно соответствовать тепловой постоянной времени этого образца. Для разных материалов она разная и поэтому для лазерной сварки материалов имеющих различные значения тепловой постоянной времени необходимо использовать 2^xлучевой лазер с независимым управлением параметрами каждого лазерного пучка. Если использовать два параллельно расположенных активных элемента в одном резонаторе и независимым образом управлять интенсивностью и длительностью диодной или ламповой накачки каждого активного элемента, то можно плавить различные материалы лазерными импульсами различной длительности и интенсивности. Схема такой лазерной системы с поперечной диодной накачкой предназначенной для сварки разнородных материалов представлена на рисунке 1.

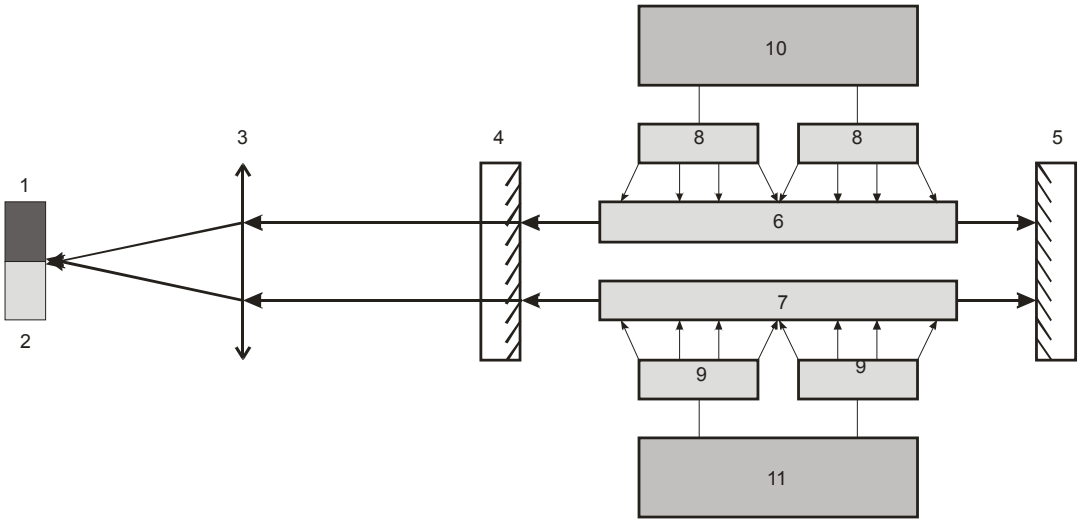


Рис. 1 Схема работы 2^xлучевого импульсно-периодического твердотельного лазера с диодной накачкой 1, 2 – разнородные металлические образцы, 3 – фокусирующая линза, 4, 5 – зеркала резонатора, 6, 7 – активные элементы, 8, 9 – диодные матрицы, 10, 11 – блоки питания диодных матриц.

Литература:

1. Реди Дж. Промышленное применение лазеров: пер. с англ. – М: Мир, 1988. – 456 с.

APPLICATION OF LASER COMPLEX FOR MARKING MATERIAL SURFACE

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ МАРКИРОВКИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

O.E. Kaptyushkin, V.S. Khilov, S.I. Khilov

О.Е. Каптюшкин, В.С. Хилов, С.И. Хилов

«LaserVarioRakurs», Ryazan

ЗАО «ЛазерВариоРакурс», Рязань

Маркировка деталей и узлов – один из важных технологических процессов современного производства. Отсутствие маркировки затрудняет (а в ряде случаев делает невозможным) контроль качества и объема выпускаемой продукции.

«Маркировка (от нем. markieren, от фр. marquer, англ. marking – отмечать, ставить знак) – нанесение условных знаков, букв, цифр, графических знаков или надписей на объект, с целью его дальнейшей идентификации (узнавания), указания его свойств и характеристик. Основные функции маркировки: информационная, идентифицирующая, мотивационная и эмоциональная (она же рекламная)».

Существуют два типа маркировки:

– производственная маркировка. Носителями производственной маркировки могут быть этикетки, вкладыши, ярлыки, бирки, контрольные ленты, клейма, штампы серийных изделий.

– промышленная маркировка. Представляет собой нанесение символов на производственное оборудование, производственные инструменты, конструкции и их элементы (например, складские стеллажи, трубы, кабели), офисные принадлежности.

Из способов нанесения маркировки на поверхность деталей большое применение в последние годы получили лазерные технологии.

Технология лазерной маркировки имеет следующие преимущества:

1) широкую номенклатуру маркируемых материалов;

2) отсутствие механического (при минимальном термическом) воздействия на изделие;

3) высокая точность, контрастность и стойкость наносимых изображений;

4) большая скорость и производительность процесса;

5) возможность маркировки в труднодоступных местах.

Собранный нами лазерный комплекс маркировки состоит из: источника излучения; системы передачи, перемещения и контроля параметров излучения; управляющего компьютера.

Структурная схема лазерного комплекса представлена на рис. 1. волоконный иттербиевый лазер ИЛМИ–1–20 обеспечивает импульсное излучение на длине волны 1062 *нм* со средней мощностью до 50 *Вт* и длительностью импульса от 8000 до 120 *нс*. Рабочие частоты модуляции лежат в диапазоне F = 20-100 *кГц*. Излучение лазера выводится через оптический волоконный кабель длиной до 6 метров, имеющий выходной коллиматор, снабженный оптическим затвором, обеспечивающим защиту от обратного отражения луча. Ориентация ИК лазерного излучения в пространстве осуществляется с помощью маломощного (до 5 *мВт*) красного (685 *нм*) пилот-лазера.

Двухосный дефлектор RLA 1004, перемещающий лазерный луч со скоростью 6 м/с, обеспечивая точность отслеживания контура до 15 *мкм*, создает на поверхности изделия двумерную область – поле маркировки размером 250×250 *мм*.

При использовании двухосного сканера применяется линза F-Theta с фокусным расстоянием f = 160 *мм*, обеспечивающая фокусировку лазерного луча в любой позиции на поле маркировки. Одновременно она осуществляет частичную оптическую компенсацию за бочкообразное искажение «поля маркировки», которое неизбежно при использовании двухосного сканера. Остаточное искажение компенсируется программно-аппаратными средствами.

Управление дефлектором и лазером осуществляется с помощью интерфейсной платы IRG и контрольных карт RLC–PCI и RLC–USB. Но они обеспечивают точное синхронное управление лазерными системами, использующими 2- или 3-осные дефлекторы, а также внешними устройствами,

контроллерами и самими лазерами. Они полностью интегрируются с маркирующим и управляющим программным обеспечением Weld Mark® и RLSkribe компании RAYLASE. Эти пакеты реализуют высокую точность, гибкость и простоту интегрирования. Выходной сигнал на дефлекторные системы и лазеры масштабируется с разрешением менее 1 *мкс*.

Для сопряжения лазера с дефлектором разработан стыковочный узел, обеспечивающий совмещение выходной аппаратуры лазера с выходной аппаратурой дефлектора и монтаж дефлектора вместе с подключенным выходным коллиматором лазера к рабочему столу.

Исследованы режимы лазерной маркировки поверхностей различных материалов. Установлено, что после удаления остаточного слоя краски корпуса проектора лазером с мощностью излучения около 13 *Вт* при скорости 350 *мм/с* вместе с краской при маркировке испаряется алюминий, из-за чего на маркируемой поверхности образуются микрократеры и неровности.

Разработана технология маркировки алюминиевых панелей, покрашенных черной порошковой краской, с использованием двойной обработки маркируемой поверхности. Параметры технологического режима:

– первый проход: $P = 13$ *Вт*, $S = 350$ *мм/с*, $F = 20$ *кГц*;

– второй проход: $P = 7$ *Вт*, $S = 350$ *мм/с*, $F = 20$ *кГц*.

Для маркировки алюминиевых панелей, покрашенных светло-серой порошковой краской, разработан и используется следующий технологический режим: $P = 10$ *Вт*, $S = 500$ *мм/с*, $F = 20$ *кГц*.

При маркировке нержавеющей стали с зеркальной поверхностью используются два режима обработки:

1) создание диффузного светлого фона: $P = 5$ *Вт*, $S = 350$ *мм/с*, $F = 20$ *кГц*;

2) нанесение информации: $P = 15$ *Вт*, $S = 200$ *мм/с*, $F = 20$ *кГц*.

Маркировка изделий из пластика выполняется с помощью следующего технологического режима: $P = 6$ *Вт*, $S = 500$ *мм/с*, $F = 20$ *кГц*.

Использованы современные инструменты менеджмента качества, дающие возможность проанализировать основные показатели деятельности

применительно к лазерной маркировке. Построена древовидная диаграмма лазерного процесса маркировки, которая позволила выяснить наиболее вероятные причины появления дефектов маркировки, а, следовательно, минимизировать вероятность появления брака в маркировке производимых предприятием изделий.

В процессе работы решена основная задача – изучение возможностей комплекса лазерной маркировки и внедрение его на производство.

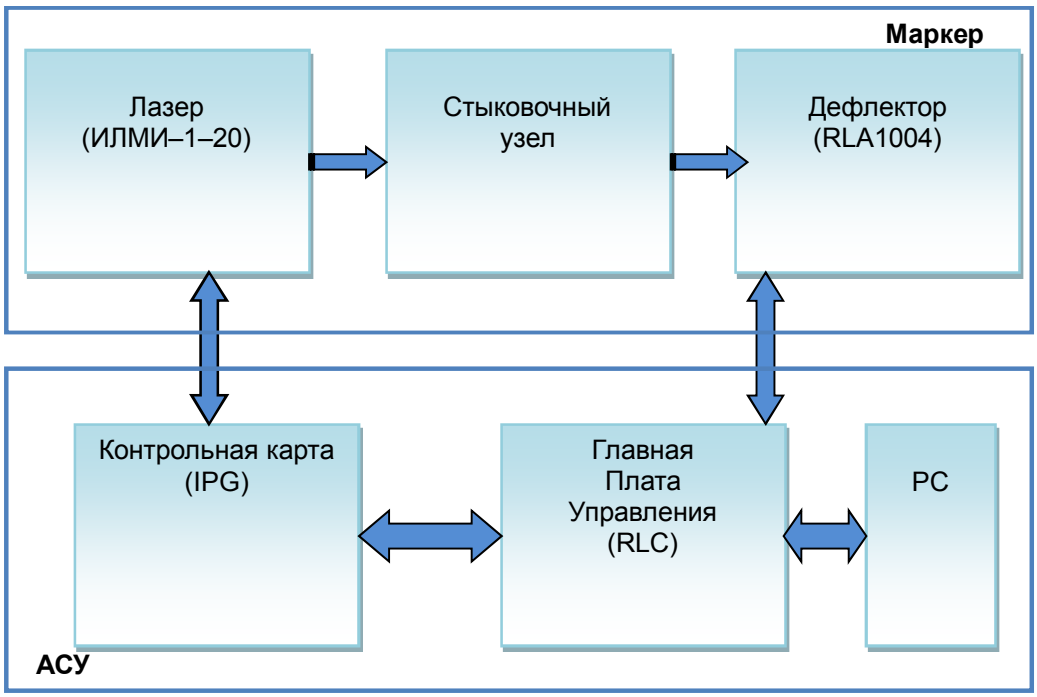


Рис. 1. Структурная схема лазерного маркировочного комплекса.

Section II

LASER METHODS OF MEASUREMENT AND DIAGNOSTICS

Секция II

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ДИАГНОСТИКА

LASER REFRACTOGRAPHY PRINCIPLES AND APLICATIONS FOR RESEARCH OF PHYSICAL PROCESSES IN THE LIQUID

B.S.Rinkevichyus, I.L.Raskovskaya, A.V.Tolkachev

National Research University (MPEI), Moscow, Russia

This report is devoted to the description of laser refractography principles and applications for the investigations of the physical processes in liquid. Results of qualitative and quantitative visualization of temperature distribution in thin boundary layers near the various heated and cooled bodies placed in water are shown. The results of the study of natural convection in water near the bodies of various shapes under different conditions of heating and cooling are presented.

Laser refractography[1] is a novel measuring technique for the diagnostics of optically inhomogeneous flows of liquids and gases, based on idea of using spatially structured probe laser radiation in combination with its digital recording and computer techniques for the differential processing of refraction patterns. To investigate near-wall temperature layers in liquids and diffusion layers of stratified liquids, use is made of the experimental setup whose schematic diagram is presented in Fig. 1.

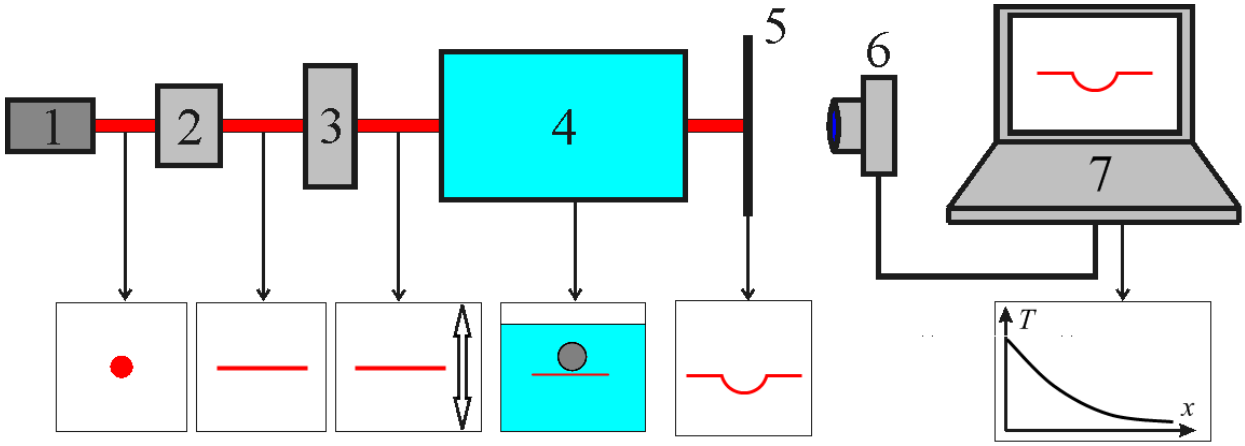


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup: *1* – laser, *2* – optical system, *3* – scanning system,*4* – medium under study, *5*– diffuse screen, *6* – CCD camera, *7* – PC, *8* – refractogram processing.

The setup uses semiconductor laser *1* emitting radiation in the red or the green wavelength region. The laser beam passes through diffraction element *2* that

transforms the initial narrow laser beam into a structured laser radiation differing in shape, for example, plane, conical, or cross-shaped laser beams. To position these beams with respect to the object under study, use is made of scanning system *3* that allows these beams to be moved in two orthogonal planes. Temperature and concentration boundary layers in the vicinity of heated or cooled bodies, as well as diffusion layers, are investigated in glass cell *4*. Two-dimensional refractograms are observed on diffuse screen *5* and recorded with digital camera *6* whose output is entered into personal computer *7*. The computer processing of the refractograms by means of a special program yields information *8* about the parameters of the near-wall and boundary layers. The bottom row of images in the above figure illustrates the stages of transformation of the narrow laser beam into structured radiation and then into a 2D refractogram. It is possible to received 3D refractograms [2]. Fig. 2 shows typical refractograms.

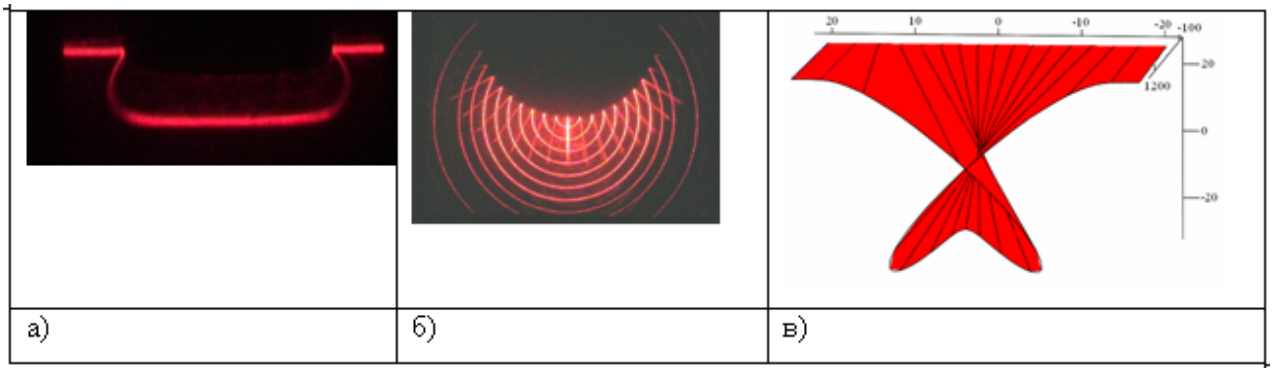


Fig. 2. Typical refractograms: a) laser sheet under heated body in water, b) 2D cylindrical beam refractograms c) 3D refractogram for cooled ball in heated water

Acknowledgements

This work was carried out with the financial support of the Ministry of Education and Science of Russian Federation – contracts № 14.740.11.0594.

References:

1. Rinkevichyus B.S., Evtikhieva O.A., Raskovskaya I.L. Laser Refractography. – Springer, New York, 2011. Pp.201.

2. Yesin M.V., Raskovskaya I.L., Rinkevichyus B.S., Tolkachev A.V. 3D refractograms in the laser measuring technologies. // Avtometrija. – 2012. – Vol. 48. – № 3. – P. 3-12 (in Russian).

ПРИНЦИПЫ ЛАЗЕРНОЙ РЕФРАКТОГРАФИИ И ЕЕ ПРИМЕНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКОСТИ

Б. С. Ринкевичюс, И.Л. Расковская, А.В.Толкачев

Национальный исследовательский университет (МЭИ), Москва

Доклад посвящен описанию принципов лазерной рефрактографии и ее применений для исследования физических процессов в жидкостях. Показаны результаты качественной и количественной визуализации распределения температуры в тонких пограничных слоях около различных нагретых и охлажденных тел, помещенных в воду. Приведены результаты исследования естественной конвекции в воде около тел различной формы при различных условиях нагрева и охлаждения.

Лазерная рефрактография[1] – это современная измерительная технология диагностики оптически неоднородных потоков жидкости и газа, основанная на применении структурированного лазерного излучения в сочетании цифровой регистрацией и компьютерной дифференциальной обработкой рефракционных картин. На рис. 1 приведена структурная схема рефрактографической системы для исследования физических процессов в жидкости.

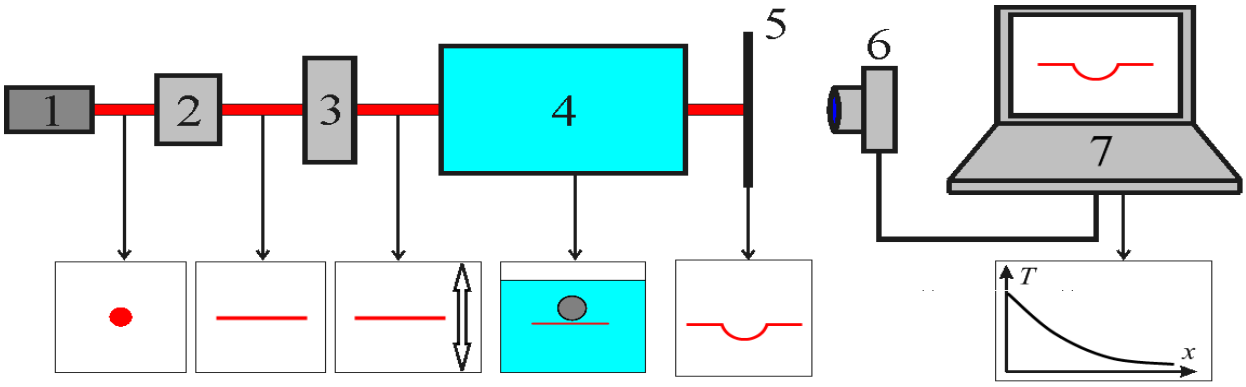


Рис 1. Схема лазерной рефрактографической системы: 1 – лазер, 2 – оптический блок, 3 – блок сканирования пучка, 4 – исследуемая среда, 5– диффузный экран, 6 – цифровая фотокамера, 7 – ПК

Излучение лазера 1 преобразуется оптической системой 2 в структурированное лазерное излучение 3 и, проходя через оптически

неоднородную среду 4, содержащую нагретые или охлажденные тела в жидкости образует 2D-рефрактограммы на полупрозрачном экране 5. Далее изображение 2D-рефрактограмм регистрируется цифровой фотокамерой 6, вводится в компьютер 7 и обрабатывается с помощью специального программного обеспечения. Обработка 2D-рефрактограмм дает возможность проводить количественную диагностику градиентной неоднородности в среде, послужившей причиной рефракции этих лучей, т.е. получить информацию о распределении температуры в исследуемом потоке 8. Возможно получение и трехмерных рефрактограмм, которые являются более информативными [2]. На рис. 2 показаны типичные рефрактограммы.

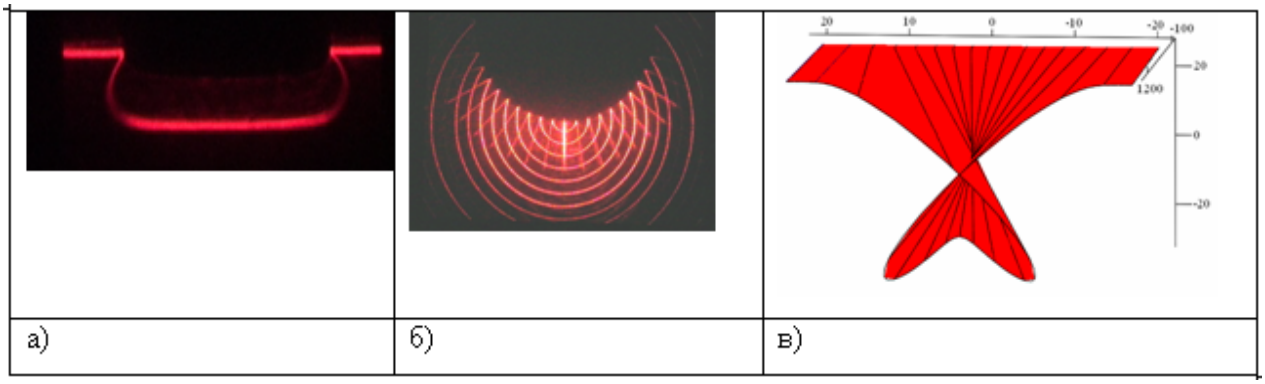


Рис. 2. Типичные рефрактограммы: а) плоский пучок снизу нагретого паралелипипеда в воде, б) конический пучок снизу нагретого шара в холодной воде, в) 3D рефрактограмма для холодного шара в горячей воде.

Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки (проект ГК №14.740.11.0594).

Литература:

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. – М.: Физматлит, 2008. – 189 с.

2. Есин М.В., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Трехмерные рефракционные изображения в лазерных измерительных технологиях. // Автометрия. – 2012. – Т. 48. – № 3. – С. 3-12.

REFRACTION CYLINDRICAL LASER BEAM IN A LIQUID DIFFUSION LAYER

РЕФРАКЦИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ДИФФУЗИОННОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ

B.S. Rinkevichyus, P.Y. Surovtsev

Б.С. Ринкевичюс, П.Ю. Суровцев

National Research University

Национальный Исследовательский Университет «МЭИ»

В последнее время для диагностики неоднородностей в прозрачных средах применяют лазерные методы. Это объясняется тем, что лазерные методы имеют ряд преимуществ перед другими методами. Они производят дистанционные измерения, не вносят возмущения в среду, практически не имеют инерционных погрешностей.

Одним из методов исследования оптически неоднородных сред является метод лазерной рефрактографии, основанный на использовании структурированного лазерного излучения, зондирующего исследуемую среду, с последующей цифровой регистрацией и обработкой полученного изображения на компьютере [1].

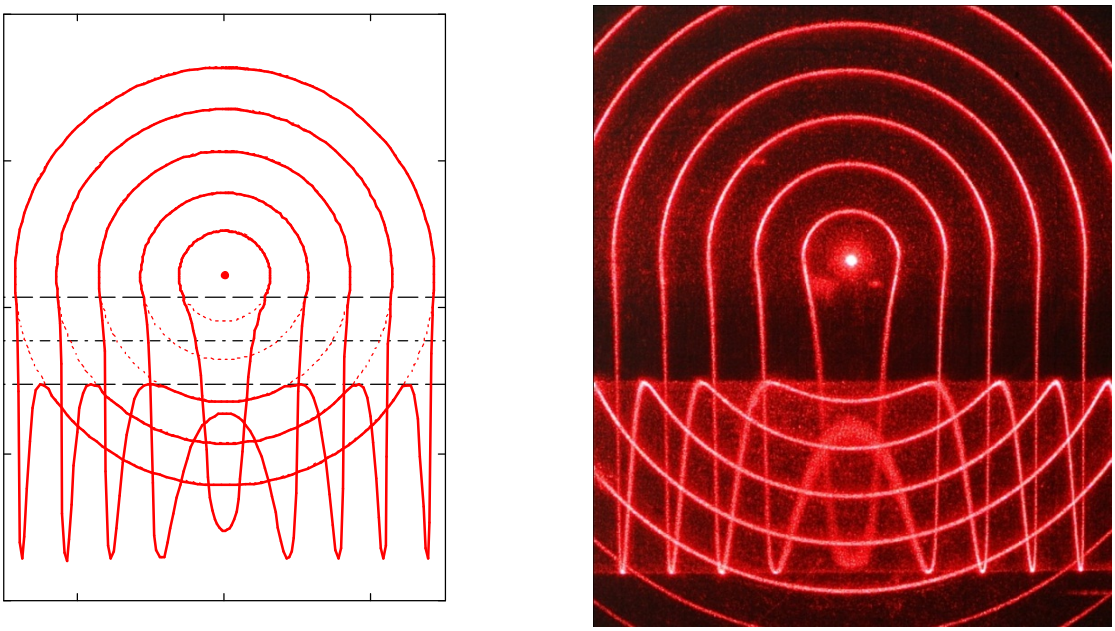
Структурированное лазерное излучение представляет собой пространственно-модулированное по интенсивности излучение, получаемое, в основном, с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [1].

В данной работе в качестве зондирующего излучения используется цилиндрический лазерный пучок, а оптическая неоднородность представляет собой диффузионный слой жидкости. Другими словами, работа посвящена исследованию рефракции цилиндрического лазерного пучка в диффузионном слое жидкости. При расчете рефрактограмм использовался экспоненциальный вид зависимости показателя преломления в диффузионном слое жидкости от вертикальной координаты.

Экспериментальная установка состоит из лазера, системы формирования зондирующего излучения, прозрачной кюветы, в которой создан диффузионный слой, экрана, цифровой фотокамеры и компьютера.

В эксперименте диффузионный слой создавался с помощью двух жидкостей с различными показателями преломления. Показатель преломления изменялся путем добавления поваренной соли в дистиллированную воду. В кювету сначала наливается жидкость с большим показателем преломления, а поверх нее специальным способом жидкость с меньшим показателем преломления. В результате между ними получается переходный слой, который называется диффузионным. Такой слой представляет плоско-слоистую среду, то есть показатель преломления изменяется только вдоль вертикальной оси.

На рис. 1 приведены расчетные и экспериментальные рефрактограммы цилиндрического пучка в диффузионном слое для n_1 = 1,3374, n_2 = 1,3310.



а) б)

Рис. 1. Теоретическая (а) и экспериментальная (б) рефрактограммы

Из рисунка 1 видно хорошее сходство рефрактограмм.

В данной работе разработана программа моделирующая рефракцию цилиндрического лазерного пучка в диффузионном слое жидкости. Создана программа для обработки экспериментальных рефрактограмм.

Такой способ диагностики диффузионного слоя позволяет получать данные с большого промежутка слоя. Это повышает точность измерений и дает возможность следить за слоем при его колебании и качении.

Литература:

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 176 с.

THE EFFECT OF ION IRRADIATION ON RAMAN SPECTRA AND FIELD EMISSION OF HIGHLY ORIENTED PYROLYTIC GRAPHITE

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ НА КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ПОЛЕВУЮ ЭМИССИЮ ВЫСОКООРИЕНТРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

N.N. Andrianova[1], A.M. Borisov[1], V.V. Borisov[1], Yu.S. Virgiliev[2], E.S. Mashkova[1],V.S. Sevostyanova[3], M.A.Timofeev[1], O.S.Timofeev[1]

Н.Н. Андрианова[1], А.М. Борисов[1], В.В. Борисов[1], Ю.С.Виргильев[2], Е.С. Машкова[1], В.С. Севостьянова[3], М.А.Тимофеев[1], О.С.Тимофеев[1]

[1]Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University

[2]NIIgraphite, Moscow

[3]«MATI» – Russian State Technological University, Moscow

[1] Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

[2] ОАО «НИИграфит», Москва

[3] ФГБОУ ВПО «МАТИ – Российский государственный технологический университет имени К.Э. Циолковского», Москва

The effect of high-fluence 30 keV Ar^+ ion irradiation on Raman spectra and field emission of highly oriented pyrolytic graphite (HOPG) has been studied. The field emission is strongly depends on the irradiation geometry and target temperature, and Raman spectroscopy reflects these dependences. The least threshold 3 $V/\mu m$ of field emission has been found after normal ion irradiation of HOPG at temperature of 250 °C.

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КР) является одним из основных методов исследования материалов на основе углерода – аламазоподобных пленок [1], пленок линейно-цепочечного углерода [2], модифицированной поверхности углеродных материалов при ионном и других видах облучения, см., например, [3]. Это обусловлено возможностью рамановской спектроскопии практически однозначно идентифицировать sp^1, sp^2, и sp^3 типы атомных связей, определяющих свойства углеродных материалов. В настоящей работе КР-спектроскопия применена для исследования поверхности высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) УПВ-1Т, модифицированного высокодозовой ионной бомбардировкой. Работа предпринята в связи с исследованиями полевой эмиссии ВОПГ и влиянием на нее ионного облучения.

Многие углеродные материалы являются кандидатными для автоэмиссионных катодов [4]. Для пирографитов полевую эмиссию легко получить с торцов пластинок, в то время как с базисной плоскости автоэлектронная эмиссия практически отсутствует и одним из методов ее получения является модифицирование поверхности ионной бомбардировкой.

Ионное облучение в настоящей работе проводили ионами Ar^+ энергии 30 *кэВ* на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [5]. Условия облучения пирографита УПВ-1Т выбирали по результатам мониторинга структурно-морфологических изменений материала с помощью измерения температурной зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии в процессе его облучения при нормальном падении и нагреве от комнатной температуры до $T \approx 400$ °С [6]. Облучение проводили как по нормали к поверхности при температурах 90, 150, 250 и 400 °С, так и под углом падения $\vartheta = 70°$ с одним и тем же флюенсом 10^{18} *ион/см*^{2}. Детальное описание ионно-индуцированных изменений поверхности УПВ-1Т содержится в [6]. Исходная зеркальная поверхность УПВ-1Т остается при ионном облучении относительно гладкой лишь при температурах, близких к комнатной. После облучения при $T \approx 150$ °С поверхность усеяна субмикронными конусами с плотностью $\sim 10^8$ см$^{-2}$.

Как нормальное так и наклонное ионное облучение при $T \approx 250$ °C приводит к развитой морфологии поверхности в виде квазипериодической системы сросшихся хребтов с игольчатыми вершинами. Облучение при $T \approx 400$ °C приводит к мозаичной структуре из кратеров с уплощенным дном с диаметром 1,5-3 *мкм*, окруженных стенками сросшихся конусов.

Так же, как и в работе [6] автоэмиссионные свойства изучали на широкоапертурном диодном тестере автоэлектронной эмиссии. При измерении вольт-амперных характеристик использовали анод диаметром 2 *мм* на расстоянии до катода ≈ 100 *мкм* при напряжениях до 3 *кВ*. Визуализацию картин полевой эмиссии проводили при использовании в качестве анода стекла с металлизированной плёнкой, на которую нанесён люминофор. Исследования показали, что ионное облучение при $T \approx 150$ °C не изменяет низкую эмиссионную способность базисной плоскости УПВ-1Т, несмотря на сильно развитый рельеф на поверхности в виде конических микровыступов [6]. Низковольная автоэлектронная эмиссия появляется после ионного облучения при температурах 250 и 400 °C с пороговыми значениями напряженности поля от 3 до 17 *В/мкм* в зависимости температуры и геометрии облучения. Наименьший порог полевой эмиссии наблюдали после облучения при $T \approx 250$ °C и нормальном падении ионов, рис. 1.

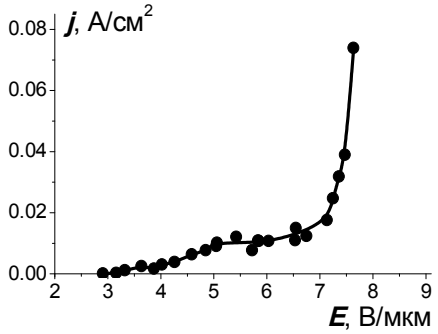


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика для пирографита УПВ-1Т после облучения ионами Ar^+ энергии 30 *кэВ* при $T \approx 250$ °C по нормали к поверхности

КР-спектроскопию проводили на установке NT-MDT NTEGRA-Spectra с излучением He-Ne лазера (λ = 632,8 *нм*). Дифракционный предел пространственного разрешения < 200 *нм* по осям *x* и *y*; < 500 *нм* по оси *z*

(глубине образца). Приведенные на рис. 2 примеры КР–спектров, полученные для пирографита УПВ-1Т до и после ионного модифицирования, показывают сильное влияние на спектры температуры и геометрии, при которой производилось облучение.

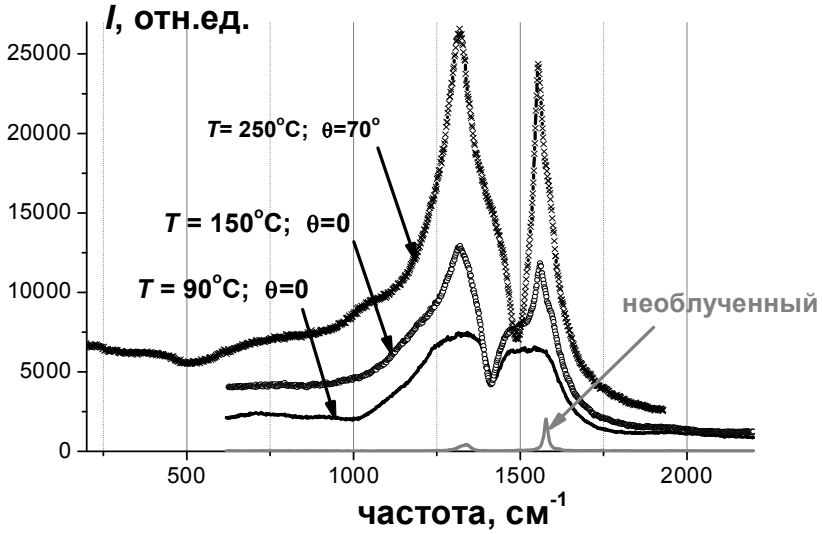


Рис. 2. КР-спектры для пирографита УПВ-1Т до и после облучения ионами Ar^+ энергии 30 *кэВ* при различных температурах и геометрии облучения.

Характерными особенностями в КР-спектрах для поверхности, дающей низковольтную полевую эмиссию, являются смещения на частотах ~1050 и ~1400 $см^{-1}$. Предварительный анализ и сопоставление с литературными данными позволяет связывать первое смещение с образованием включений углерода с sp^3 гибридизацией, второе – с sp^2 гибридизацией углерода в графите, разупорядоченном ионным облучением.

Литература:

1. Robertson J. // Material Science and Engineering. – 2002, R 37, 129-281.

2. Хвостов В.В., Бабаев В.Г., Гусева М.Б. и др. // Нанотехнологии: разработка, применение. – 2010. – Т. 2. – № 1. – С. 80-87.

3. Baba Y., Nagata K., Takahashi S, et al. // Surface Science – 2005. – V. 599. – P. 248-254.

4. Шешин Е.П. Структура поверхности и автоэмиссионные свойства углеродных материалов. – М.: МФТИ; Физматкнига, 2001. – 287 с.

5. Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. – М.: Атомиздат, 1980. – 255 с.

6. Авилкина В.С., Андрианова Н.Н., Борисов А.М. и др. // Прикладная физика. – 2010. – № 3. – С.42-46.

THE APPLICATION OF LASER GONIOPHOTOMETRY FOR THE STUDY OF CARBON FIBER COMPOSITE SURFACE ION-INDUCED MODIFICATION

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ГОНИОФОТОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОННО-ЛУЧЕВОГО МОДИФИЦИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИТОВ

N.N. Andrianova[1], A.M. Borisov[1], Yu.S. Virgiliev[2], E.S. Mashkova[1], V.S. Sevostyanova[3]

Н.Н. Андрианова[1], А.М. Борисов[1], Ю.С. Виргильев[2], Е.С. Машкова[1], В.С. Севостьянова[3]

[1] Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics,

Lomonosov Moscow State University, Moscow

[2] NIIgraphite, Moscow

[3] «MATI» – Russian State Technological University, Moscow

[1] Научно-исследовательский институт ядерной физики имени

Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

[2] ОАО «НИИграфит», Москва

[3] ФГБОУ ВПО «МАТИ – Российский государственный технологический

университет имени К.Э. Циолковского», Москва

The analysis of the ion-induced composite KUP-VM (1D) surface modification has been produced using laser goniophotometry (LGP) of reflected light. It is shown that at sufficiently high temperatures the carbon fiber crimping is observed under high-fluence ion irradiation. So, for the KUP-VM samples cut parallel to the fiber axis, under normal 30 *keV* Ne^+ ion irradiation the maximum values of the β-angles of the fiber crimps slope are found to be ~ 45° at 120 °C. As temperature rises up to 400 °C the values of the crimp slope angles β decrease. Scanning electron microscopy also shows the three-fold decreasing of crimp amplitude at temperatures about 400 °C.

Наиболее распространенными методами исследования морфологии поверхности и ее структурирования в нанотехнологиях, микроэлектронике и микросистемной технике являются методы профилометрии и зондовой микроскопии, реализуемые на туннельных и атомно-силовых микроскопах [1]. Результатом таких исследований является определение параметров шероховатости поверхности, регламентируемых ГОСТом. Однако существует ряд других параметров рельефа поверхности, оказывающих большое влияние на эксплуатационные показатели изделий. Так, для оптотехники, ионно- и электролитно-плазменных технологий важными являются распределения локальных углов наклона шероховатой поверхности и параметры этих распределений [2-4]. Проблема получения таких данных, например, актуальна при исследовании закономерностей ионно-индуцированного гофрирования углеродных волокон углерод-углеродных композиционных материалов [5]. Эффективным методом количественных измерений параметров гофрированной структуры оказывается метод лазерной гониофотометрии (ЛГФ) отраженного света. В настоящей работе это демонстрируется для случая изучения гофрирования волокон углерод-углеродного композиционного материала КУП-ВМ (производство НИИграфит) при высокодозовом (10^{18} – 10^{19} *ион/см*^{2}) облучении ионами Ne^+ энергии 30 *кэВ* на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ.

Типичный пример полученных методом ЛГФ распределений локальных углов наклона β гофров, измеренных в плоскости оси углеродных волокон, приведен на рис. 1. Отсутствие гофрирования после облучения по нормали при температуре, близкой к комнатной, проявляется в виде узкого пика, характерного для гладких поверхностей. После облучения при повышенной температуре (T = 200 °C) распределения содержат два симметричных максимума $\beta_1 \approx \beta_2 = \beta \approx 40°$, свидетельствующих об образовании на поверхности углеродного волокна симметричных гофров.

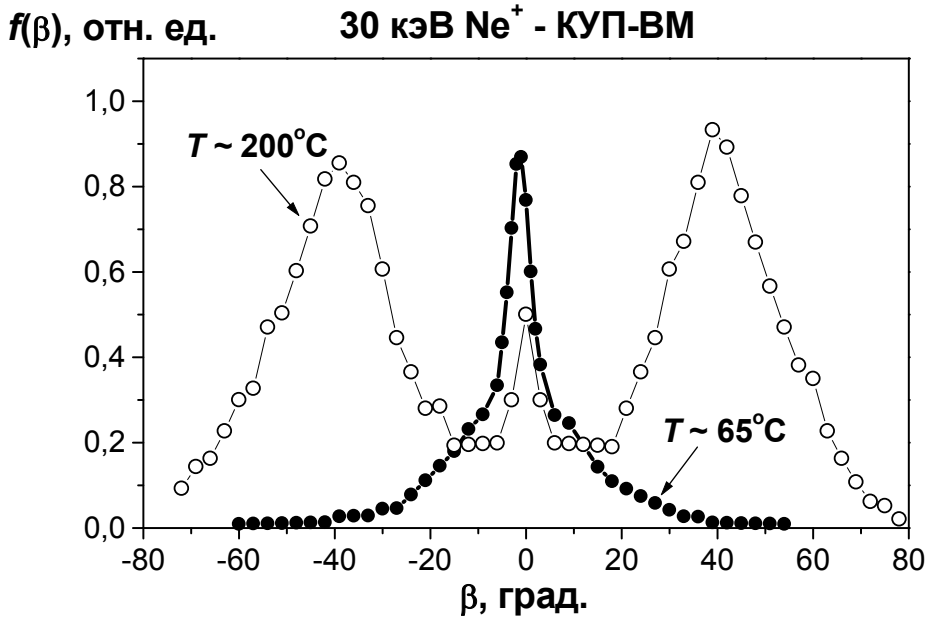


Рис. 1. Распределения локальных углов наклона $f(\beta)$ микрограней рельефа поверхности после облучения ионами Ne^+ энергии 30 *кэВ* УУКМ КУП-ВМ.

Наибольший наклон стенок гофров (~ 45^o) найден при температуре 120 °С. С ростом температуры облучаемой мишени до 400 °С наклон стенок уменьшается. С использованием данных электронной микроскопии найдено также трехкратное уменьшение высоты гофров с увеличением температуры от 120 до 400 °С.

Описанные измерения проводили только в плоскости оси углеродных волокон. С целью более полного исследования морфологии поверхности в настоящее время разрабатывается устройство для сканирующей регистрации пространственных распределений света. Разработка производится на базе сканирующего устройства CanoScan LiDe 60, принадлежащего к сканерам типа CIS (Contact Image Sensor). Светочувствительный элемент этого сканера представляет собой линейку одинаковых фотодатчиков, равную по ширине рабочему полю сканирования, и непосредственно воспринимающих сканируемый световой поток. Модернизированное сканирующее устройство CanoScan LiDe 60 содержит каретку с линейкой светочувствительных датчиков – 2592 фотодиодов на длине 216 *мм*, сканирующую поле распределения интенсивности света. С помощью разработанного программного обеспечения

сканируемое поле представляется в виде изображения в формате .bmp размером 2592×3564 точек, а затем преобразуется в массив численных значений интенсивности в каждой точке светового поля, экспортируемый в формат .xls. Таким образом, разработанное устройство позволит фиксировать двумерные распределения света в пространстве, и соответственно, получать двумерные данные по микрогеометрии поверхности. Апробация устройства показала хорошее согласие экспериментальных и аналитических данных по эталонному распределению света на сканируемой поверхности.

Литература:

1. Пул Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнологии. – М.: Техносфера, 2004. – 448 с.
2. Топорец А.С. Оптика шероховатой поверхности. – Л.: Машиностроение, 1988. – 191 с.
3. Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Машкова Е.С., Немов А.С. Исследование рельефа, развивающегося на поверхности поликристаллической меди при высокодозном распылении ионами аргона // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. – 2005. – № 3. – С. 79-84.
4. Авилкина В.С., Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Немов А.С. Исследование шероховатой поверхности методами лазерной гониофотометрии, зондовой и электронной микроскопии // Приборы. – 2008. – № 4. – С. 11-14.
5. Авилкина В.С., Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Машкова Е.С., Питиримова Е.А., Тимофеев М.А. Высокодозовое распыление и ионно-электронная эмиссия однонаправленного углерод-углеродного композита при облучении ионами аргона // Физика и химия обработки материалов. – 2009. – № 5. – С.21-25.

RESEARCH OF COLLISIONAL DISPLACEMENT OF DIVERSE HIGHLY EXCITED STATES OF HELIUM BY MEANS OF THE METHOD OF SHORT-LIVED ATOMS LEVEL LASER INJECTION IN CLUSTER AND PLASMA ZONE

ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ПО СПИНУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ГЕЛИЯ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ КОРОТКОЖИВУЩИХ УРОВНЕЙ АТОМОВ В ПУЧКЕ И ПЛАЗМЕННОЙ ЯЧЕЙКЕ

A.S.Chirtsov, V.P.Marek

А.С.Чирцов, В.П.Марек

NIU Information Technology, Mechanics and Optics

St. Petersburg State University, Department of Physics

Pskov State University

Ecole Polytechnique, Paris

НИУ Информационных технологий, механики и оптики

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет

Псковский государственный университет

Ecole Polytechnique, Paris

Столкновительные переходы между возбужденными уровнями атомов и молекул играют важную роль в кинетике плазмы, при создании инверсной заселенности в рабочих средах газовых лазеров и в других разнообразных процессах атомно-молекулярной физики. Определенный фундаментальный и прикладный интерес в указанной области представляет изучение столкновительного перемешивания различающихся по спину состояний, поскольку в случае выполнения приближения LS-связи радиационные переходы между такими состояниями запрещены.

В случае инициированных электронным ударом переходов между различающимися по спину состояниями общепризнанным является обменный механизм процессов, вероятность которого рассчитывается по методу Очкура [1]. Сечения таких столкновительных переходов, как правило, оказываются более

чем на два порядка меньше сечений аналогичных переходов без изменения спина. В то же время существуют экспериментальные данные, свидетельствующие об аномально высокой вероятности столкновительного перемешивания высоковозбужденных короткоживущих состояний атомов (см. обзор в [2]). Еще при изучении функций возбуждения гелия из основного состояния электронами были получены данные об эффективном перемешивании в группах уровней с $n > 3$. Весьма надежные данные о высокой вероятности передачи возбуждения между 4^1D и 4^3P состояниями гелия были получены в экспериментах с селективной лазерной накачкой в газовой ячейке в 1986-90 гг. Для объяснения возникновения линейной по электронной концентрации аномально эффективной передачи возбуждения на триплетный уровень предлагался механизм двухступенчатых последовательных переходов через $4^{1,3}F$ состояние с не сохраняющимся спином, вызываемых столкновениями с электронами и атомами. При этом зависимость возмущения населенности на конечном для двойного перехода уровне от концентрации атомов не изучалась, количественные теоретические оценки эффективного сечения смешанного электрон-атомного перемешивания не приводились.

В [3] методом импульсной лазерной накачки в условиях газоразрядной плазмы исследовались интеркомбинационные столкновительные переходы между 4^1D и 4^3D уровнями гелия. Возмущение населенностей исходных для исследуемых переходов синглетных и триплетных уровней осуществлялась из 2^1P и 2^3P состояний соответственно излучением лазера на красителе, накачиваемого азотным лазером. Скорости столкновительного перемешивания $k^{(x)}_{01}$ определялись в соответствии с уравнениями баланса

$$\frac{dN_1}{dt} = \sum_x k_{01}^{(x)} N_0 n_x - A_{1\Sigma}\ N_1 - \sum_x K_{1\Sigma}^{(x)}\ N_1 n_x$$

по зависимостям от концентрации (n_x, $x = e, a$) электронов (e) и атомов (a) отношений интегральных приращений пропорциональных населенностям (N_j, $j = 0, 1$) интенсивностей спонтанной флуоресценции с исходного (0) и конечного (1) для изучаемых переходов уровней (рис.1):

$$k_{01}^{(x)} = A_{1\Sigma} \frac{\partial}{\partial n_x} \left(\frac{\int_0^{00} N_1(t)dt}{\int_0^{00} N_0(t)dt} \right)_{n_{x' \neq x} \to 0},$$

где $A_{1\Sigma}$ – суммарная константа радиационного распада конечного для рассматриваемого перехода уровня, $K^{(x)}{}_{1\Sigma}$ – суммарная скорость столкновительного тушения. Найденные таким образом скорости электронного перемешивания $4^{1,3}$D уровней гелия ($<\sigma v> \sim 5.5\ 10^{-5}$ *см*^{3}*/с*, $T_e \sim 3$ *eV*) более чем на порядок превосходили результаты расчетов по обменному механизму.

Использование современных высокомощных импульсных лазеров позволило перейти к изменениям вероятностей передачи возбуждения при электронном ударе между высоковозбужденными короткоживущими уровнями в пучковых экспериментах, позволяющим получать результаты, не искажаемые трудно устранимыми в плазменных экспериментах процессами атомного перемешивания. В новой серии экспериментов использовался дорогостоящий приборный комплекс для изучения вещества в газовой и твердотельной фазах [4]. Накачка уровней с $n = 3$ и $n = 4$ в сверхзвуковом пучке атомов гелия осуществлялась из метастабильных состояний 2^1S и 2^3S перестраиваемым лазером на красителе, возбуждаемым фемтосекундным лазером PULSAR 50-10. Для создания атомного пучка, содержащего достаточно высокие ($6\ 10^3$ *мм*$^{-3}$) концентрации метастабилей использовался апробированный в [5] метод электронного возбуждения, для осуществления которого в сопле сверхзвукового пучка зажигался электрический разряд. Измерения производились в области, удаленной от сопла на расстояние, обеспечивающее распад неселективно возбужденных короткоживущих состояний с $n > 2$.

Описанным методом проводятся систематические измерения сечений электронного перевешивания высоковозбужденных состояний атомов гелия. Полученные к настоящему времени данные свидетельствуют об отсутствии эффективной передачи возбуждения между различающимися по спину состояниями с $n = 3$. Для группы уровней, включающей замешенные по спину F-состояния, получаемые значения констант соответствуют ранее полученным результатам для интеркомбинационных столкновительных переходов при

электронном ударе, и свидетельствуют о существовании дополнительного линейного по электронной концентрации механизма переходов с $\Delta S \neq 0$.

В качестве эффективного механизма вызванных столкновениями с электронами переходов с изменением спина внутри групп близкорасположенных уровней могут быть предложены переходы через промежуточные («виртуальные») состояния с не сохраняющимся спином, учитываемые во втором и более высоких порядках теории возмущений. Учет вклада второго порядка в сечение столкновительных переходов с изменением спина может быть выполнен в рамках «обобщенного метода Борна», развитого в [6], для расчетов «оптически запрещенных» столкновительных переходов с $|\Delta L| \neq 1$. Однако в случае переходов между близкорасположенными уровнями даже для расчетов в первом порядке борновское приближение дает завышенные результаты, традиционно улучшаемые несколько искусственной процедурой нормировки. В случае расчетов в более высоких приближениях ненормированные сечения, как правило, оказываются еще более завышенными.

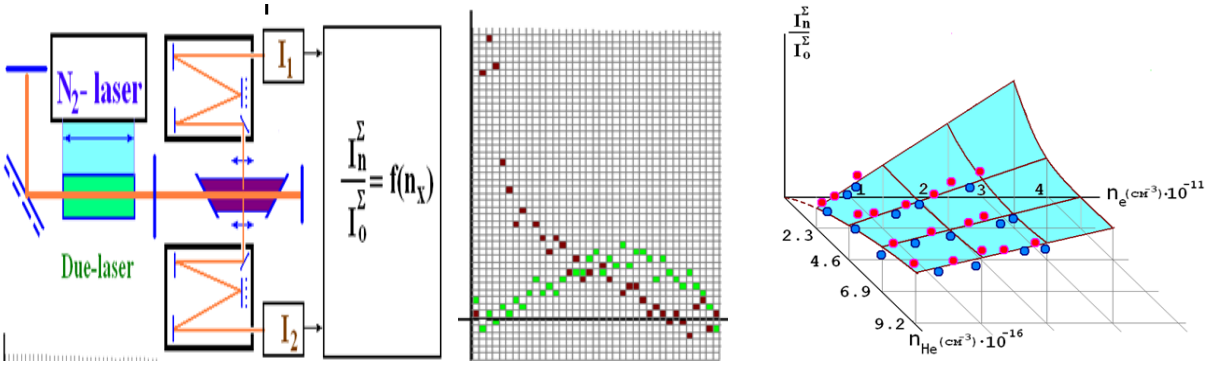
Для простых оценок сечений переходов через промежуточные состояния, учитывающих нормировку, может использоваться полу-классическая модель переходов через промежуточные состояния, которые рассматриваются как последовательные переходы связанного электрона под действием электрического поля одного рассеиваемого электрона. Соответствующие расчеты выполнялись в рамках квазиклассического приближения параметра удара, позволяющего вводить вероятность перехода $W_{0\text{-}(F)\text{-}1}(\rho)$ для каждого значения прицельного параметра:

$$\sigma^{(2)}_{0-(F)-1} = 2\pi \int_0^\infty \rho d\rho W_{0-(F)-1}(\rho)$$

В рамках принятого приближения результирующие вероятности вычислялись как произведения вероятностей для каждого из последовательных изменений состояний связанного электрона. Последние вычислялись, исходя из борновских сечений первого приближения, при расчете которых использовалась нормировка:

$$W_{0-(F)-1}(\rho) = W_{0-f}^{(1,n)} P_{Sp} W_{f-1}^{(1,n)}.$$

Полученные по оценки с приемлемой для борновского приближения точностью (20 %) согласуются с данными измерений.



a) *b)* *c)*

Рис.1. Опыт по измерению констант столкновительного перемешивания высоковозбужденных уровней гелия в газовой ячейке: a) схема эксперимента; b) примеры регистрируемых сигналов с исходного и конечного уровней столкновительного перехода; c) зависимость отношений интегральных приращений населенностей от концентраций электронов и атомов.

Литература

1. Очкур В.И. О методе Борна-Оппенгеймера в теории атомных столкновений // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 45. – С. 753.

2. Гордеев С.В., Чирцов А.С. Столкновительные переходы между различающимися по спину высоковозбужденными уровнями атомов второй группы. // Вестник С.Петербургского ун-та. сер. физ. – 1991. – Вып. 1 (№ 11). – С. 146-149.

3. Гордеев С.В., Чирцов А.С. Исследование переходов между 4^1D и 4^3D уровнями гелия при электронном ударе в условиях газоразрядной плазмы // Вестник С.-Петербургского университета, сер. 4. – 1992. – Вып. 2. – С. 35-38.

4. Марек В.П., Чирцов А.С. Использование возможностей мультимедиа для эффективной подготовки учащихся к лабораторным практикумам на современных дорогостоящих приборных комплексах. // В сб. «Материалы межд. Форума «Современное образование: содержание, технологии, качество» 21-22 апр. 2010 г.», СПб. – 2010. – Т. 2. – С. 80-82.

5. Halfmann T., Koensgen J., Bergmann K. A source for a high-intensity pulsed beam of metastable helium atoms // Meas. Sci. Technol. 2000. – № 11. – P. 1510-1514.

6. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков. Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. – М.: Наука 1973.

LASER METER OF GEOMETRICAL CHARACTERISTICS OF THE FAST MOVING OBJECTS

ЛАЗЕРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРОДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

V.N. Demkin, M.V. Shadrin

В.Н. Дёмкин, М.В. Шадрин

Ryazan State University named for S. Esenin, Inc. «Synergy», Ryazan

РГУ имени С.А. Есенина, ООО «Синергия», г. Рязань

Spot form variation influences and reflection coefficient on measuring geometrical parameters accuracy of moving objects are probed. Dependences of broadening of a spot image of a probing laser radiation on exposure value and a threshold of video signal selection are given. The ratios, the connecting carried-out measurements, the current video signal level with an optimum level of value of a threshold are found.

Исследованы влияния вариации формы пятна и коэффициента отражения на точность измерения геометрических параметров движущихся объектов. Приведены зависимости уширения изображения пятна зондирующего лазерного излучения от величины экспозиции и порога селекции видеосигнала. Найдены соотношения, связывающие проведенные измерения, текущий уровень видеосигнала с оптимальным уровнем величины порога.

На практике часто возникает задача бесконтактного измерения и контроля параметров объектов, находящихся в движении. Например, конвейерное производство листовых материалов, таких, как кровельные покрытия, металлопрокат, утеплитель. Высокая скорость и неоднородность поверхности

затрудняют применение триангуляционных лазерных измерителей, снижают точность измерения. Этому способствует высокая скорость движения объекта, наряду с вариацией формы пятна на многоэлементном фотодетекторе, обусловленный наличием спеклов, фрактальностью поверхности, разницей коэффициентов отражения на отдельных участках объекта измерения [1]. Проведены исследования, позволяющие снизить влияние указанных факторов. На основе исследования ассимитричности изображения пятна зондирующего лазерного пучка на многоэлементном фотодетекторе. Разработан алгоритм, позволяющий снизить влияние этой ассимитричности. Показано, что для получения высокой точности необходима оперативная установка порога селекции получаемых данных. В работе найдены соотношения, связывающие проведенные измерения, текущий уровень видеосигнала с оптимальным уровнем величины порога.

Лазерный луч, сканирующий по объекту, имеет конечный диаметр. Поэтому, когда зондирующее лазерное пятно пересекает границу между поверхностями с высоким и низким коэффициентом отражения, изображенное на фотодетекторе пятно также как и в случае фрактальной поверхности становится нессимитричным. Центр масс пятна на фотодетекторе смещается, возникает ошибка. Исследование этой проблемы показали, что в случае больших отклонений значений сигнала необходимо их исключение с последующей межпиксельной интерполяцией. В случае значения сигнала, превышающей определенный максимально допустимый уровень, наблюдается уширение изображения пятна зондирующего лазерного излучения на фотодетекторе (рис. 1).

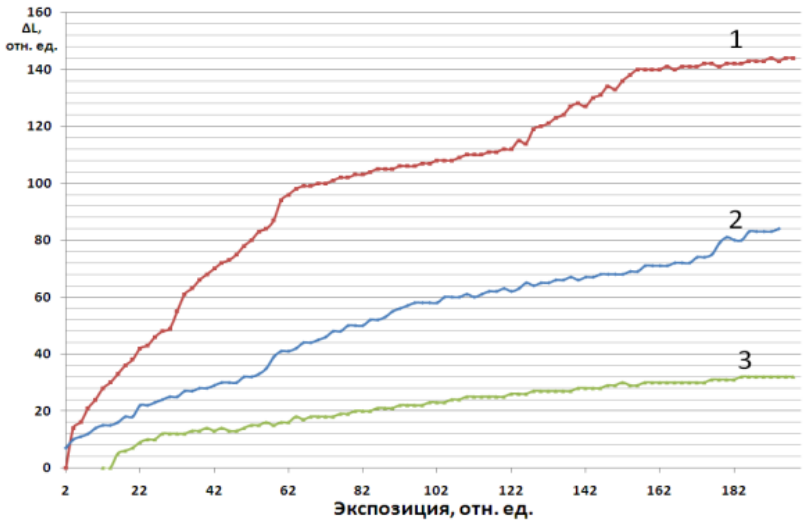


Рис. 1. Зависимость ширины пятна ΔL от экспозиции:
1 – алюминий, 2 – резина, 3 – бук.

При этом возникает ассиметрия, приводящая к ошибке в измерении расстояния (рис. 2.)

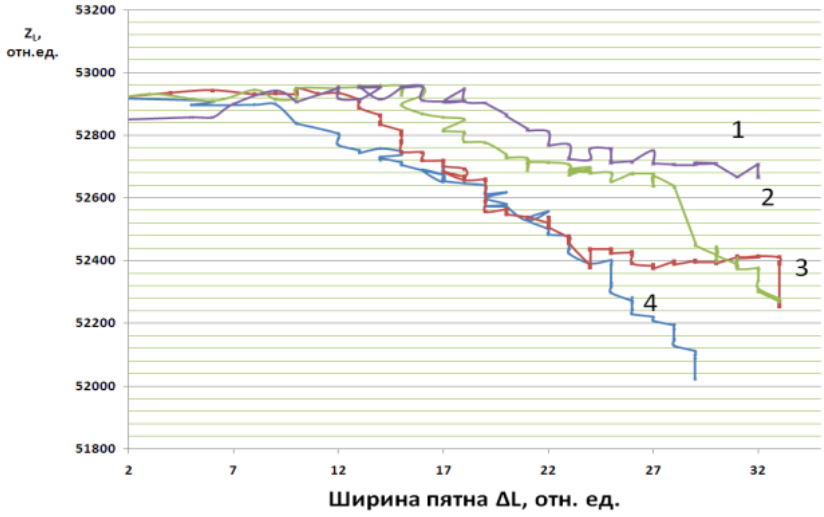


Рис. 2. Зависимость расстояния Z_L от ширины пятна ΔL при уровнях порога: 1 – 50 отн. ед., 2 – 100 отн. ед., 3 – 150 отн. ед., 4 – 200 отн. ед.

Для ее устранения необходимо правильно выбрать экспозицию. Задача осложняется тем, что это необходимо сделать в течение одного кадра [2].

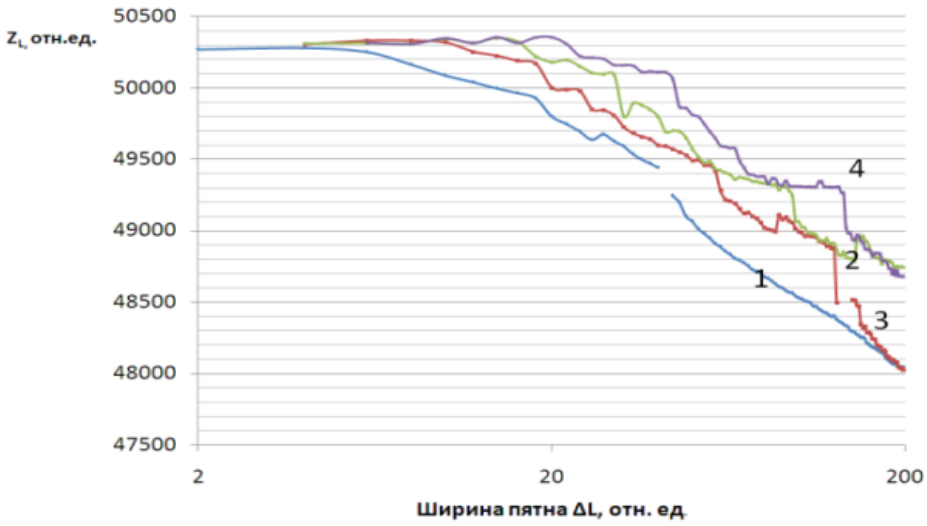


Рис. 3. Зависимость расстояния Z_L от ширины пятна **ΔL** при разных порогах: 1 – 50 отн. ед., 2 – 100 отн. ед., 3 – 150 отн.ед., 4 – 200 отн.ед.

Получена зависимость (рис. 3), позволяющая определить величину оптимальной экспозиции по уширению изображения пятна зондирующего лазерного излучения.

В результате проведенных исследований создан бесконтактный лазерный измеритель, в котором реализованы разработанные алгоритмы. Он позволил с высокой точностью определить толщину листового кровельного материала на конвейере, обеспечивая тем самым качество продукции и экономию сырья.

Литература:

1. Дёмкин В.Н. Привалов В.Е. Лазерные технологии при измерении геометрии поверхности сложной формы // Вестник СПбО АИН. – 2008. – № 5.

2. Дёмкин В.Н., Степанов В.А. Лазерные методы и средства контроля геометрических размеров изделий // Инновационные проекты и технологии. – 2008. – № 2.

ALGORITHM OF HIGHLY ACCURATE LASER SCANNING IN THE SYSTEMS OF FAST 3D BUILDING

АЛГОРИТМ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРОВАНИЯ В СИСТЕМАХ БЫСТРОГО ПРОТОТИПИРОВАНИЯ 3-МЕРНОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

V.N. Demkin, M.V. Shadrin

В.Н. Дёмкин, М.В. Шадрин

Ryazan State University named for S. Esenin, Inc. «Synergy», Ryazan

РГУ имени С.А. Есенина, ООО «Синергия», г. Рязань

In this article the new algorithm of a centroide determination in rapid prototyping systems is considered. The developed algorithm allows to avoid considerably influence of rereflections on the computer model creation accuracy received by laser scanning. Manufacture examples of prototypes with the developed DOUBLER system are shown.

В работе рассматривается новый алгоритм определения центроиды в системах быстрого прототипирования. Разработанный алгоритм позволяет в значительной мере избежать влияние переотражений на точность построения компьютерной модели, получаемой путем лазерного сканирования. Показаны примеры изготовления протототипов на разработанной системе «DOUBLER».

Создание компьютерных 3D моделей для изготовления объемных форм является сложным, долгим процессом, требующим высокую квалификацию специалиста. Современные компьютерные технологии, программное обеспечение, аппаратные средства позволяют создавать практически точные копии реальных объектов со сравнительно небольшими временными и финансовыми затратами путем лазерного сканирования и станка с ЧПУ. Такая система представляет собой комплекс программных и аппаратных средств: триангуляционные лазерные сканеры (с точечной или структурированной подсветкой), станок с числовым программным управлением с набором фрез, блок синхронизации, компьютер с соответствующим программным обеспечением. Программное обеспечение позволяет осуществлять создание

траектории сканирования, управление процессом сканирования, сбор координат с датчика, построение облака точек, алгоритмы фильтрации, триангуляции Делоне, построение каркаса, создание STL файла, создание по полученной трехмерной модели программы управления станком с ЧПУ на G-коде, выполнение управляющей программы.

Важнейшим элементом в ПО является алгоритм нахождения энергетического центра лазерного пятна. Он определяет точность в построении компьютерной модели. Важнейшая часть в вычислении трехмерных координат поверхности изделия, использующее обработку изображения, является нахождение центроиды линии лазерного сканирования отраженного лазерного света. При сканировании отражения могут происходить от блестящих поверхностей, зажимов, креплений или даже от переотражения от этих поверхностей. В большинстве существующих систем сканирования присутствуют ошибки, вызванные этими переотражениями. Однако традиционные алгоритмы не позволяют устранить их влияние. Алгоритм основан на придании большего веса центральным сэмплированным значениям при вычислении центра отраженного лазерного света. Эксперименты подтвердили, что данный алгоритм является более устойчивый и точный, чем традиционные алгоритмы.

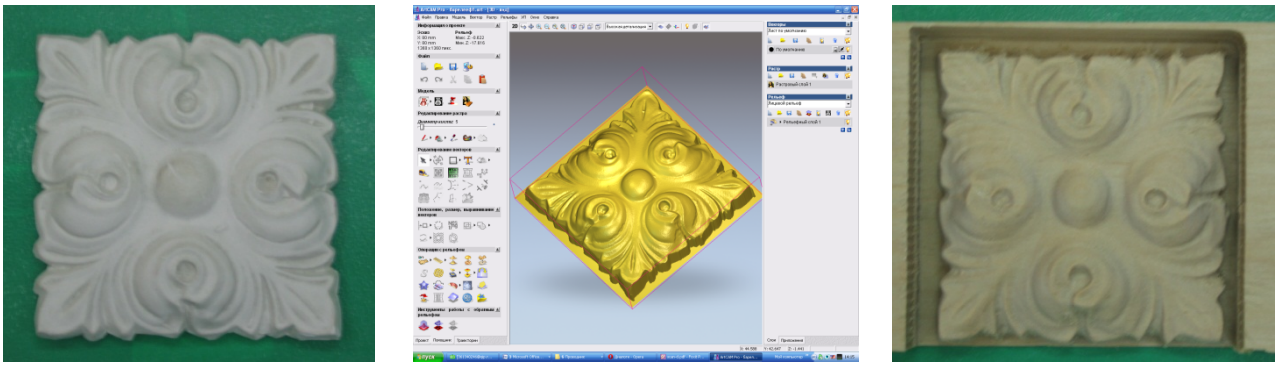
Разработанный в данной работе алгоритм позволяет в значительной мере избежать влияния переотражений на точность построения компьютерной модели, получаемой путем лазерного сканирования.

Система быстрого прототипирования изображена на рисунке 1. С ее помощью можно изготавливать копии различных объектов из мягких материалов. При этом возможна творческая переработка, введение новых художественных и технологических деталей.

Рис. 1. Система быстрого прототипирования

Примеры изготовленных прототипов с использованием нового алгоритма приведены на рисунке 2 и 3.

Рис. 2. Герб России: оригинал и прототип



а) *б)* *в)*

Рис. 3. Орнамент: а) сканируемый объект, б) трехмерная модель, в) готовое изделие

Система осуществляет бесконтактное лазерное сканирование изделий и получение объемной компьютерной модели. В режиме сканирования лазерный датчик, установленный на станке с ЧПУ, построчно перемещается над прототипом. При этом он измеряет расстояние до поверхности изделия и вместе и вместе с координатами перемещения станка передает в управляющую ЭВМ. В ЭВМ из полученных данных формируется оцифрованная модель прототипа, осуществляется автоматическое и ручное редактирование, формируется программа управления станком с ЧПУ с целью дальнейшего изготовления копии.

Важнейшая часть в вычислении трехмерных координат поверхности изделия, использующее обработку изображения, является нахождение центра отраженного лазерного света. Часто интенсивность лазерного света перпендикулярно лазерной линии теоретически предполагается нормальным распределением. Но фактически, распределение является не совсем гауссовым исходя из нескольких фактов. Одним из важнейших является тот факт, что лазерный свет может быть отражен от поверхностей, которые находятся вне области сканирования. Отражения могут происходить от блестящих поверхностей, зажимов, креплений или даже от переотражения от этих поверхностей. В большинстве реальных систем сканирования таких отражений тяжело избежать. Однако традиционные алгоритмы не учитывают источники этих ошибок. Новый алгоритм учитывает эту ситуацию и дает больший вес значения центральным сэмплированным значениям при вычислении центра отраженного лазерного света. Эксперименты подтвердили, что данный алгоритм является более устойчивый и точный, чем традиционные алгоритмы.

QUANTUM CHAOS AND QUANTUM FISHER INFORMATION

КВАНТОВЫЙ ХАОС

Lijun Song[1], Donh Yan[1,2]

[1]School of Science, Changchun University;

[2]Colledge of Physics, Jilin University, Changchun, China

[1]Институт естественных наук Чаньчунского университета;

[2]Школа Физики, Цзилиньский университет, Чаньчунь

Abstract: We used quantum Fisher information to distinguish quantum chaotic and regular dynamics in Dicke model. We found that, quantum dynamics in chaotic and regular cases are well distinguished by *QFI*, especially in the long-time evolution, where the *QFI* in the chaotic situation is evidently larger than that in regular one, i.e. the chaotic nature enhances the sensitivity of the system, as expected usually. We also plotted the time-averaged *QFI* in phase space, and found a good quantum-classical correspondence.

Key Words: quantum chaos; quantum Fisher information

1. Introduction

Chaos plays an important role in many fields of physics. In classical regime, one of the most distinct features of chaos is the extreme sensitivity of the trajectories with respects to perturbation. However, in the quantum world, for a close system, due to the unitarity of quantum evolutions, the overlap between two initially separated states is invariant during the evolution, thus there is no well-accepted definition of quantum chaos. To investigate quantum chaos, one of the best ways is to study intrinsic quantum properties of the physical system [1], such as the spectral properties of the generating Hamiltonian [2], phase space scarring [3], hypersensitivity to perturbation [4] and so on. Moreover, quantum chaos reflected by the states during the evolution has been identified by entanglement [5] and spin squeezing [6], and these two quantities have close relations. All the above studies indicate that there is an underlying chaotic presence in the corresponding quantum dynamics.

The Fisher information determines the best estimation precision of a parameter in a probability distribution, such as $P(x|\lambda)$, with x the random variable, and is

characterized by a parameter λ. In this paper, we study quantum chaos by using quantum Fisher information (*QFI*), which is the extension of Fisher information in quantum regime [7]. Consider a density matrix $\rho(\lambda)$, the *QFI* for the parameter λ is give by $F_\lambda = Tr\left[\rho(\lambda)L_\lambda^2\right]$ with λ the so-called symmetry logarithm derivative determined by the following equation

$$\frac{\partial\rho(\lambda)}{\partial\lambda} = \frac{1}{2}\left[\rho(\lambda)L_\lambda + L_\lambda\rho(\lambda)\right] \tag{1}$$

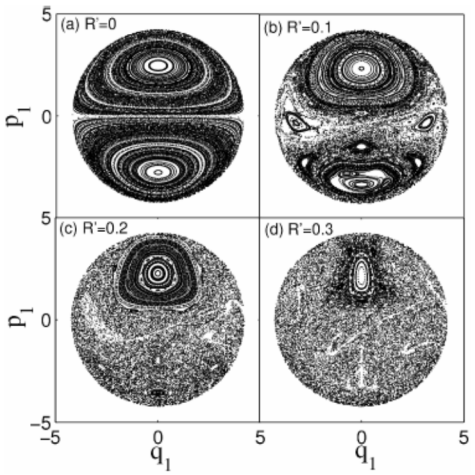


Fig. 1. Poincare sections with coupling parameters
$R = 0.5$ and $R' = 0, 0.1, 0.2, 0.3$ for the resonant case.
The energy $\varepsilon = 8.5$ and the total angular momentum $j = 4.5$.

To study quantum chaos, we choose the Dicke model [9], which describes a collection of two-level atoms interacting with a single-mode field. Its classical counterpart displays chaotic behaviors, and its quantum chaos was studied by using linear entropy and spin squeezing. With numerical computation, we found that the system in chaotic case is evidently more sensitive than in regular one, which satisfies our usual expectation. Thus the behaviors of *QFI* are strongly connected with the underlying chaotic dynamics, and a geometric description of the quantum chaos is revealed. Besides, a good quantum-classical correspondence is given by plotting the time-averaged *QFI* in the phase space.

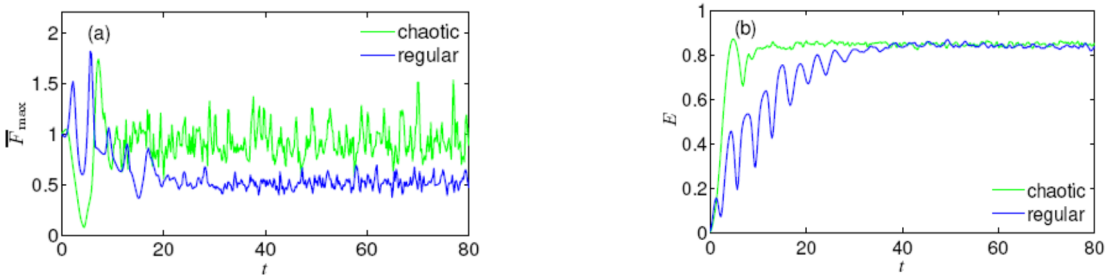


Fig.2. Comparisons between the maximal mean *QFI* and the linear entropy as functions of t in both chaotic and regular regions, with parameters chosen as Fig.1(*c*). Green (lighter) lines represent chaotic evolution, the initial state parameters are $p_1 = q_1 = 0$. Blue (darker) lines denote the regular case, with initial state parameters $p_1 = 3.5, q_1 = 0$.

2. Dicke model

We consider the Dicke model that describes a collection of N two-level atoms interacting with a single-mode radiation field. The Hamiltonian is written as

$$H = \omega J_z + \omega_0 a^\dagger a + \frac{R}{\sqrt{2j}}\left(J_+ a + J_- a^\dagger\right) + \frac{R'}{\sqrt{2j}}\left(J_+ a^\dagger + J_- a\right) \qquad (2)$$

where ω and ω_0 are frequencies of free Hamiltonians for atoms and field, respectively, and $J_s = \sum_{i=1}^{N} \sigma_{is}/2$, $J_\pm = \sum_{i=1}^{N} (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$ are collective angular momentum operators. Parameters R, R' are coupling strengths. The classical Hamiltonian corresponding to *Eq* (2) is

$$H_{cl}(p_1, q_1, p_2, q_2) = \frac{\omega}{2}\left(p_1^2 + q_1^2 - 2j\right) + \frac{\omega_0}{2}\left(p_2^2 + q_2^2\right) + \frac{\sqrt{4j - \left(p_1^2 + q_1^2\right)}}{4j}\left(R_+ p_1 p_2 + R_- q_1 q_2\right) \qquad (3)$$

where $R_\pm = R \pm R'$, and the equations of motion can be derived readily.

To reveal the classical chaotic behaviors, in *Fig.1*, we show Poincare sections of the spin degrees of freedom ($q_2 = 0$ and $p_2 \rangle 0$) for different interaction strengthes R'.

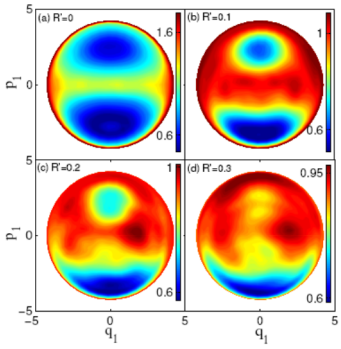


Fig. 3. Contourf plot of maximal mean *QFI* in phase space corresponds to Fig. 1, we average time from $t=0$ to $t=50$.

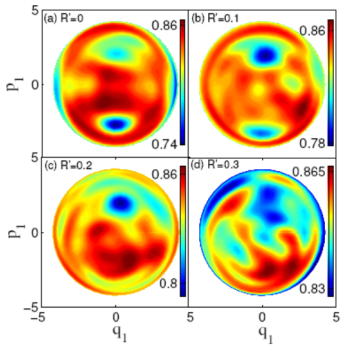


Fig. 4. Contourf plot of linear entropy Other parameters are the same as the Fig. 3.

The rotation-wave approximation, $R'=0$, corresponds to the integrable case, and $R'\neq 0$ to the non-integrable case. From Fig. 1(*a*) to Fig. 1(*d*), with the increase of R, the regular regions, including fixed points and the KAM tori, tend to disappear, and are replaced by chaotic regions. We see that [Fig. 1(*d*)] for $R'=0.3$, most areas of the poincare section display chaos. When we turn to study quantum chaos, we use Schrödinger equation instead of the equations of motion.

3. Maximal mean QFI

Now, we consider the rotational sensitivity of a collection of N two-level atoms. The state of the system is $\rho(\vartheta)$ and ϑ is generated via $\rho(\vartheta)=\exp(-iJ_{\bar{n}}\vartheta)\rho\exp(iJ_{\bar{n}}\vartheta)$, where $J_{\bar{n}}=\bar{J}\,\bar{n}$, and $\bar{n}=(n_x,n_y,n_z)$ is a normalized direction vector. From Eq. (1), the *QFI* of ϑ is derived as

$$F[\rho(\vartheta),J_{\bar{n}}]=\sum_{\alpha,\beta=x,y,z}n_\alpha\,£_{\alpha,\beta}\,n_\beta=\bar{n}\,£\,\bar{n}^T \tag{4}$$

where the matrix elements

$$£_{\alpha,\beta}=\sum_{i\neq j}\frac{(p_i-p_j)^2}{p_i+p_j}\left[\langle\varphi_i|J_\alpha|\varphi_j\rangle\right]\langle\varphi_j|J_\beta|\varphi_i\rangle \tag{5}$$

where p_i and $|\varphi_i\rangle$ are the i th eigenvalue and eigenvector for $\rho(\vartheta)$. Therefore, they are all functions of ϑ. The maximal *QFI* is equal to the largest eigenvalue of £, denoted as $\lambda_{\max}$. Next, we introduce the maximal mean *QFI*

$$\overline{F}_{\max}=\frac{\lambda_{\max}}{N} \tag{6}$$

which is generally not equal to the maximal *QFI* of a single atom due to correlations, and this definition is introduced for convenience of the following discussion.

4. QFI and chaos

Fig. 2 shows comparisons between the dynamics of the maximal mean *QFI* $\overline{F}_{\max}$ and the linear entropy E, for both chaotic and regular situations. In the early time linear entropy E may distinguishes chaotic and regular situations very well, however, for a long time $\overline{F}_{\max}$ can work for this. The time-averaged $\overline{F}_{\max}$ in phase space is plotted in Fig. 3, as compared with the Poincare sections shown in Fig. 1, we observe a very good quantum-classical correspondence, especially when R' is small. The time-averaged E is also shown in Fig. 4, and the quantum-classical correspondence cannot be reflected well. Comparing Figs. 3 and 4, we find the structure of the phase space is characterized better by $\overline{F}_{\max}$, and we believe this is partially because the linear entropy only involves summarizing the eigenvalues of the states, whereas $\overline{F}_{\max}$ describes states in a different way, therefore, it reflects the intrinsic geometric structures of the states in parameter space, naturally, it distinguishes quantum chaos better.

5. Conclusion

We found that, the *QFI* distinguishes the chaotic and regular dynamics of the Dicke model. It is better than the linear entropy in some aspects to indicate underlying chaos. This helps to solve the long-standing question for searching quantum signature of classical chaos.

Reference:

1. Gutzwiller M. C., Chaos in Classical and Quantum Mechanics, Springer, Berlin, 2001.

2. Haake F., Quantum Signature of Chaos, Springer - Verlag, Berlin, 1991.

3. Heller E. J., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1515.

4. Schack R., D'Ariano G. M., and Caves C.M., Phys.Rev. E 50 (1994) 972.

5. Furuya K., Nemes M. C., and Pellegrino G. Q., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 5524.

6. Song L.J., Yan D., Ma J and. Wang X, Phys. Rev. E 79 (2009) 046220.

7. Helstrom C.W., Quantum Detection and Estimation Theory, Academic Press, New York, 1976.

8. Altland A.and Haake F., Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 073601.

THE IDENTIFICATION METHOD OF OPTIMAL ACTIVE IONS CONCENTRATION IN LASER CRYSTALS OF NONTRADITIONAL TYPE

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АКТИВНЫХ ИОНОВ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ НЕТРАДИЦИОННОЙ ФОРМЫ

O.A. Abrosimov, K.S. Grafonkin, A.B. Yastrebkov

О.А. Абросимов, К.С. Графонкин, А.Б. Ястребков

Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan

Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

Известно, что использование поперечной диодной накачки в твердотельных лазерах является наиболее доступным с точки зрения простоты конструкции лазерного модуля. Однако, достижение эффективной и однородной в поперечном сечении накачки таких лазеров представляет собой большую проблему из-за высокого коэффициента поглощения активной среды на длине волны накачки. За счет изменения концентрации активных ионов вдоль длины активного элемента удается повысить однородность продольной накачки. К сожалению, аналогичного результата не удается достичь при использовании поперечной накачки, из-за сложности изменения концентрации ионов в поперечном направлении. В работе [1] предложено использовать эффект полного внутреннего отражения для улучшения однородности накачки в поперечном направлении. Использование кристалла с треугольной поперечной топологией, как при односторонней, так и при трехсторонней поперечной накачке позволяет:

1) увеличить эффективность твердотельного лазера с боковой диодной накачкой при работе на основной поперечной моде;

2) улучшить однородность лазерного пучка в плоскости его поперечного сечения;

3) повысить оптический *КПД* за счет уменьшения потерь излучения накачки из-за эффекта полного внутреннего отражения от боковых граней активного элемента;

4) увеличить удельный энергосъем лазерного излучения.

В данной работе получено выражение, позволяющее рассчитать оптимальную концентрацию активных ионов в кристалле с треугольным поперечным сечением.

Определение оптимальной концентрации ионов неодима в активном элементе с треугольным поперечным сечением.

Условие неизменной интенсивности накачки нельзя выполнить в однопроходовом случае для стержней прямоугольного и круглого сечения. Однако в том случае, когда поперечное сечение в направлении распространения излучения накачки уменьшается, его уменьшение может компенсировать уменьшение энергии излучения накачки за счет поглощения, так как интенсивность I определяется выражением:

$$I = E/S.t \qquad (1)$$

Здесь E – энергия накачки, t – время поступления энергии накачки в активный элемент, S – площадь поперечного сечения пучка накачки. В нашем случае площадь поперечного сечения пучка накачки уменьшается, а излучение накачки за счет эффекта полного внутреннего отражения не покидает активного элемента и может только отразиться от его боковых граней (рис. 1), увеличивая тем самым интенсивность накачки в направлении оси $0X$.

Предположим, что в начальный момент времени на грань активного элемента b падает мощность излучения накачки $P(0) = E(0)/t$, тогда при условии, что площадь поперечного сечения излучения накачки от диодной матрицы равна $S(0) = b \cdot l$, где l – длина грани кристалла начальная

интенсивность $I(0) = P(0)/S(0)$. При распространении излучения накачки вдоль оси $0X$ на расстояние dx, площадь поперечного сечения кристалла уменьшиться на величину $dS = 2dy \cdot l$ и станет равной $S(dx) = S(0) - 2 \cdot dy \cdot l$.

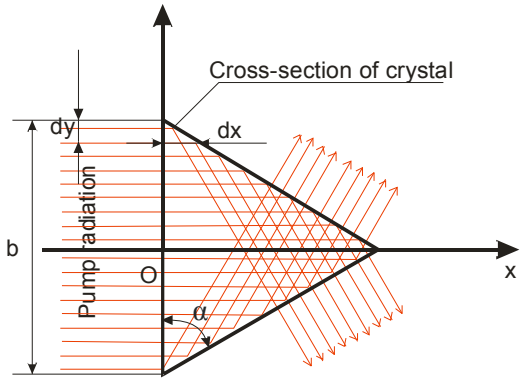


Рис. 1. Иллюстрация к расчету оптимальной концентрации ионов неодима в активном элементе с треугольным поперечным сечением.

Мощность излучения накачки в этом сечении уменьшится в соответствии с законом Бугера на величину $dP = \alpha_0 \cdot P(0) \cdot dx$, где α_0 – коэффициент линейного поглощения и станет равной $P(dx) = P(0) - \alpha_0 \cdot P(0) \cdot dx$. Условие неизменности интенсивности накачки в направлении оси $0X$ определяется выражением:

$$I(0) = I(dx) \qquad (2)$$

Учитывая, что $dy = dx/tg\alpha$, получим следующее соотношение:

$$P(0)/S(0) = (P(0) - \alpha_0 \cdot P(0) \cdot dx)/(S(0) - 2 \cdot dy \cdot l) =$$

$$= P(0) \cdot (1 - \alpha_0 \cdot dx)/S(0) \cdot (1 - 2 \cdot l \cdot dx/b \cdot l \cdot tg\alpha) \qquad (3)$$

Ясно, что для выполнения условия (3.2) необходимо выполнить условие

$$\alpha_0 = 2/b \cdot tg\alpha \quad (4)$$

Хорошо известно, что при активации ионами неодима иттрий алюминиевого граната до уровня 1 *ат. %* эквивалентно значению $\alpha_0 \approx \sigma N_{ат}$ (1 ат. %) = 8…9 $см^{-1}$. При концентрации атомов неодима равной 0,6 *ат. %* α_0 = 4,8…5,4 $см^{-1}$. При $\alpha = 60°$ и b = 0,25 *см* из выражения (4) следует, что α_0 = 4,6 $см^{-1}$ и мы имеем в этом случае практически однородную поперечную накачку.

В этом упрощенном расчете мы не учитывали эффект отражения излучения накачки от боковой грани кристалла, что увеличивает интенсивность излучения накачки на оси $0X$ и эффект насыщения, который несколько снижает реальное значение коэффициента поглощения.

В этом случае выражение для расчета оптимальной концентрации атомов неодима может быть получено из следующей формулы:

$$\alpha_0/(1 + I/Is) = 2/b \cdot tg\alpha \qquad (5)$$

где $Is = hv/2\sigma\tau$ – интенсивность насыщения активной среды.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что использование активного элемента с треугольным поперечным сечением значительно улучшает однородность накачки.

Литература:

1. Abrosimov O., Yastrebkov A.B., Allakhverdiev K.R. High power Nd^{3+}:YAG laser with side quasi-homogeneous diode pumping // Book Abstracts of XIX International Symposium HPLS&A 2012 (in print)

LASER INFLUENCE ON METAL DISLOCATION STRUCTURE

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРА НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ МЕТАЛЛОВ

E.P. Smyislova

Е.П. Смыслова

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань

Широкое использование лазеров для целей обработки материалов во многом стимулирует постановку работ по изучению изменений структуры и свойств твердых тел в результате облучения. Характер изменений структуры и свойств при действии лазерного луча определяется целым рядом факторов: типом твердого (металлы и сплавы, диэлектрики, полупроводники, полимеры), характеристиками излучения (энергия, длительность излучения, длина волны), наличием той или иной окружающей среды (вакуум, инертные газы, жидкости) и другими. В технологических целях, как правило, используются световые потоки умеренной плотности. В таких процессах, как сварка, термическая обработка, используются световые потоки малой плотности (от 10^4 до 10^5 *Вт/см*^{2}). Для получения

отверстий необходимо увеличить плотность потока до 10^6 и более *Вт/см*^{2}. При увеличении плотности потока до $10^9 – 10^{10}$ *Вт/см*^{2} образуется лишь лунка, а не качественные отверстия при взаимодействии светового луча лазера с металлом, что объясняется образованием низкотемпературной плазмы, реагирующей с излучением, причем ослабление интенсивности лазерного излучения плазмой наблюдается и при плотностях потока $10^6 – 10^7$ *Вт/см*^{2}. С дальнейшим увеличением плотности потока до (10^{12} *Вт/см*^{2}) плазма полностью экранирует излучение. Поэтому использование указанных плотностей потока для обработки материалов становится неэффективным. Свойства твердых тел, в том числе и прочностные, во многом определяются характером несовершенств строения кристаллической решетки, степенью ее дефектности. Изучение состояния структуры материалов, подвергнутых лазерному облучению при различных экспериментальных условиях, способствует эффективности лазерной обработки твердых тел, выяснению роли отдельных элементов субструктуры в упрочнении. Нами исследовались фольги алюминия и меди толщиной соответственно 60 и 40 *мкм*. Толщина фольги соответствовала расчетным данным, при которой происходит равномерный прогрев по всей толщине. Выбор алюминиевых фольг для исследования был обусловлен с одной стороны тем, что этот металл по сравнению с другими металлами, имеющими ГЦК решетку, является более удобным для исследования микродеформаций и блочной субструктуры по дифракционному расширению рентгеновских дифракционных линий. С другой стороны, представляло интерес выяснить роль разориентации блоков в упрочнении металлов при лазерном воздействии. Наряду с алюминием изучение меди, имеющей значительно меньшую энергию дефектов упаковки, позволит иметь более полное представление о поведении ГЦК металлов при облучении. Облучение проводилось с помощью лазера ГОС-301. Плотность потока менялась от $1{,}0\cdot10^5$ до $2{,}0\cdot10^5$ *Вт/см*^{2} для алюминия и от $0{,}7\cdot10^5$ до $1{,}5\cdot10^5$ *Вт/см*^{2} для меди. Плотность потока соответствовала расчетным данным, соответствующим процессам от начала плавления до испарения материала. Оценка механических свойств в микрообъемах

проводилась на основании данных измерения микротвердости, для чего использовался прибор ПМТ-3. В каждом отдельном случае среднее значение величины микротвердости получали путем усреднения 10-15 измерений. Рентгеновская съемка проводилась на аппарате ДРОН-3М в фильтрованном Си K_α излучении. Использовалась рентгеновская трубка БСВ-11. Для определения угловой разориентации блоков применялась рентгеновская малоугловая установка КРМ-1. Кривые малоуглового рассеяния снимались путем регистрации по точкам. Плотность дислокаций оценивалась на основе данных о величине блоков ($\rho_Д$) и их средней угловой разориентации ($\rho_{\dot{\varepsilon}}$). Размер блоков определялся на основе уширения рентгеновских дифракционных линий. Рентгеновские исследования показали, что изменение микроискажений решетки во всех случаях незначительные (меньше $0{,}5 \cdot 10^{-3}$). Величина среднего угла разориентации блоков оценивалась по данным малоуглового рассеяния рентгеновских лучей. Результаты расчетов величин $\rho_Д$ и $\rho_{\dot{\varepsilon}}$ приведены в таблице.

Таблица. Плотность дислокаций в металлических фольгах при различных плотностях потока лазерного излучения

Металл	Плотность потока, 10^5 *Вт/см*^{2}	$\rho_Д$, 10^{10} *см*$^{-2}$	$\rho_{\dot{\varepsilon}}$, 10^{10} *см*$^{-2}$	Микротвердость, *кг/мм*^{2}
Медь	0	0,8	1,5	62
	0,7	1,2	1,9	67
	0,9	1,5	2,1	69
	1,1	1,3	2,3	73
	1,3	1,3	3,1	80
	1,5	4,7	–	82
Алюминий	0	0,8	3,6	27
	1,0	3,8	4,4	28
	1,3	4,9	5,1	31
	1,5	3,8	6,0	31
	1,7	3,2	9,6	33
	2,0	3,8	11,1	34

Анализ полученных результатов показал, что увеличение плотности потока излучения приводит к увеличению плотности дислокаций и твердости. Во всех исследуемых случаях величина $\rho_{\dot{\varepsilon}}$ оказалась больше соответствующей

величины $\rho_Д$. Кроме того, значения $\rho_{\dot{\varepsilon}}$ лучше коррелируют с твердостью. Таким образом, угловая разориентация блоков играет существенную роль в упрочнении материалов с помощью лазерного излучения.

STRUCTURAL AND PHASE TRANSFORMATIONS AND PROPERTIES OF ALUMINUM OXIDE CERAMICS IN AN AREA OF A LASER BEAM

A.S. Krasnikov

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Abstract

The mechanism of interaction of glass crystal materials and aluminum oxide ceramics with laser radiation of various length and intensity for a choice of optimum modes of radiation is required. The task consists in a choice such as the laser and radiation modes at which the beam of the laser gets on one and a touch depth from a surface of a ceramic plate and provides an identical profile of an opening without cracking. Our problem is consisted in studying of the processes proceeding in ceramics at impact of laser radiation.

1. Method

In a number of works the offer is stated that at formation of openings in ceramics by means of laser radiation with impulse intensity of ~ 10^5 *W/cm*^{2} there is a melting of a crystal phase and migration of the melt to warm walls of a developing hole to its subsequent carrying out on a surface and formation of the characteristic amorphous roller. This hypothesis is required for confirming or disproving by experiment. For the specified purposes the method of small diaphragms which allows receiving information on a structural condition of a sample directly in the beam area of coverage has been used. Additional data on a structural condition of the sample can be received, analyzing changes of its structural and sensitive properties. Mechanical property such as microhardness belongs to number of such properties to take into account. The specified property was used for more information on sample structure in an area of coverage of a laser beam.

2. Samples

Objects of research were ceramics VK–100–1 and VK–94–1, widely applied in electronic components. Samples of ceramics VK–100–1 (№ 1–7) had an identical chemical composition (weight, *%*): 39,8 – Al_2O_3; 0,2 – MgO, but were processed on various laser installations. Main components of ceramics VK–94–1 (No. 5) (weight. *%*): 94,4 – Al_2O_3; 2, – SiO_2. *As* a result of the radiographic analysis of polycrystalline ceramics it is established that at all the irradiated and not irradiated samples there is the unique crystal phase corundum ($\alpha - Al_2O_3$).

3. Results

Results of the metalgraphic analysis are agreed well with data of the x-ray structural analysis. The experimental data received at x-ray radiation of one opening by a technique earlier stated by us, testify to an amorphous. structure in an area of coverage of a beam of the laser that is shown in appearance on the roentgenogram of symmetric amorphous gala. The particular interest represents a photometry of sites of amorphous gala. Therefore by means of photometry device.MF–2 was measured the intensity distribution as functions of an angle of the dispersion on the roentgenogram. Constructed distribution curves for samples of ceramics VK–100 show that the distribution of the intensity of the dispersion of X–rays has a characteristic maximum for an angle $2\theta = 160°$, consequent to a low order with $d = 0.6$ *nm*. It directly confirms transition from a crystalline state to amorphous in an area of coverage of a beam of the laser.

4. Conclusion

In the conclusion it is necessary to notice that the mechanism of interaction of ceramics with laser radiation has complex character and substantially is defined by energy and duration of an impulse. Influence of the laser radiation with moderate intensity of order of 10^6 W/cm^2 on Al_2O_3 ceramics led to a amorphous structure, decrease in micro durability, formation of the microcracks limiting durability properties of a material, and also to change of their optical, dielectric and chemical properties.

References

1. Sukhovitsin A.E., Golubtsov M.A., Krimer G.A., Hamoyev G.A. Receiving openings by a laser beam in ceramic substrates for bilateral GIS of digital television. // Equipment of means of communication. It is gray. TPO. 1983. Issue 3, 25-32.

2. Krasnikov A.S., Mirkin L.I. Structure, properties and laser destruction of glass crystal materials and ceramics. – M: Svetoch Plus, 2009. – 140c.

СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СВОЙСТВА АЛЮМООКСИДНОЙ КЕРАМИКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Красников

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань

В настоящее время является актуальным выяснение механизма взаимодействия стеклокристаллических материалов и алюмооксидной керамики с лазерным излучением различной длины волны и интенсивности выбора оптимальных режимов обучения. Задача состоит в выборе типа лазера и режимов облучения, при которых луч лазера проникает на одну и ту же глубину от поверхности керамической пластины и обеспечивает одинаковый профиль отверстия без растрескивания. Наша задача состояла в изучении процессов, протекающих в керамике при воздействии лазерного излучения.

В ряде работ высказано предложение, что при образовании отверстий в корундовой керамике с помощью лазерного излучения с длительностью импульса $\sim 10^{+5}$ *Вт/см*^{2} происходит плавление кристаллической фазы и миграция расплава к нагретым стенкам развивающейся лунки с последующим выносом его на поверхность и образованием характерного аморфного валика. Эту гипотезу необходимо было подтвердить или опровергнуть экспериментально. Для решения данной задачи в качестве основного был использован метод малых диафрагм, позволяющий получать информацию о структурном состоянии образца непосредственно в зоне действия луча. Дополнительные сведения о структурном состоянии образца можно получить, анализируя изменения его структурно-

чувствительных свойств. К числу таких свойств относятся механические свойства, и в первую очередь микротвердость. Указанное свойство было использовано для получения дополнительной информации о структуре образца в зоне действия лазерного луча.

Объектами исследования были керамики ВК–100–1 и ВК–94–1, широко применяемые в электронной технике. Образцы керамики ВК–100–1 (№ 1 – 7) имели одинаковый химический состав (вес. %): 39,8 – Al_2O_3; 0,2 – MgO, но обрабатывались на различных лазерных установках. Основные компоненты керамики ВК–94–1 (№ 5) (вес. *%*): 94,4 – Al_2O_3; 2,8 – SiO_2. В результате рентгенографического анализа поликристаллической керамики установлено, что во всех облученных и необлученных образцах присутствует единственная кристаллическая фаза корунд ($\alpha - Al_2O_3$).

Исследуемые образцы керамики ВК-100 имели вид плоских пластин с отверстиями,прошитыми при различных напряжениях накачки в диапазоне от 550 до 850 *В* при длительности импульса τ = 2 *мс*. При всех напряжениях накачки наблюдали образование характерного аморфного валика и радиальных микротрещин, выходящих на край отверстия, а также микротрещин, заполненных аморфной фазой. На стенках отверстий были видны аморфные образования произвольной формы. На микрофотографиях наблюдали шестигранники – кристаллы α – корунда, имеющие правильную геометрическую форму.

Результаты металлографического анализа достаточно хорошо согласуется с данными рентгеноструктурного анализа. Экспериментальные данные, полученные при зондировании одного отверстия рентгеновским излучением по ранее изложенной нами методике, свидетельствуют об аморфизации структуры в зоне действия луча лазера, что проявляется в образовании на рентгенограмме симметричного аморфного гало. Особый интерес представляет фотометрирование участков аморфного гало. Поэтому с помощью микрофотометра МФ – 2 измеряли распределение интенсивности как функции угла рассеяния на рентгенограмме. Кривые распределения. Построенные для образцов керамики ВК – 100, свидетельствует о том, что распределение

интенсивности рассеяния рентгеновских лучей имеет характерный максимум для угла $2\theta = 16°$, отвечающего ближнему порядку с $d = 0{,}6$ *нм*. Это непосредственно подтверждает переход от кристаллического состояния к аморфному в зоне действия луча лазера.

В заключении следует заметить, что механизм взаимодействия керамики с лазерным излучением имеет сложный характер и в значительной степени определяется энергией и длительностью импульса. Воздействие лазерного излучения с умеренными потоками мощности $q \sim 10^6$ *Вт/см*^{2} на алюмооксидную керамику приводило к аморфизации структуры, снижению микротвердости, образованию микротрещин, лимитирующих прочностные свойства материала, а также к изменению их оптических, диэлектрических и химических свойств.

Литература:

1. Суховицин А.Е., Голубцов М.А., Кример Г.А., Получение отверстий лазерным лучем в керамических подложках для двухсторонних ГИС. цифрового телевидения //Техника средств связи. Сер. ТПО. – 1983. – Вып. 3. – С. 25-32.

2. Красников А.С., Миркин Л.И. Структура, свойства и лазерное разрушение стеклокристаллических материалов и керамики. – М.: Светоч Плюс, 2009. – 140 с.

DESIGN AND MANIFACTURING OF MULTYLAYER COATING FOR LASER FLUORESENCE SPECTROSCOPY

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

O.V. Iusypova[1], E.B. Brik[1], S.I. Kucheryavyy[2]

О.В. Юсупова[1], Е.Б. Брик[1], С.И. Кучерявый[2]

[1]Photooptic, Ltd.

[2]Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering
of the National Research Nuclear University MEPhI

[1]ООО «ФОТООПТИК», Обнинск

[2]Обнинский институт атомной энергетики –
филиал НИЯУ МИФИ, Обнинск

Design and manufacturing of multilayer coating for laser fluorescence spectroscopy.

Работа посвящена расчету, изготовлению и испытаниям основной тройки светофильтров для лазерной люминесцентной спектроскопии: эмитер, эксайтер, спектроделитель.

Настоящая работа посвящена расчету, изготовлению и испытаниям основной тройки светофильтров для лазерной люминесцентной спектроскопии: эмиттер, эксайтер, спектроделитель. Общие принципы люминесцентной спектроскопии изложены, например, в обзоре [1]. По определению спектроделитель обычно устанавливается под углом 45 градусов к оптической оси и расщепляет падающий луч на два взаимно перпендикулярных луча. В начале становления люминесцентной спектроскопии (ЛС) применялись спектроделители из тонких слоёв серебра. Толщина слоя подбиралась так, чтобы отражение R и пропускание T были примерно равны. При этом получались примерно такие результаты: $R = T = 25$ %, $A = 100\ \% - R - T = 50\ \%$. Применение таких спектроделителей в начале 20-го века позволило использовать объективы с большей числовой апертурой, что повысило разрешающую способность ЛС.

Более эффективные дихроичные спектроделители (ДСД) были впервые предложены Бломбергеном в 1948 году [2]. Дихроичные спектроделители представляют собой многослойные оптические покрытия (ОП) с большим числом слоёв. Современные ДСД имеют в своём составе 40 – 100 и более слоёв. С увеличением числа слоев в ОП расчетные параметры ДСД улучшаются, в то же время усложняется технология их изготовления и, соответственно, растет цена. Структуру (конструкцию) ОП для ДСД (оптические толщины чередующихся слоев, порядок их следования) рассчитывают с помощью компьютерных оптимизационных программ, описанных, например, в работе [3].

1. Проектирование и изготовление спектроделителя для красителя *FAM* и *HEX*

Спектральные зоны возбуждения и эмиссии красителя *FAM* расположены в видимой части спектра и показаны в таблице 1.

Табл. 1.

Спектральные зоны эмиссии и возбуждения красителя *FAM*, *HEX*

Краситель	*Зона возбуждения* Ω_1	*Зона эмиссии* Ω_2
FAM	(450-485) *нм*	510-540 *нм*
HEX	(510-540) *нм*	560-600 *нм*

На основе оптимизационных программ была рассчитана конструкция спектроделителя M55.62*L12, M59.68*L12 и в соответствии с расчетной конструкцией изготовлены экспериментальные образцы. Достигнутые в расчете и измеренные параметры образцов показаны в таблице 2,3.

2. Проектирование и изготовление эмитера, эксайтера для лазерной люминесцентной спектроскопии

Оптические характеристики для пар светофильтров BPF 490/9 (*Ex*), BPF 515/9 (*Em*) и 532/9 (*Ex*), BPF 570/9 (*Em*) представлены на рисунках 1,2. [4].

Табл. 2.

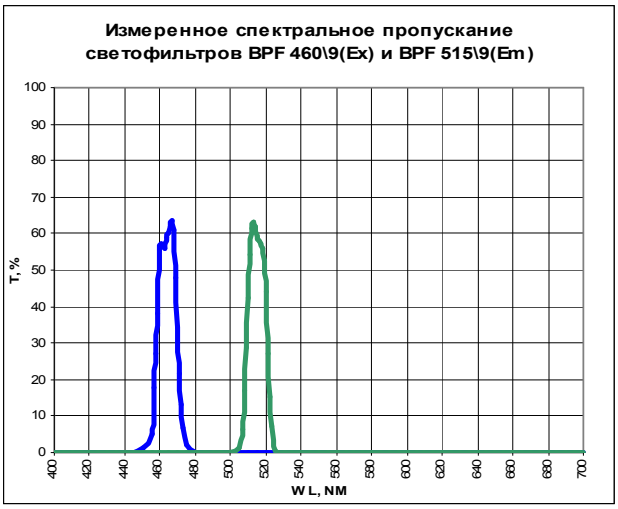
Сравнение расчётных и измеренных характеристик покрытия M55.62*L12. ДСД для *FAM*

№	*Спектральный интервал*	*Требования ТЗ*	*Характеристики M55.62*L12*	
			Значения достигнутые в расчёте	*Измеренные значения. Образец Fsp05*
1.	Ω_1	$T(\lambda) > 80$ %	> 88 %	> 88 %
2.	Ω_1	$T_{cp} > 85$ %	94 %	> 90 %
3.	Ω_1	$\lvert T_{min}/T_{max-1}\rvert < 0.1$	0.06	0.05
4.	Ω_2	$R(\lambda) >= 80$ %	> 90 %	> 70 %
5.	Ω_2	$R_{cp} >= 85$%	> 94 %	> 89 %
6.	Ω_2	$\lvert R_{min}/R_{max-1}\rvert < 0.1$	0.06	0.36

Табл. 3.

Сравнение расчётных и измеренных характеристик покрытия M59.68*L12. ДСД для *HEX*.

№	*Спектральный интервал*	*Требования ТЗ*	*Характеристики M59.68*L12*	
			Значения достигнутые в расчёте	*Измеренные значения. Образец Hsp 03*
1	Ω_1	$T(\lambda) > 80$ %	> 97 %	> 69 %
2	Ω_1	$T_{cp} > 85$ %	> 98 %	> 84 %
3	Ω_1	$\lvert T_{min}/T_{max-1}\rvert < 0.1$	0.04	0.24
4	Ω_2	$R(\lambda) >= 80$%	> 81 %	> 87 %
5	Ω_2	$R_{cp} >= 85$%	> 93 %	> 94 %
6	Ω_2	$\lvert R_{min}/R_{max-1}\rvert < 0.1$	0.15	0.05



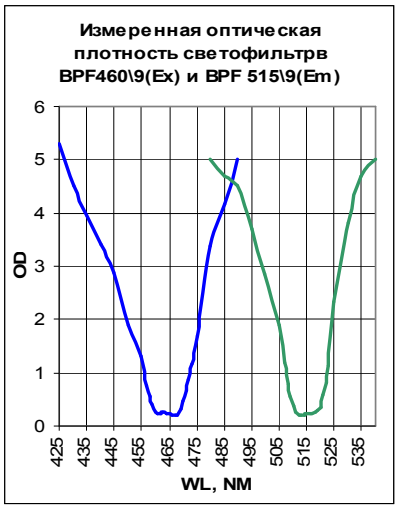


Рис. 1. Измеренное спектральное пропускание и оптическая плотность светофильтров BPF 490/9 (*Ex*), BPF 515/9 (*Em*). Краситель *FAM*.

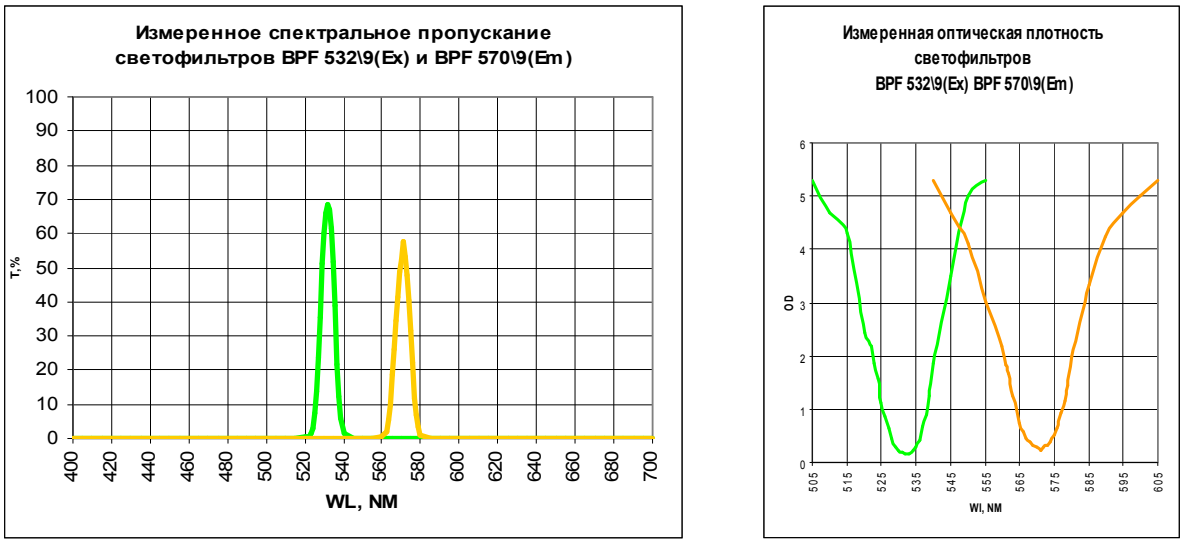


Рис. 2. Измеренное спектральное пропускание и оптическая плотность светофильтров 532/9 (*Ex*), BPF 570/9. Краситель *HEX*.

Литература:

1. Reichman J. Handbook of optical filters for Fluorescence Spectroscopy. Printed by Chroma Technology Corp, 2000 .

2. Kasten F.A. The origin of modern fluorescence spectroscopy and fluorescence probes. Academic press, San Diego, 1989 .

3. Брик Е.Б., Петрова И.И. // Оптика и спектроскопия. – 1989. – Т. 67. – С. 1142 – 1146.

4. http://www.photooptic-filters.com

Section III

INTERACTION BETWEEN LASER RADIATION AND BIOLOGICAL OBJECTS

Секция III

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

GUIDED PHOTOTHERMOLYSIS OF CANCER CELLS, BLOOD CELLS AND SKIN CELLS ON THE BASIS OF GOLD PLASMA-RESONANT NANOPARTICLES OF TITANIUM DIOXIDE AND PHOTOSENSITIZERS TECHNOLOGIES

УПРАВЛЯЕМЫЙ ИК ЛАЗЕРНЫЙ ФОТОТЕРМОЛИЗ РАКОВЫХ КЛЕТОК, КЛЕТОК КРОВИ И КОЖИ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИИ ЗОЛОТЫХ ПЛАЗМОННО-РЕЗОНАНСНЫХ НАНОЧАСТИЦ, НАНОЧАСТИЦ ДИОКСИДА ТИТАНА И ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ

G.G.Akchurin [1,2] G.G.Akchurin ml.[2], A.N.Bashkatov[1], D.N.Bratashov[1], E. Genina[1], D.A.Gorin[1], L.E.Dolotov[1], I.L.Maksimova[1], S.A.Portnov[1], GS, Terentyuk[1], B.N. Khlebtsov[3], N.G.Khlebtsov[1,3], V.V.Tuchin[1,2]

Г.Г.Акчурин [1,2], Г.Г.Акчурин мл.[2], А.Н.Башкатов[1], Д.Н.Браташов[1], Э.А. Генина[1], Д.А.Горин[1], Л.Е.Долотов[1], И.Л.Максимова[1], С.А.Портнов[1], Г.С. Терентюк[1], Б.Н. Хлебцов[3], Н.Г.Хлебцов[1,3], В.В.Тучин[1,2]

[1] Saratov State University named for N.G.Chernyshevskogo,

[2]IPMC RA S, Saratov,

[3]IBPPM RAS, Saratov

[1] Саратовский госуниверситет им.Н.Г.Чернышевского,

[2] ИПТМУ РАН, г. Саратов,

[3] ИБФРМ РАН, г. Саратов

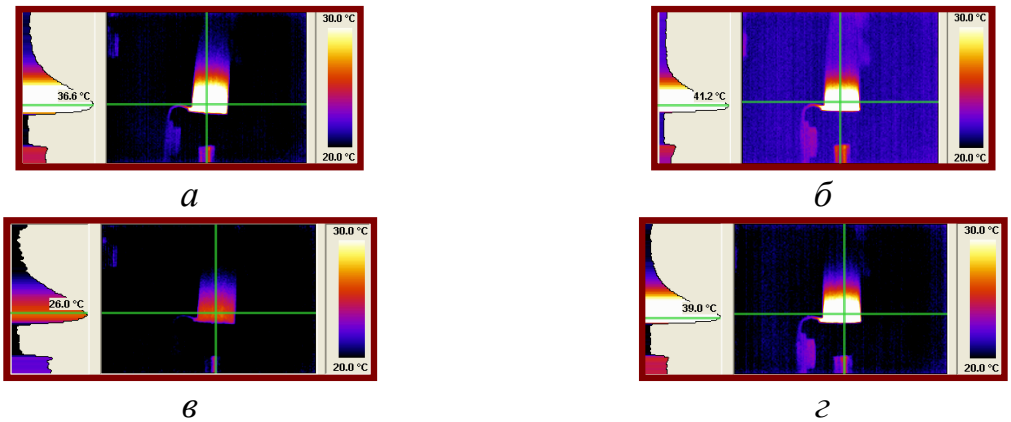
Наиболее эффективным методом инактивации раковых клеток является фотодинамическая технология при использовании фотосенсибилизаторов при резонансном лазерном облучении красителя в опухоли. Однако фотосенсибилизаторы обладают токсичностью и незначительной контрастностью накопления в раковых клетках (2-3). Альтернативным методом локального разрушения раковых клеток является развиваемая в последнее время технология ИК лазерного фототермолиза на основе золотых плазмонно-резонансных нанооболочек и наностержней [1-4]. Для оптимизации технологии лазерного фототермолиза раковых клеток необходимо проведение исследований распределения температуры по глубине на фантомах, представляющих физраствор плазмонно-резонансных наночастиц. Проведенные эксперименты позволили разработать технологии управляемого лазерного фототермолиза при

измененииии плазмонного резонанса, концентрации наночастиц, выбором режимов лазерного воздействия (плотностью мощности, непрерывный или импульсный с определенной скважностью).

Нами проводились эксперименты по фототермолизу биотканей крысы in vivo при внутритканевом и внутривенном введении наночастиц и оптимизированы режимы ИК инжекционного полупроводникового лазера (810 *нм*), работающего как в непрерывном, так и в микроимпульсном режиме.

Проведены эксперименты по ИК лазерному фототермолизу при использовании золотых нанооболочек, наностержней на спонтанных опухолях собак и кошек, а также на перевиваемых опухолях крыс [5].

Проведены сравнительные исследования особенности ИК лазерного нагрева раствора золотых плазмонно-резонансных наночастиц (модель дискретной среды) и раствора фотосенсибилизатора (непрерывная среда). Обнаружено, что при импульсном лазерном фототермолизе на основе золотых плазмонно-резонансных нанооболочек и наностержней можно достигнуть существенно большей локальности нагрева при которой среда остается холодной. В режиме непрерывного лазерного облучения использование наночастиц и молекул фотосенсибилизатора приводят к сравнимым результатам.



а *б*

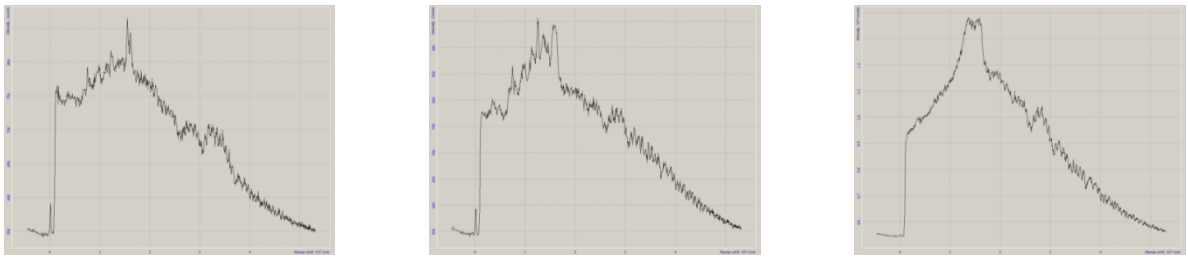
в *г*

Рис. 1. Термограммы пространственного нагрева раствора золотых нанооболочек *Au/SiO* (30/140 *нм*; 37 *μg/ml*; *а, в*) и индоцианина зеленого (ICG 10^{-4} *mM/ml* – 75 *μg/ml*; *б,г*) при воздействии резонансного лазерного излучения (810 нм); средняя мощность 1 *Вт*, энергия 180 *Дж* ; *а, б* – непрерывной режим, *в,г*- импульсный режим, длительность импульса – 1 *мс*, скважность – 2; тепловизор IRISYS 4010 (InfraRed Integrated System Ltd, UK).

Технология лазерного фототермолиза опухолей сдерживается трудностью определения плотности фотонов в реальных биотканях. Теоретически исследованы особенности взаимодействия лазерного излучения с биотканями, содержащими золотые наночатицы, рассчитано пространственное распределение поглощенных фотонов (метод Монте-Карло) и температурные эффекты. Для сравнения численных результатов с экспериментом необходимо исследование лазерного фототермолиза на отдельных клетках.

Проведены детальные эксперименты по фототермолизу эритроцитов цельной крови in vitro при введении в 10 *мкл* каплю крови с антикоагулянтом золотых нанооболочек SiO_2 */Au* с концентрацией 10^9 $см^{-3}$ и воздействии ИК лазерного резонансного излучения (810 *нм*) при плотности мощности несколько $Вт/см^2$.

Контроль локального клеточного лазерного фототермолиза форменных образований крови человека осуществлялся на основе конфокальной рамановской спектроскопии. Такой неинвазивный метод позволяет определить порог функциональной необратимости повреждения живой клетки при фототермолизе из исследования изменения колебательных спектров внутриклеточных биомолекул. Использование оптического конфокального рамановского томографа при зондировании лазерным излучением с длиной волны в синей спектральной области (473 *нм*), совпадающей с полосой поглощения гемоглобина, позволило при уровнях мощности не более 20 *мВт* осуществлять контролируемый локальный (менее микрона) фототермолиз внутри одного эритроцита в течение нескольких секунд.



а *б* *в*

Рис.2. Спектры комбинационного рассеяния (100 – 4000 $см^{-1}$) одного эритроцита in vitro при зондировании излучением синего лазера (473 *нм*) мощностью 24 *мВт* и размером фокального пятна 2 микрона; *а* – до облучения, *б* – край эритроцита, *в* – карбонизированный некроз в центре лазерного пятна; время облучения 10 *с*.

Анализ рамановских спектров гемоглобина, эритроцитов цельной крови и эритроцитов, подверженных контролируемому лазерному фототермолизу позволил определить спектральные компоненты наиболее чувствительные к воздействию температуры. Использование золотых плазмонно-резонансных нанооболочек с управляемым поверхностным зарядом позволил создавать векторную доставку к нормальным эритроцитам или патологическим серповидно-клеточным и исследовать особенности селективного лазерного фототермолиза.

Лазерный конфокальный рамановский томограф позволил исследовать в цельной крови молекулярные спектры лейкоцитов и тромбоцитов.

Предложен новый способ доставки наночастиц в кожу с помощью фракционной лазерной микроабляции ее поверхности и воздействия ультразвука. В результате проведенных исследований in vivo и in vitro показано, что при использовании импульсов эрбиевого лазерного излучения на длине волны 2940 *нм* с энергией от 0.5 до 3 *Дж* глубина внедрения наночастиц диоксида титана диаметром 100 нм с поверхности в глубь кожи варьируется от 150 до 400 *мкм* [6].

Литература:

1. Huang X., Jain P.K., El-Sayed I.H., El-Sayed M.A. Plasmonic photothermal therapy (PPTT) using gold nanoparticles // Laser Med.Sci. 2008,V.23,P.217-228.

2. Huang X., I. H. El-Sayed, W. Qian, and M. A. El-Sayed, Cancer cell imaging and photothermal therapy in the near-infrared region by using gold nanorods. // *J. Am. Chem. Soc*.. – 2006. – V. 128. – P. 2115-2120.

3. Maksimova I.L., Khlebtsov B.N., Terentyuk G.S., Akchurin G.G. Jr., Ermolaev I.A., Skaptsov A.A., E.P. Soboleva[3], Khlebtsov N.G. Near-infrared laser photothermal therapy of cancer by using gold nanoparticles: computer simulations and experiment. // Medical Laser Applications. – 2007. – V. 22. – P. 95-105-112.

4. Максимова И.Л., Акчурин Г.Г. Терентюк Г.С., Хлебцов Б.Н., Акчурин Г.Г.мл., Ермолаев И.А., Скапцов А.А., Ревзина Е.М., Тучин В.В, Хлебцов Н.Г Лазерный фототермолиз биотканей с использованием плазмонно-резонансных наночастиц. // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 36. – № 6.

5. Terentyuk G.S., Galina N. Maslyakova, Suleymanova L.V., Khlebtsov B.N., Kogan B.Ya., Akchurin G.G., Shantrocha A.V., Maksimova I. L., Khlebtsov N.G. Tuchin V.V. Circulation and distribution of gold nanoparticles and induced alterations of tissue morphology at intravenous particle delivery // J. Biophoton. 2, 2009. – №. 5, P. 292–302. / DOI 10.1002/jbio.200910005.

6. Генина Е.А., Башкатов А.Н., Долотов Л.Е., Терентюк Г.С., Маслякова Г.Н., Зубкина Е.А., Тучин В.В., Ярославский И.В., Альтшулер Г.Б. Фракционная лазерная абляция кожи с целью усиления ее проницаемости для наночастиц // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41. – № 5. – С.396-401.

USE OF LASER BEAM FOR INSTANT DIAGNOSIS OF FUNCTIONAL STATE OF PLANTS

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЭКСПРЕСС-ДИАГНОСТИКИ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ РАСТЕНИЙ

[1]Budagovskaya O.N., [2]Solovykh N.V., [2]Budagovsky A.V., [3]Budagovsky I.A.

[1]Будаговская О.Н., [2]Соловых Н.В., [2]Будаговский А.В.,[3]Будаговский И.А.

[1]I.V. Michurin All – Russian Research Institute of Horticulture, Michurinsk;

[2]I.V. Michurin All – Russian Research Institute of Fruit Crops Genetics and Breeding

[3]P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

[1]ВНИИ садоводства им. И.В. Мичурина, Мичуринск.

[2]ВНИИ генетики и селекции плодовых растений им. И.В. Мичурина, Мичуринск.

[3]ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Diverse methods of diagnostics of plant functional state with use of coherent light are under consideration. Such interrelating characteristics of laser irradiation as coherence, monochromatic and intensive spectral luminance allow obtaining various information on biosystem functioning.

Взаимообусловленные свойства лазерного излучения: когерентность, монохроматичность и высокая спектральная яркость позволяют получить важную информацию о функционировании биосистем. Установлено, что

степень когерентности лазерного пучка, после взаимодействия с тканями или органами растения зависит от их физиологического состояния. Действие различных дестабилизирующих факторов (физических, химических, биотических), нарушающих нормальное функционирование организма, обнаруживается по снижению статистической упорядоченности рассеянного зондирующего пучка. Например, по мере развития инфекции регистрировали двукратное снижение когерентности и такой же рост интенсивности излучения, прошедшего через листовую пластинку (рис. 1). Причиной является изменение микроструктурной организации ткани и снижение в ней концентрации хлорофилла в результате действия патогена. При дефиците минерального питания внесение необходимых элементов (*Mn, Cu, Fe*), наоборот, повышает корреляцию фаз в рассеянной тканями световой волне (рис. 2). Развитие микробных или физиологических заболеваний плодов, а также повреждения их покровных тканей могут диагностироваться по более низким значениям когерентности отражённого потока (рис. 3). Это позволяет проводить автоматическую сортировку фруктов и овощей по товарному качеству.

Высокая монохроматичность лазерного излучения позволяет селективно возбуждать различные хромофоры клеток, в частности хлорофилл. Динамика его флуоресценция является универсальным показателем функционирования фотосинтетического аппарата растений. На этом принципе разработаны новые методы и реализующие их приборы, осуществляющие экспресс диагностику по скорости изменения индуцированной флуоресценции хлорофилла – динамическому показателю (рис. 4 и 5). Они существенно чувствительнее известных и могут решать широкий круг селекционных, биотехнологических, экологических и агрономических задач.

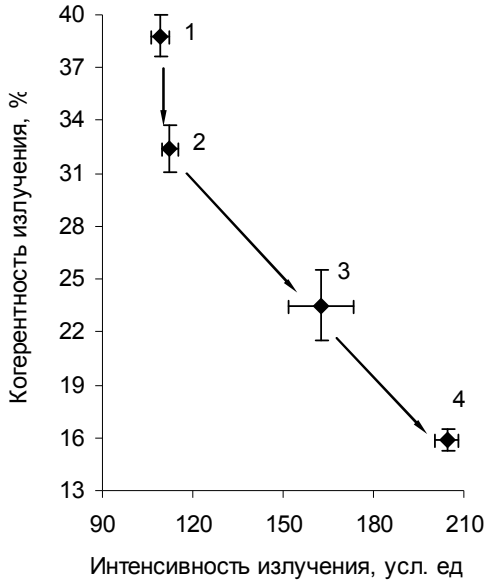


Рис. 1. Параметры лазерного излучения (632,8 *нм*), рассеянного листовыми пластинками шпината при различной степени поражения патогеном *Perenospora sp.*

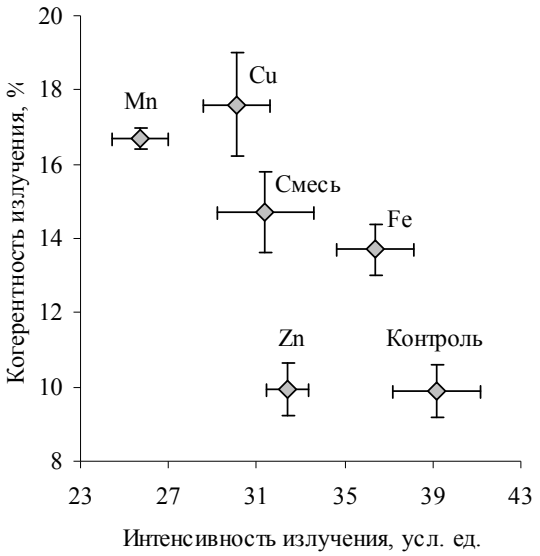


Рис. 2. Оптические характеристики зондирующего лазерного излучения, рассеянного листовыми пластинками чая при внекорневом внесении различных микроэлементов.

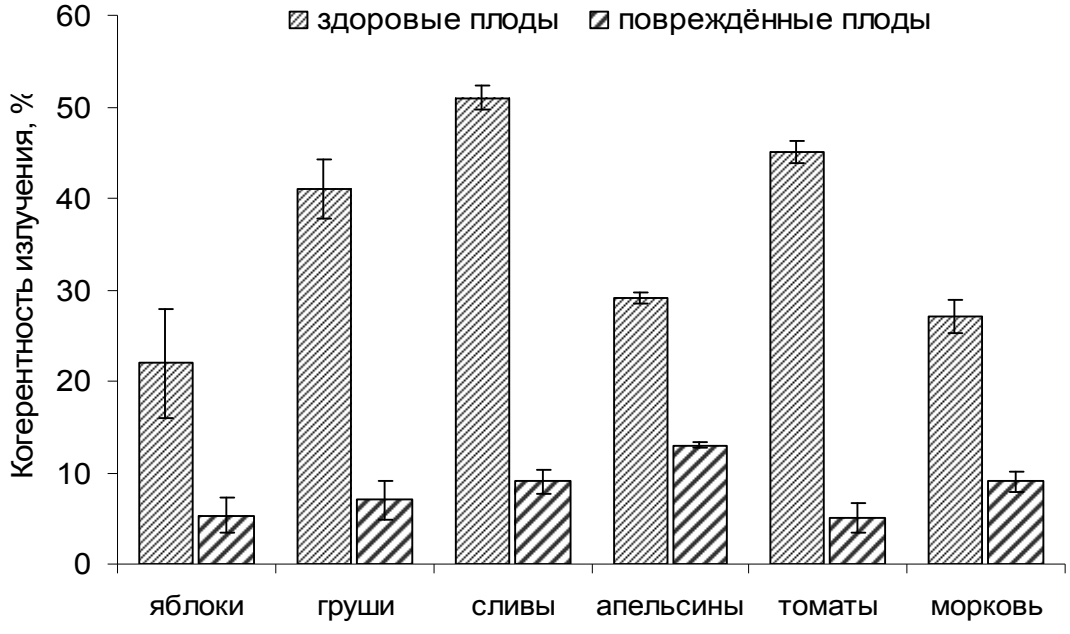


Рис. 3. Изменение степени когерентности рассеянного лазерного излучения при повреждении плодов различных сельскохозяйственных культур.

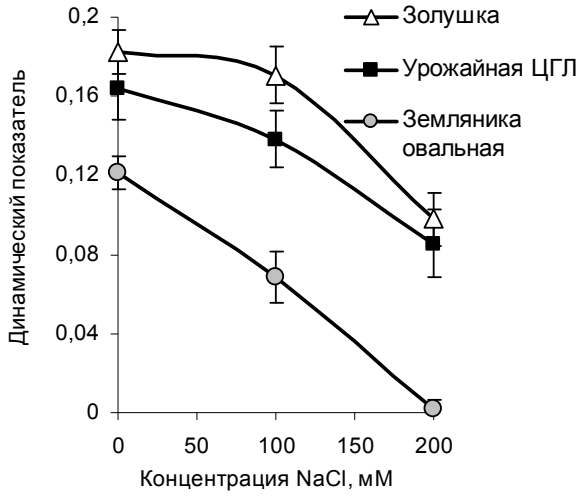


Рис. 4. Оценка различных сортов земляники на солеустойчивость.

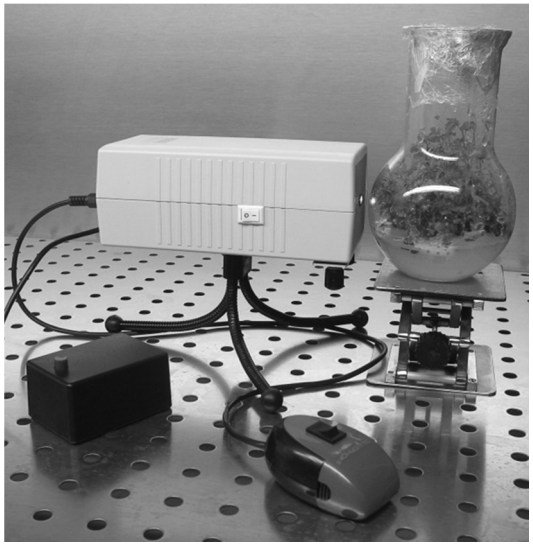


Рис. 5. Прибор для экспресс-диагностики функционального состояния растений в культуре *in vitro*.

С использованием высокой спектральной яркости лазерных пучков, разработаны методы ускоренной оценки адаптивного потенциала растений по параметрам фотодеструкции. Фотодеструкция является результатом процессов свободнорадикального окисления компонентов фотосинтетических мембран: липидов и пигментов под действием интенсивного света. Первичными инициаторами окислительного повреждения являются активные формы кислорода (АФК) и возбужденные молекулы хлорофилла в триплетном состоянии. Устойчивость хлоропластов к фотодеструктивным повреждениям связывают с действием антиоксидантных систем, в частности с содержанием каротиноидов и других фотозащитных пигментов, вызывающих релаксацию возбужденных состояний молекул пигмента и АФК. В норме повреждающее действие избыточного освещения компенсируется за счет реакций репарации фотосистемы 2 (синтез и замена поврежденного белка D1 реакционного центра ФС - 2), временной депрессии фотосинтеза, увеличения количества и активности веществ антиоксидантной природы, темнового восстановления хлоропластов.

Однако за порогом компетенции репарационных систем наступают необратимые повреждения фотосинтетического аппарата клетки.

В предложенном методе лазерный пучок при взаимодействии с растительной тканью выполняет деструктивные и измерительные функции. При этом рассеянный комбинированный поток будет иметь два компонента: флуоресцентный и зондирующий. У устойчивой ткани вначале наблюдается снижение оптического сигнала за счёт фотосинтетического тушения флуоресценции хлорофилла (рис. 6). И лишь спустя несколько минут происходит рост его интенсивности, обусловленный выцветанием (фотодеструкцией) хлорофилла. В ткани с низкой функциональной активностью разрушение пигмента происходит значительно быстрее и без выраженного тушения его флуоресценции. Интервал времени между началом действия лазерного излучения и началом роста комбинированного сигнала может служить оценкой адаптивного (антиоксидантного) потенциала фотосинтезирующих клеток.

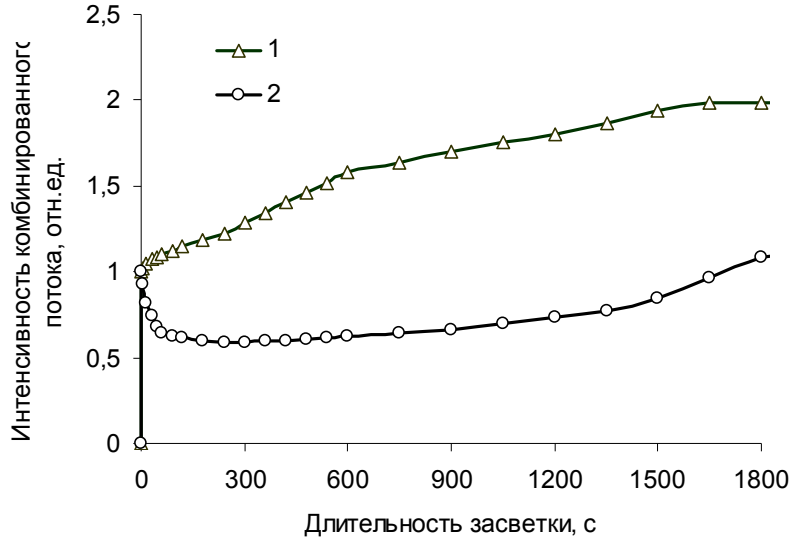


Рис. 6. Динамика фотодеструкции листьев вишни с низкой – *1* и высокой – *2* функциональной активностью.

Таким образом, благодаря специфическим свойствам лазерного излучения удается получить комплексную оценку функционального состояния растительных организмов.

PLANT BODIES` RESPOND TO «BEFORE-THERMAL» INTENSION LASER BEAM

РЕАКЦИЯ РАСТИТЕЛЬНЫХ ОРГАНИЗМОВ НА ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДОТЕПЛОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

A.V. Budagovsky

А.В. Будаговский

I.V. Michurin All–Russian Research Institute of Fruit Crops Genetics and Breeding, Michurinsk

ВНИИ генетики и селекции плодовых растений им. И.В. Мичурина, Мичуринск

The experiments were conducted on plant organisms response to short-term effect of low intensive laser irradiation. The mechanisms established reveal regulatory mechanism of coherent light effect characterized by non-specificity, resistance and non-self precision. Statistic parameters of irradiation resulted from correlation of photon group phases play an important role in biological response development.

Несмотря на пятидесятилетний период исследований, механизм стимуляционного действия низкоинтенсивного когерентного излучения (НКИ) остаётся предметом дискуссий. Наиболее спорными являются пять следующих вопросов: Энергетический или регуляторный характер проявляет НКИ? Специфична ли ответная реакция различных биосистем? Каковы необходимые условия стимуляционного эффекта? Каков механизм запоминания этого эффекта в пострадиационный период? Существенна ли роль когерентности света в фотобиологических процессах? Для ответа на них проведен комплекс исследований с различными организмами, которые подвергали кратковременному лазерному облучению дотепловой интенсивности. Установлены следующие закономерности ответной реакции растений на действие НКИ.

1. Величина ответной реакции различных биосистем в широком диапазоне параметров облучения не определяется количеством поглощённой энергии и не соответствует дозовому закону Бунзена-Роско. Эквивалентные изменения длительности воздействия и интенсивности этого процесса в разной степени

влияют на функциональную активность клеток (рис. 1). Это указывает на регуляторный, а не энергетический характер действия НКИ.

2. Различные биологические модели: пыльца, семена, плоды, черенки, вегетирующие растения, культура тканей, микроаргонизмы, животные клетки проявляют однотипную ответную реакцию на НКИ. Зависимость выраженности процессов пролиферации, регенерации, репарации, иммунных, адаптивных и т.п. от длительности облучения носит нелинейный многомодальный (многоэкстремальный) характер, наблюдаемый во временном диапазоне от долей секунды до десятков минут (рис. 2). Максимумы стимуляционного эффекта имеют биологически значимые и статистически достоверные различия с показателями необлучённого контроля.

3. Для лазерной стимуляции биологического процесса необходима эндогенная инициация его активности. Воздействие НКИ несамодостаточно для включения de novo каких-либо определённых цепей эпигенетической регуляции. Оно лишь создает потенциальные возможности усиления тех процессов, которые запускаются действием иных факторов и условий. Экспериментально установлено, что пострадиационное лазерное облучение растений существенно эффективнее дорадиационного. Данная закономерность проявляется не только на репарационных, но и других, например, иммунных процессах.

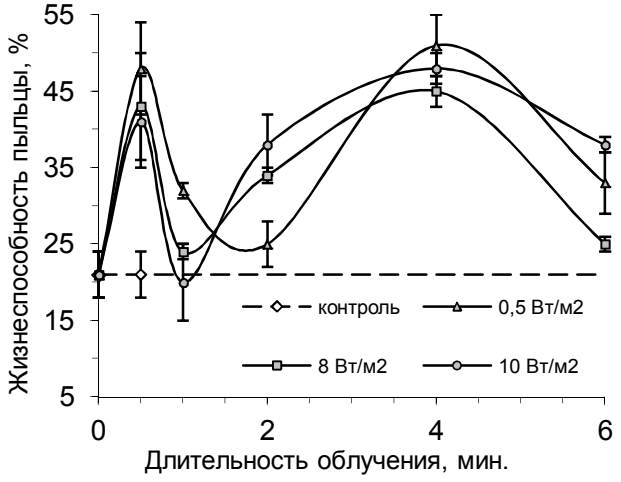


Рис. 1. Зависимость прорастания пыльцы вишни от длительности лазерного облучения (632,8 *нм*) при различных плотностях мощности.

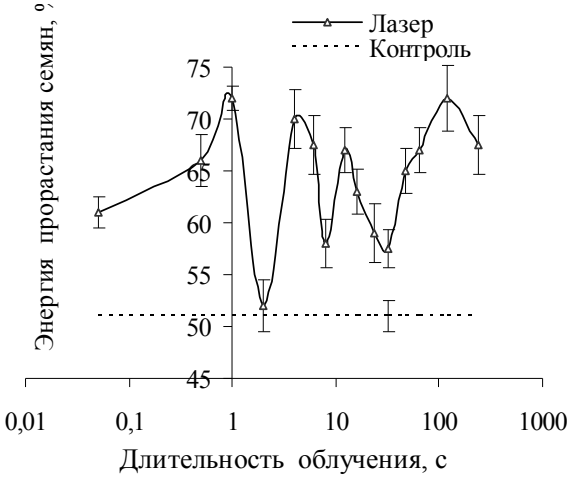


Рис. 2. Многомодальный характер ответной реакции семян ячменя на лазерное облучение в диапазоне 0,05…240 С.

В модельной динамической системе в культуре *in vitro* наличие только сапрофитной микрофлоры не оказало заметного влияния на развитие проростков овса (вариант опыта *S*) (рис. 3). Доля вегетирующих *in vitro* растений достаточно высока – 92 *%*. Однако, лазерное облучение нестерильных, с сапрофитной инфекцией, зерновок (вариант *S*+*L*), достоверно (*P* > 0,99) снизило их всхожесть. Число непроросших семян увеличилось в 2,5 раза на фоне заметного усиления развития сопутствующей, непатогенной микрофлоры. Еще больше подавило всхожесть семян искусственное заражение патогеном *Fusarium avenacium*. В этом варианте опыта (S+P) число непроросших или с погибшими проростками зерновок в 3,4 раза превысило контрольный показатель (вариант S) при уровне значимости нулевой гипотезы $\alpha < 0.01$.

Присутствие патогена диаметрально изменило результат действия НКИ. Выход вегетирующих растений в варианте (S + L) + P увеличился почти до контрольного уровня, а число нефункциональных семян сократилось в сравнении с необлучённым вариантом (S + P) в 1,8 раза (P > 0,99). Объяснить это можно тем, что жизнедеятельность паразита по цепи химической регуляции индуцировала иммунную реакцию хозяина, которая при лазерном облучении получила возможность большей экспрессии. В результате возросшей фунгицидной активности облученных семян была подавлена как паразитная, так и сапрофитная микрофлора.

4. Повышение функциональной активности растительных организмов носит устойчивый характер и наблюдается в течение времени, превышающего период облучения и релаксации продуктов фотореакции. Воздействие НКИ на соматические ткани приводит в процессе вегетации к трансгрессии (расщеплению) ростовых признаков в генетически однородной популяции растений (рис. 4).

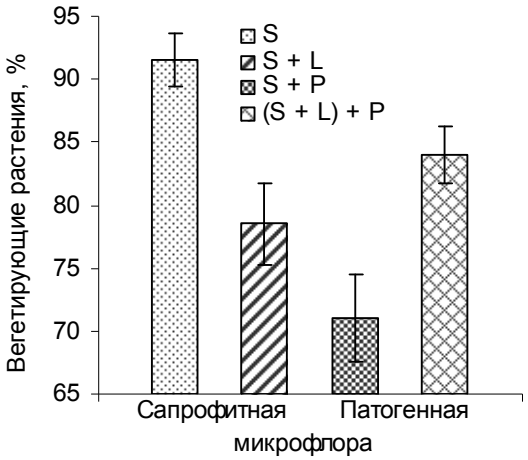


Рис. 3. Количество вегетирующих растений овса сорта Горизонт в культуре *in vitro* при различных действующих факторах (пояснения в тексте).

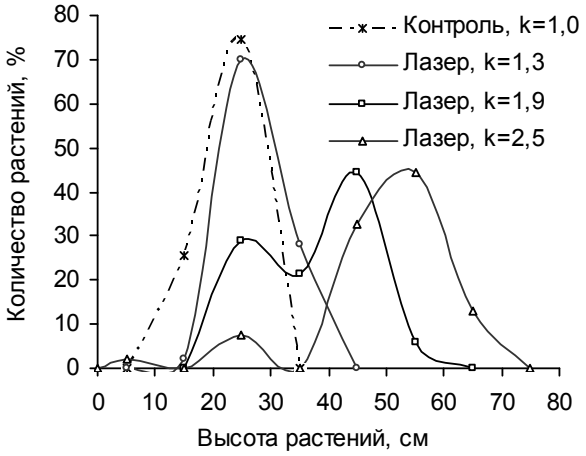


Рис. 4. Распределение однолетних растений смородины по высоте при значениях коэффициента стимуляции *k*, определённых на различных длительностях лазерного облучения.

Согласно полученным результатам, одна часть растений остаётся индифферентной к НКИ, а другая реагирует максимально возможным образом. При оптимизации режимов облучения возрастает коэффициент стимуляции *k*, равный отношению средних значений результативного признака в опыте и контроле. Это сопровождается усилением трансгрессии и увеличением доли растений с наибольшей силой роста. Такая картина отвечает дискретному переключению экспрессии соответствующих генов. Следовательно, устойчивость стимуляционного эффекта может поддерживаться механизмом двухоперонного триггера, открытого Ж. Моно и Ф. Жакобом (1964), т.е. на эпигенетическом уровне.

5. Фотоиндуцированная реакция растительных клеток зависит от статистической упорядоченности действующего излучения. Физиологически значимой для них является не только временная, но и пространственная когерентность (таблица). Выраженность стимуляционного эффекта тем выше, чем большая часть клетки помещается в объёме когерентности действующего излучения.

Таблица. Зависимость фотоиндуцированного эффекта от статистических параметров квазимонохроматического света

Объект облучения	*Средний размер клеток, мкм*	*Статистические параметры облучения*		*Коэффициент стимуляции*	*Существенность различий с контролем*
		L_k, *мкм*	r_k, *мкм*		
Семена редиса	15…25	Более 1000	Более 1000	2,1	P > 0,98
		32	40	1,7	P > 0,98
Микропобеги ежевики	10…20	Более 1000	Более 1000	3,9	P > 0,99
		32	5	2,1	P < 0,85
Пыльца сливы	40…60	Более 1000	Более 1000	2,9	P > 0,99
		32	40	1,4	P > 0,99
		32	5	1,1	P < 0,93

Установленные закономерности ответной реакции растительных организмов указывают на регуляторный механизм действия НКИ, который характеризуется неспецифичностью, устойчивостью и несамодостаточностью своего проявления. Важную роль в формировании биологической реакции играют и статистические параметры НКИ, обусловленные корреляцией фаз фотонного коллектива.

THE POSSIBILITY OF USING FREQUENCY-STABILIZED HELIUM-NEON LASER LGN-303 FOR BIOFEEDBACK AND LASER THERAPY

A.N. Vlasov

Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan

Practical problems in biology and medicine is largely associated with the search for ways to effectively manage the vital activity of biological objects (biofeedback) by chemical or physical influences. Physical methods compared to chemical methods provide higher selectivity and localization effects, but they require more careful selection of the necessary parameters of appropriate technical devices. Among these devices are highly efficient lasers that significantly affect the sol-gel transitions [1] in the cells of biologically active points of the body. An important

factor is the selection of the frequency modulation of laser radiation in accordance with the biorhythms of the body. In this respect it may be useful to use a frequency-stabilized lasers, reacting sharply to the back reflection, resulting in the modulation of amplitude and frequency of radiation. This can (at least in principle) to have some impact on biological objects. It is known that backward reflection significantly increase the frequency instability of the radiation of frequency-stabilized lasers [2], and the laser frequency fluctuations lead to corresponding fluctuations in the error signal at the output of the optical discriminator [3]. Thus, the spectrum of the error signal in some way related to the nature of the movements of surfaces, which give the reverse reflection. On the basis of this idea was created by the converter, in which the error signal, after appropriate amplification controls the frequency of the sound generator that has a start frequency of about 30 *kHz*. In the presence reverse reflections of the sound generator gave a wide range of frequencies, some of which was included in the audible range, and reproduced the acoustic device. The spectrum is also detected with a spectrum analyzer using fast Fourier transform. As it turned out, audible sound, and the resulting spectrum depend strongly on the type of the reflecting surface from the environment. If you used a solid object with a diffusely reflecting surface, such as a cardboard box, it produces a sound like a rattle. With the use of biological objects, such as human skin, produces a sound vaguely reminiscent of the singing birds. However, if the laser beam incident on the affected skin area, the nature of the sound changed considerably. The study discovered the phenomenon, if it is stable frequency can allow a device that gives useful information about the properties of the irradiated biological object and nature of influence on it the environment.

References:

1. Zaguskin, S.L. Bioresonance and biofeedback with laser therapy // Photonics. – 2012. – № 3 (33). – P. 62 – 68. [In Russian].

2. Vlasov, A.N. The effect of the inverse reflections in the optical two-mode laser discriminator / A.N. Vlasov, V.E. Privalov, E.G. Chulyaeva // Opt. – 2002. – Volume 92. – № 4. – P. 701 – 703. [In Russian].

3. Vlasov, A.N. The spectrum of the optical signal at the output of the discriminator in the systems stabilize the oscillation frequency of gas lasers / A.N. Vlasov, V.M. Grimblatov, and V.V. Teselkin // Electronic Engineering. – 1973. – Series 4. Vacuum-tube and gas-discharge devices. – Vol. 12. – P. 34 – 41. [In Russian].

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЧАСТОТНО-СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ГЕЛИЙ- НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА ЛГН-303 ДЛЯ БИОУПРАВЛЕНИЯ И ЛАЗЕРНОЙ ТЕРАПИИ

А. Н. Власов

Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

Практические задачи биологии и медицины в значительной степени связаны с поиском способов эффективного управления жизнедеятельностью биологических объектов (биоуправления) посредством химических или физических воздействий. Физические способы по сравнению с химическими способами обеспечивают более высокую локальность и избирательность воздействия, но при этом требуют более тщательного подбора необходимых параметров соответствующих технических устройств. Среди этих устройств весьма эффективными являются лазеры, существенно влияющие на золь-гель переходы [1] в клетках биологически активных точек организма. Важным фактором при этом является подбор частоты модуляции лазерного излучения в соответствии с биоритмами организма. В этом плане весьма полезным может оказаться использование частотно-стабилизированных лазеров, остро реагирующих на обратные отражения, в результате которых возникает модуляция амплитуды и частоты излучения, что может (по крайней мере в принципе) оказывать определённое воздействие на биологические объекты.

Известно, что обратные отражения существенно увеличивают нестабильность частоты излучения частотно-стабилизированных лазеров [2], при этом флуктуации частоты лазера приводят к соответствующим флуктуациям сигнала ошибки на выходе оптического дискриминатора [3]. Таким образом, спектр сигнала ошибки определённым образом связан с

характером движений поверхностей, дающих обратное отражение. На основе этой идеи был создан конвертер, в котором сигнал ошибки после соответствующего усиления управлял частотой звукового генератора, имеющего в начальную частоту около 30 *кГц.* При наличии обратных отражений звуковой генератор давал широкий спектр частот, часть которого входила в слышимый диапазон и воспроизводилась акустическим устройством. Спектр также регистрировался анализатором спектра с использованием быстрого преобразования Фурье. Как оказалось, слышимый звук, а также получаемый спектр существенно зависят от типа отражающей поверхности и от воздействия окружающей среды. Если использовался твёрдый предмет с диффузно отражающей поверхностью, например картонная коробка, то получался звук, напоминающий некий скрежет. При использовании биологических объектов, например, кожи человека, получался звук, отдалённо напоминающий пение птицы. При этом если луч лазера попадал на повреждённый участок кожи, характер звука существенно менялся. Изучение обнаруженного феномена, в случае его устойчивой повторяемости, может позволить создать устройство, дающее полезную информацию о свойствах облучаемого биологического объекта и характере воздействия на него окружающей среды.

Литература:

1. Загускин С.Л. Биорезонанс и биоуправление при лазерной терапии [текст] // Фотоника. – 2012. – № 3 (33). – С. 62 – 68.

2. Власов А.Н. О влиянии обратных отражений в оптическом дискриминаторе двухмодового лазера / Власов А.Н., Привалов В.Е., Чуляева Е.Г. // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 92. – № 4. – С. 701 – 703.

3. Власов А.Н. Исследование спектра сигнала на выходе оптического дискриминатора в системах стабилизации частоты генерации газовых лазеров [Текст] / Власов А.Н., Гримблатов В.М., Тесёлкин В.В. // Электронная техника. – 1973. – Серия 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. – Вып. 12. – С. 34 – 41.

METHOD OF SPEKTRAL ANALYSIS AND DETERMINATIONS OF CONCENTRATION COMPONENTS IN TURBID SUBSTANCE

СПОСОБ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА И ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ КОМПОНЕНТ МУТНОГО ВЕЩЕСТВА

O.L. Golovkov, G.A. Kuptsova

О.Л. Головков, Г.А. Купцова.

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань

In article authors represent easy method of spectral analysis of turbid substance.

Современные спектральные методы не предназначены для определения концентрации компонент мутных сред, так как на спектры поглощения веществ накладывается рассеяние света. Спектральный анализ мутных сред актуален для мониторинга окружающей среды, анализа крови через кожу и т.п.

Для вывода выражений использовались следующие допущения:

– чем меньше зона облучения и чем меньше апертура фотоприемного устройства, тем выше точность измерения [1];

– фаза и поляризация рассеянного света в условиях многократного рассеяния света в СРС не учитывается, так как это несущественно;

– распространение пучка света в СРС при условии, что к нему не добавляется рассеянное излучение из окружающего пространства, описывается законом Бугера-Ламберта-Бэра;

– вероятность m – кратного рассеяния описывается соотношением Пуассона [2]:

$$P_{(m)}(l) \cong \frac{(\mu_s \cdot l)^m}{m!} e^{-\frac{\mu_s \cdot l}{m}} \qquad (1)$$

где μ_s – коэффициент рассеяния среды, l – траектория распространения луча света. Так как при увеличении кратности рассеяния происходит пропорциональное увеличение траектории пути, то под экспонентой установлен множитель l/m.

Излучение, пришедшее на фотоприемник и не испытавшее рассеяния, описывается выражением:

$$P_0^{\lambda 1} = g_{\lambda 1} \cdot I_0 \cdot \exp(-\mu_s + c_1\xi_1^{\lambda 1} + ... + c_n\xi_n^{\lambda 1})L \qquad (2)$$

где I_0 – интенсивность падающего на объект света, c_1 – концентрация первой определяемой компоненты среды, c_n – концентрация n-й определяемой компоненты среды $g_{\lambda 1}$ – чувствительность фотоприемника на длине волны излучения λ_1, $\xi_1^{\lambda 1}$ – приведенный коэффициент поглощения света первой компонентой на длине волны излучения λ_1, $\xi_n^{\lambda 1}$ –приведенный коэффициент поглощения света компонентой n на длине волны излучения λ_1, L – толщина объекта.

Тогда излучение, пришедшее на фотоприемник и испытавшее однократное рассеяние, описывается выражением:

$$P_1^{\lambda 1} = g_{\lambda 1} \cdot I_0 \cdot P_1(L)(\mu_s \cdot f(\alpha))\exp(-\mu_s + c_1\xi_1^{\lambda 1} + ... + c_n\xi_n^{\lambda 1})L \qquad (3)$$

$f(\alpha)$ – диаграмма направленности однократного рассеяния излучения частицами среды.

Тогда излучение, пришедшее на фотоприемник и испытавшее двукратное рассеяние, смотри фигуру 1, описывается выражением:

$$P_2^{\lambda 1} = 2\pi \cdot g_{\lambda 1} \cdot P_2(l) \cdot I_0 \int_0^L \int_0^{L-r_1} \int_0^{\alpha} \frac{\left(\mu_s \cdot f(\alpha)\right)^2}{L(L-r_1)} \exp\left(-\left(\mu_s + c_1\xi_1^{\lambda 1} + ... + c_n\xi_n^{\lambda 1}\right)l\right) d\alpha dr_2 dr_1 \qquad (4)$$

где $l = r_1 + \frac{r_2}{\cos(\alpha)} + \sqrt{\left(\frac{r_2}{\cos(\alpha)}\right)^2 + (L-r_1)^2 - 2(L-r_1)^2 r_2}$, r_1 – длина пути луча света до первого акта рассеяния, r_2 – проекция на ось X длины пути распространения произвольного луча света после второго акта рассеяния, α – угол отклонения произвольного луча света при одном акте рассеяния.

Так как двукратное рассеяние отличается от однократного одним конусом рассеяния, а трехкратное рассеяние отличается от двукратного так же конусом рассеяния, то выдвинуто предположение, что распределение лучей света по их длине пути в СРС для трехкратного рассеяния пропорционально отношению выражений (4) к (3). Тогда сигнал, поступающий на фотоприемник от всех лучей света, прошедших через среду, равен:

$$P_{\lambda 1} = P_0^{\lambda 1} + P_1^{\lambda 1} + P_2^{\lambda 1} + \sum_{m=3}^{\infty} \frac{\left(P_2^{\lambda 1}\right)^{m-1}}{\left(P_1^{\lambda 1}\right)^{m-2}} \quad (5)$$

При изменении толщины исследуемого объекта на ΔL на фотоприемник приходит сигнал $P_{\lambda 1}{}'$.

Проведенный анализ показал, что для определения концентрации i компонент мутной однородной среды достаточно произвести измерение параметров $P_{\lambda 1}$ и $P_{\lambda 1}{}'$ при облучении объекта $i+1$ разными монохроматическими составляющими света, при этом для каждой монохроматической составляющей спектра излучения источника света должны быть известны коэффициенты экстинкции для определенной компоненты среды и эти коэффициенты должны быть разными как минимум для двух монохроматических составляющих спектра облучения. Искомый результат концентраций i компонент среды при $\Delta L << L$ определяется из системы $i + 1$ уравнений:

$$\begin{cases} \frac{P'_{\lambda 1}}{P_{\lambda 1}} = \exp\left(-\Delta L \cdot \left(\mu_s + c_1 \cdot \xi_1^{\lambda 1} + \ldots + c_n \cdot \xi_n^{\lambda 1}\right)\right) \\ \frac{P'_{\lambda 2}}{P_{\lambda 2}} = \exp\left(-\Delta L \cdot \left(\mu_s + c_1 \cdot \xi_1^{\lambda 2} + \ldots + c_n \cdot \xi_n^{\lambda 2}\right)\right) \\ \ldots \\ \frac{P'_{\lambda i+1}}{P_{\lambda i+1}} = \exp\left(-\Delta L \cdot \left(\mu_s + c_1 \cdot \xi_1^{\lambda i+1} + \ldots + c_n \cdot \xi_n^{\lambda i+1}\right)\right) \end{cases} \quad (6)$$

где $\xi_n^{\lambda i+1}$ – приведенный коэффициент поглощения света n-й компонентой на длине волны излучения λ_{i+1}.

При облучении объекта двумя спектрально разнесенными источниками света, когда коэффициенты экстинкции не изменяются для всех компонент, кроме одной, для анализа именно этой компоненты вещества достаточно решения системы из двух уравнений. Например, для лабораторного анализа гемоглобина достаточно облучать объект двумя длинами волн λ_1 (например, 590 *нм*) и λ_2 (например, 650 *нм*), а концентрацию определять из выражения:

$$\tilde{n} = \frac{\ln\left(\frac{P'_{\lambda 2}}{P_{\lambda 2}}\right) - \ln\left(\frac{P'_{\lambda 1}}{P_{\lambda 1}}\right)}{\Delta L\left(\xi_1^{\lambda 2} - \xi_1^{\lambda 1}\right)} \quad (8)$$

Чтобы обеспечить малорасходящееся излучение на входе необходимо в качестве источника необходимо использовать лазерное излучение с широким спектральным диапазоном, в качестве которого может использоваться лазер на органических красителях или твердотельный лазер с кристаллом титан-сапфир. Установлено, что чем меньше величина α в выражении (4), тем меньше погрешность способа представленного измерения. Чтобы обеспечить прием излучения, рассеянного при малых углах, достаточно использовать одномодовое оптическое волокно, либо производить измерение прошедшего через объект и дополнительную диафрагму излучения фотоприемником на расстоянии много большем диаметра приемной апертуры фотоприемника, что максимально ограничит телесный угол приема рассеянного излучения.

Авторами предложен простой в реализации способ спектрального определения компонент мутного вещества, защищенный патентом РФ.

Литература:

1. Головков О.Л., Иванищев К.В. Способ спектрального анализа и определения концентрации компонент мутного вещества и устройство для его реализации. // Патент РФ №2320980, Бюл. №. 9, 2008.

2. Воронов А.В., Третьяков Е.В., Шувалов В.В. Быстрое интегрирование по путям при моделировании распространения света через сильно рассеивающие объекты.// Квантовая электроника. – Т. 34. – № 6. – 2004. – С. 547.

Section IV

NONLINEAR PROCESSES IN GAS-DISCHARGE LASER PLASMA

Секция IV

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

ACHIEVEMENTS IN STRONTIUM VAPOR LASERS

ДОСТИЖЕНИЯ В ИЗУЧЕНИИ ГАЗООБРАЗНЫХ СТРОНЦИЕВЫХ ЛАЗЕРОВ

A.N. Soldatov

А.Н. Солдатов

Tomsk State University, Tomsk

Томский государственный университет, Томск

The present work is devoted to basic research of vapor-gas active media (*SrI, SrII, Ne,* and *He*) of lasers with nanosecond lasing pulses. Results of systematic investigations of a strontium vapor laser are presented for a wide range of conditions: pulse repetition frequency f = 1 – 100 *kHz*, buffer gas (neon or helium) pressure p = 30 – 400 *Torr*, volume of the active medium 200–600 cm^3, etc.

A number of record characteristics were achieved (average output power of 22 *W*, pulse repetition frequency of 100 *kHz*, and energy per lasing pulse of 2 *mJ*), lasing was simultaneously excited on the r-m and m-m transitions, and lasing in recombination and ionization modes was obtained in one active element. For the first time, lasing lines on many *He* and *Ne* atom transitions were obtained together with self-terminated *Sr* atom and ion lasing lines. Lasing on the self-terminated He atom transition at λ = 2058 *nm* was obtained with gas-discharge excitation.

Operation of a laser on self-terminated transitions of strontium atoms (6.45 μm) and singly charged ions (1.03 and 1.09 μm) in the modified mode (excitation of the active medium by pulse trains with high repetition frequency) was investigated. It was demonstrated that in this case, the strontium vapor laser pulse repetition frequency at wavelengths of 1.03 and 1.09 μm could reach ~ 1 *MHz*.

Based on the investigations performed, a sealed strontium vapor laser was developed that generated simultaneously 8 wavelengths λ = 6.45, 2.60, 2.69, 2.92, 3.01, 3.06, 1.03, and 1.091 μm with total lasing power of 1 – 5 *W*.

A setup for investigation of the effect of resonant laser ablation of such materials as polymers and biological fibers was designed and manufactured. The laser

equipment was based on the strontium vapor laser. The setup provided a wide range of variations of laser radiation parameters: the average power changed in the limits from 1 to 10 *W*, pulse repetition frequency from 1 to 20 *kHz*, energy per pulse from 0.1 to 1 *mJ*, and energy density from 1 to 20 J/cm^2.

In the present work, a number of advanced high-precision laser technologies based on application of the multi-wavelength strontium vapor laser is considered, including precision controlled laser thermal cleavage of fragile nonmetallic materials (glass thermo-optical coatings for space radiators, display screens, and chips on a sapphire substrate), infrared laser resonant ablation (microsurgery and polymer treatment). In addition to the above-listed technologies, laser systems based on compact strontium vapor lasers can be used successfully for atmospheric sensing and gas analysis.

PULSE–PERIODICAL UV– AND VUV–GAS–DISCHARGE–LASERS WITH HIGH AVERAGE RADIATION POWER ON THE CHEMICAL STABILITY MOLECULES

B.A. Kozlov

Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan

A large number of technological operations in micro– nano– and optoelectronics are made by pulse coherent UV– and VUV–radiation. Nowadays the formation of UV– and VUV– coherent radiation is mostly done by excimer lasers, molecular nitrogen lasers and solid–state ones with radiation frequency multiplication when repeated many times. These coherent sources of UV– and VUV–radiation have many serious drawbacks and among of them:

– Presence of chemically active and ecologically harmful and dangerous compounds of *Cl, F* and I inside the active medium of excimer lasers. The high activity of halogens in a discharge limits the resource of these lasers to the level of some hours.

– Comparatively low levels of average radiation power and efficiency of molecular nitrogen and solid–state lasers with radiation frequency multiplication.

One of the main problems in creation of gas lasers used for technological and some other applications is connected with the achievement of their high avera-ge radiation power and very long resource – not less than 1000 hours. Molecular nitrogen; hydrogen; dimmers of argon, Ar_2^*; dimmers of krypton, Kr_2^*; dimmers of xenon, Xe_2^* will may used as active media for creation of high power gas–dischar-ge UV– and VUV–lasers with high pulse power and average radiation power. Application of these chemically stable compounds, besides getting the high UV– and VUV– radiation power, is a base of providing a high resource. The purpose of our work is a complex research of the discharge and optical phenomena in pulse – periodical volume discharges with currents more than 100 *kA* in nitrogen, argon, krypton, xenon and hydrogen in order to create a new generation of gas-discharge lasers in UV– and VUV–spectrum range with increased values of average radiation power, resource and efficiency, using them in micro–, nano– and optoelectronics, photolithography, physics, chemistry, ecology and luminescent analysis. We plan to reach the following average laser radiation power: on H_2–molecules – 0.1 *mW* and more; Ar_2*–molecules – 10 *W*; Kr_2^*–molecules – 20 *W*; Xe_2^*–molecules –30–40 *W* and N_2–molecules – 100 *W*.

The results of our investigation at the present time are:

1. Creation of small–sized gas–discharge modules with «electrical wind» phenomena for effective pulse–periodical pumping N_2, Kr_2^*, Xe_2^* and H_2 molecules in active volumes up to 500 cm^3.

2. Creation of the effective pumping pulse generators with the discharge current pulses more then 100 *kA* during 1 – 10 *nanoseconds*.

3. The main factors limiting the rate of the stable formation of the high–current pulse–periodical volume discharges with nanosecond durations.

4. An average radiation power up to 20–60 *W* in TEA–N_2 laser was achieved.

5. The increase in voltage growth rate at a discharge gap made it possible to increase the break–down voltages and to raise the pumping effectiveness and average radiation power in low–pressure nitrogen laser by a factor of ~ 4. For the first time low–p ressure nitrogen laser with a discharge channel length of 500 *mm* has a maximum

average radiation power up to 1.2 W (instead a maximum average radiation power of 110–240 mW in industrial N_2 – lasers).

References:

1. Kozlov B.A., Solovyov V.I. Limit Current of a Multipoint Corona Discharge. // Technical Physics. – 2006. – Vol. 51. – №. 7. – P. 821–826.

2. Kozlov B.A., Solovyov V.I. Electric Wind in Electrode Systems with Corona Points. // Technical Physics. – 2007. – Vol. 52. – №. 7. – P. 892–897.

3. Kozlov B.A., Solovyov V.I. Numerical Simulation of Stationary Negative Coro-na in Air. // Technical Physics. – 2009. – Vol. 54. – № 5. – P. 621–630.

МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ УФ- И ВУФ-ДИАПАЗОНОВ НА ХИМИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ МОЛЕКУЛАХ

Б.А. Козлов

Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

Большое число технологических операций в микро– и наноэлектронике в настоящее время выполняется с помощью импульсного УФ- и ВУФ-излучения. Формирование такого излучения в большинстве случаев осуществляется с помощью эксимерных лазеров, лазеров на молекулярном азоте и твердотельных лазеров с умножением частоты. Эти источники УФ- и ВУФ-излучения обладают рядом серьезных недостатков. Главными из них являются следующие:

– низкий ресурс эксимерных лазеров из–за наличия в активной среде химически активных и экологически опасных компонентов;

– относительно низкий уровень средней мощности излучения лазеров на молекулярном азоте;

– низкий уровень мощности излучения и эффективности твердотельных лазеров с умножением частоты.

Основными проблемами при создании газовых лазеров УФ- и ВУФ-диапазонов для технологических применений являются обеспечение высоко-го

уровня средней мощности излучения и ресурса. При этом ресурс должен быть не менее 1 тысячи часов.

В качестве активных сред для генерации когерентного излучения УФ- и ВУФ-диапазонов могут быть использованы молекулярный азот (λ =337 *нм*); молекулярный водород (λ = 109–120 *нм* и 127–162 *нм*); димеры аргона Ar_2^* (λ = 123 *нм*), криптона Kr_2^* (λ =146 *нм*) и ксенона Xe_2^* (λ =186 *нм*).

Цель настоящей работы – комплексное изучение электроразрядных процессов в плотных газах на основе азота, водорода, аргона, криптона и ксенона, обеспечивающих эффективную накачку и высокий уровень импульсной и средней мощностей излучения. В результате исследований планируется достичь следующих уровней мощностей излучения: 0.1 *мВт* и более на молекулярном водороде; до 10 *Вт* на молекулах Ar_2*; до 20 *Вт* на молекулах Kr_2^*; до 30–40 *Вт* на молекулах Xe_2^* и до 100 *Вт* – на молекулярном азоте.

Результаты исследований к настоящему времени заключаются в следующем:

1. Созданы малогабаритные электроразрядные модули с использованием эффекта «электрического ветра» [1–3] с возбуждаемыми объемами до 500 $см^3$ для эффективной накачки активных сред на основе азота, водорода и диме-ров аргона, криптона и ксенона.

2. Созданы эффективные импульсные генераторы накачки, обеспечивающие токи накачки свыше 100 *кА* при длительностях от 1 до 10 *нс*.

3. Определены основные факторы, ограничивающие частоту зажигания объемного разряда накачки в плотных газах.

4. Достигнуты максимальные средние мощности излучения 20–60 *Вт* в лазерах на молекулярном азоте.

5. Определены условия увеличения более чем в 4 раза средней мощности излучения в промышленно выпускаемом азотном лазере с накачкой продольным разрядом с 240 *мВт* до 1.2 *Вт*.

Литература:

1 Козлов Б.А., Соловьев В.И. Предельный ток многоострийного коронного разряда. // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – Вып. 7. – С. 1–7.

2 Козлов Б.А., Соловьев В.И. Исследование «Электрического ветра» в электродных системах с коронирующими остриями. // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77. – Вып. 7. – С. 70–76.

3 Козлов Б.А., Соловьев В.И. Численное моделирование стационарной отрицательной короны в воздухе. // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – Вып. 8. – С. 7–16.

GAS DISCHARGE AND GENERATION CHARACTERISTICS OF SMALL–SIZED SEALED–OFF CO_2–LASERS AT SUPER ATMOSPHERIC PRESSURES

B.A. Kozlov, A.Ya. Payurov

Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan

There is considerable interest in small–sized sealed–off pulse–periodical discharge excited multiatmospheric CO_2–lasers as tunable high–power IR–coherent radiation sources and as optical amplifiers nano– and picoseconds optical pulses.

The present work is devoted to investigation of interrelations between preionization conditions and pumping energy density and laser radiation energy per pulse in the 9.4 and 10.6 μm vibrational bands. The great attention has been directed to definition of conditions in gaining maximum «electrical wind» velocity in active medium and realization of maximum pulse repetition rates in CO_2–laser at total pressures up to 10 Atm.

The research works have been conducted with small–sized sealed–off metal–ceramic CO_2–laser with zone of the volume discharge excitation $V_A = 18 \cdot 0.8 \cdot 0.8 cm^3$ [1]. In order to separately regulate the parameters of the auxiliary and pumping volume discharges two pulse generators were used with a regulated delay of breakdown moments. Preionization was effected by VUV–radiation of surface discharge. Mixtures of CO_2:N_2:He in ratios of 1:1:8, 1:1:6, 1:1:4 and 1:1:2

at total pressures up to 10 *Atm* were used as active media of small–sized sealed–off CO_2–laser.

We used the infrared panoramic spectrometer with 150 trait per *mm* diffraction grate (gold on copper) for tunable laser radiation in the 9.4 and 10.6 μm vibrational bands.

The investigation results showed that creation of pumping volume discharges with energy density of 100–150 $mJ \cdot cm^{-}3 \cdot atm^{-1}$ in the pressure range of 1–10 *Atm* of sealed–off CO_2–laser regime is found up with increasing of energy consumption for initial ionization by a factor of 10–40.

Breakdown voltages are linearly increased with pressure and become higher as the partial pressure of CO_2 and N_2 in a mixture is increased. The voltage drop time in the discharge gap and current duration of the volume discharge should not be more than 60 *ns*.

Maximum laser radiation energy in a pulse is 40, 65 and 115 *mJ* correspondingly for mixtures of $CO_2:N_2:He$ = 1:1:8, 1:1:6 and 1:1:4 at total pressure of 1 *Atm*. These meanings linearly increase with increasing of pressure up to 6 *Atm*. With further increase in pressure some "saturation" is observed, boud up with breaks in spatial plasma homogeneity of the volume discharge. These breaks look like multiple uncompleted spark channels up to few millimeters in length in the cathode area of the volume discharge.

Maximum values of radiation energy in a pulse of 600–880 *mJ* were achieved in the 9.4 and 10.6 μm vibrational bands in mixtures of $CO_2:N_2:He$ =1:1:6 and 1:1:4 at total pressure of 10 *Atm*. Super–atmospheric pressure CO_2–laser was operated in these conditions with «electrical wind» at pulse repetition rates up to 20 *Hz*.

References:

1. Kozlov B.A., Fomin S.G. Energy parameters and resource of high–power pulse–periodical sealed–off TEA–CO_2 lasers. // Proceedings of SPIE. – 2000. – Vol. 4351. – P.123–133.

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАЛОГАБАРИТНЫХ ОТПАЯННЫХ CO_2 ЛАЗЕРОВ СВЕРХАТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Б.А. Козлов, А.Я. Паюров

Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

Малогабаритные отпаянные CO_2–лазеры сверхатмосферного давления представляют значительный интерес как источники плавно перестраиваемого когерентного излучения в диапазоне длин волн 9.4 – 10.7 *мкм*, оптические усилители и генераторы пикосекундных импульсов.

Настоящая работа посвящена изучению взаимосвязей между условиями предварительной ионизации, плотностью энергии накачки и плотностью энергии излучения. Значительное внимание при этом уделялось определению условий увеличения скорости «электрического ветра» в активных средах при рабочих давлениях до 10 атмосфер с целью повышения частоты повторения импульсов.

Исследования проводились с использованием металлокерамических вариантов активных элементов CO_2–лазеров с зоной возбуждения объемного разряда накачки V_{AC} = 18·0.8·0.8 $см^3$ [1]. Для обеспечения возможности автономного регулирования параметров предварительной ионизации и параметров накачки применялись два импульсных генератора с регули-руемым временем задержки между моментами включения вспомогательного и основного генераторов высоковольтных импульсов. Предварительная ионизация рабочих газов в разрядном промежутке осуществлялась ультра-фиолетовым излучением вспомогательного поверхностного разряда. В качестве активных сред применялись смеси газов CO_2:N_2:He в соотношениях 1:1:8, 1:1:6, 1:1:4 и 1:1:2 при полных давлениях до 10 атмосфер. Для изучения спектральных характеристик генерируемого излучения в области 9.4 и 10.6 *мкм* использовался панорамный анализатор спектра с дифракционными решетками из золота или из меди и числом штрихов 150 1/*мм*.

Результаты исследований показали, что формирование объемных разрядов накачки с плотностью рассеиваемой в плазме энергии 100–150 *мДж·см*$^{-3}$*·Атм*$^{-1}$ при увеличении рабочего давления от одной до десяти атмосфер в отпаянном режиме работы лазера связано с необходимостью повышения энергетических затрат на начальную ионизацию в 10–40 раз. Напряжения пробоя при этом линейно увеличиваются с увеличением рабочего давления и содержания в рабочей смеси двуокиси углерода и азота.

Время спада напряжения на разрядном промежутке после наступления пробоя и длительность тока объемного разряда не превышают 60 наносекунд.

Максимальные значения энергии лазерного излучения в импульсе для рабочих смесей CO_2:N_2:*He* = 1:1:8, 1:1:6 и 1:1:4 при полном давлении в одну атмосферу составляют соответственно 40, 65 и 115 *мДж*. При увеличении рабочего давления до 6 атмосфер значения энергии излучения в импульсе увеличиваются линейно с давлением. При дальнейшем увеличении давления наблюдается некоторое «насыщение», связанное с появлением в разрядном промежутке многочисленных незавершенных искровых каналов, начинающихся в катодной области и достигающих длины в несколько миллиметров.

Максимальные значения энергии лазерного излучения в импульсе на отдельных линиях в области 9.4 и 10.6 *мкм* при использовании смесей CO_2:N_2:*He* = 1:1:6 и 1:1:4 при полном давлении в 10 атмосфер достигали значений в 600–880 *мДж*. Частота повторения импульсов при использовании «электрического ветра» достигала 20 *Гц*.

Литература:

1. Kozlov B.A., Fomin S.G. Energy parameters and resource of high–power pulse –periodical sealed–off TEA-CO_2 lasers. // Proceedings of SPIE. – 2000. – Vol. 4351. – P. 123–133.

CONTINUOUS ACTION LASERS ON METAL FUMES AND ITS APPLICATION

ЛАЗЕРЫ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

V.G.Kasyan, A.A.Barinova, M.I.Kulikov, O.G.Pyanov

В.Г.Касьян, А.А.Баринова, М.И.Куликов, О.Г.Пьянов

JSC «Plasma», Ryazan

ОАО «Плазма», г. Рязань

Большинство элементов таблицы Менделеева – это металлы, поэтому исследованиям возможности лазерной генерации на парах металлов уделялось значительное внимание. Генерация получена на линиях большинства металлов. Точные данные привести трудно, но очевидно, что наибольшее практическое значение получили лазеры на парах кадмия. В этих лазерах реализован удобный метод введения паров металла в разряд за счет явления катафареза, что позволило создать практичные конструкции лазеров.

Кроме того, основные линии генерации, расположенные в фиолетовой (442 *нм*) и ультрафиолетовой области спектра (325 *нм*) оказались востребованы в широком спектре применений.

Верхний уровень возбуждения для этих линий $5S^2\ {}^2D_{5/2,\ 3/2}$. Возбуждение этого уровня идет от метастабильных атомов гелия ($2^3\ S_1$) за счет процесса Пеннига.

Промышленным производством *He–Cd* лазеров занимаются три фирмы: ОАО «Плазма» (РФ), «Melles Griot» (США) и «Kimmon Electric» (Япония).

Все 3 фирмы выпускают серию стандартных *He–Cd* лазеров так называемой линейной конструкции, где разрядная трубка устанавливается в держатель оптики, выполненный на основе стержней или труб из материалов с низким коэффициентом теплового расширения («Melles Griot» и «Kimmon Electric» используют стержни из инвара, что делает конструкцию тяжелой и требующей значительного времени для установления теплового режима работы. В держатель оптики устанавливаются также зеркала резонатора, имеется механизм точной юстировки этих зеркал.

ОАО «Плазма» также выпускает линейные приборы серии «ГКЛ», которые устроены таким же образом, однако в качестве несущей конструкции использованы стержни из углепластика с «нулевым» КТР, разработанные по специальному заказу фирмой «EXEL» (Финляндия), что снижает вес конструкции лазера.

Кроме того, в ОАО «Плазма» разработана и выпускается серия компактных *He-Cd* лазеров (серия «ГККЛ»). Конструктивной особенностью приборов этой серии является неюстируемый коаксиальный активный элемент. Зеркала резонатора жестко крепятся непосредственно к разрядной трубке, что позволило отказаться от механического держателя оптики и сделать конструкцию излучателя более компактной и легкой и обеспечить быстрое вхождение в рабочий режим.

Конструкция защищена патентом и не имеет аналогов за рубежом.

Лазеры этой серии способны работать в условиях промышленного производства, просты в эксплуатации, не требуют подъюстировки зеркал резонатора и чистки оптики.

Приборы ГККЛ–30УМ(И) с излучением на линии 325 *нм* установлены и успешно используются в отечественных системах стереолитографии ЛС–250, ЛС–150 для послойного изготовления из фотополимеров моделей деталей, узлов конструкций любой формы и сложности.

Другим важным применением лазеров УФ–диапазона является применение в измерительной аппаратуре для возбуждения фотолюминесценции, анализируя которую определяют свойства материалов, в том числе и в нанотехнологиях.

Главным применением для *He–Cd* лазеров, излучающих на длине волны 442 *нм* является производство голографических защитных знаков, дифракционных оптических элементов, а также медицина и биохимия.

В научных исследованиях часто используют приборы с одновременной генерацией в видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

До 70 % от объема производства *He-Cd* лазеров идет на экспорт в наиболее развитые страны мира: Германию, Францию, Швейцарию, Японию, Ю. Корею, Тайвань, Китай.

Основные параметры выпускаемых приборов представлены в таблице 1.

Табл. 1.

Параметры гелий-кадмиевых лазеров.

He-Cd лазеры

Модель	Длина волны излучения, мкм	Мощность излучения, мВт, типичная	Спектральный состав	Поляризация	Расходимость, мрад, не более	Диаметр луча, мм, не более	Габариты излучателя / источника питания, мм, не более	Масса излучателя / источника питания, кг, не более
Модели с генерацией на одной длине волны								
ГККЛ-10В	0.44	10	TEMoo	100:1	1.3	1.5	600x115x140 / 365x380x150	3.5 / 8.0
ГККЛ-20В	0.44	20	TEMmn	1:1	2.5	1.8	600x115x140 / 365x380x150	3.5 / 8.0
ГККЛ-25В	0.44	25	TEMoo	100:1	1.3	1.5	865x115x140 / 365x380x150	5.0 / 8.0
ГКЛ-50В	0.44	60	TEMoo	100:1	0.9	1.6	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-60В(И)	0.44	80	TEMoo	100:1	0.9	1.6	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-70ВМ(И)	0.44	100	TEMmn	1:1	2.5	2.0	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-100В	0.44	100	TEMoo	100:1	0.9	2.1	1400x150x200 / 405x380x150	20.0 / 10.0
ГКЛ-100В(И)	0.44	150	TEMoo	100:1	0.9	2.1	1400x150x200 / 405x380x150	20.0 / 10.0
ГККЛ-4УМ	0.32	6	TEMmn	1:1	2.5	1.8	600x115x140 / 365x380x150	3.5 / 8.0
ГКЛ-10У	0.32	10	TEMoo	100:1	0.9	1.5	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГККЛ-8УМ(И)	0.32	12	TEMmn	1:1	2.5	1.8	600x115x140 / 365x380x150	3.5 / 8.0
ГККЛ-15УМ	0.32	15	TEMmn	1:1	2.5	1.8	865x115x140 / 365x380x150	5.0 / 8.0
ГККЛ-25УМ(И)	0.32	25	TEMmn	1:1	2.5	1.8	865x115x140 / 365x380x150	5.0 / 8.0
ГККЛ-30УМ(И)	0.32	30	TEMmn	1:1	2.5	1.8	865x115x140 / 365x380x150	5.0 / 8.0
ГКЛ-30УМ(И)П	0.32	30	TEMmn	100:1	2.5	1.6	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-30УМ(И)	0.32	35	TEMmn	1:1	2.5	1.6	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-100У(И)	0.32	30	TEMoo	100:1	0.9	1.7	1400x150x200 / 405x380x150	20.0 / 10.0
Модели с одновременной генерацией в фиолетовой и УФ областях спектра								
ГКЛ-40	0.32 / 0.44	5 / 35	TEMoo / TEMoo	100:1	0.9 / 0.9	1.4 / 1.4	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-40М	0.32 / 0.44	10 / 40	TEMmn / TEMoo	100:1	2.5 / 0.9	1.5 / 1.5	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-40(И)	0.32 / 0.44	15 / 50	TEMmn / TEMoo	100:1	2.0 / 0.9	1.5 / 1.5	1015x150x200 / 365x380x150	11.0 / 8.0
ГКЛ-100(И)	0.32 / 0.44	30 / 100	TEMmn / TEMoo	100:1	2.0 / 0.9	2.0 / 2.0	1400x150x200 / 405x380x150	20.0 / 10.0

POLARIZATION INSTABILITY IN FREQUENCY STABILIZED HELIUM-NEON LASER RADIATION

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ В ИЗЛУЧЕНИИ ЧАСТОТНО СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫХ ЛАЗЕРАХ

E.G. Chulyaeva, M.V. Chirkin, M.Y. Kernosov, Y.V. Kiselev

Е.Г. Чуляева, М.В. Чиркин, М.Ю. Керносов, Ю.В. Киселев

Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan

Рязанский государственный радиотехнический университет, г. Рязань

Среди всех применений лазера особый интерес представляют те, которые составляют источник информации – в этой роли лазер является принципиально новым средством ее передачи и обработки. Особая роль лазерным информационным технологиям отводится в области метрологии, где частотно-стабилизированный лазер является мерой длины. Основу частотно-стабилизированного лазера составляет активный элемент с внутренними зеркалами, в спектре излучения которого наблюдаются две ортогонально-поляризованные моды [1-3]. Требования поляризации к продольным модам связано с тем, что стабилизация частоты лазерного излучения осуществляется путем разнесения в пространстве ортогонально линейно поляризованных мод и направления разнесенных лучей на различные площадки фотоприемника. Сигналом ошибки для системы автоподстройки частоты в частотно–стабилизированном лазере служит разность интенсивностей ортогонально поляризованных мод. В случае равенства нулю этой разности происходит стабилизация лазера. Однако не всегда в контуре усиления выполняются требования к поляризации составляющих лазерного излучения. Исследование поляризационно-частотных свойств активных элементов с внутренними зеркалами проводились в работах [4-7]. Было показано, что в спектре излучения активного элемента с внутренними зеркалами нередко наблюдается поляризационная нестабильность интенсивностей ортогонально–поляризованных мод. В последнее время без специально принятых мер

обнаруживается поляризационная нестабильность составляющих лазерного излучения в спектре активных элементов. Вероятно, это связано с изменением качества зеркал, которые предприятие-изготовитель приобретает в сторонних организациях.

Цель настоящей работы заключается в стабилизации поляризаций двух генерируемых лазером продольных мод при перестройке оптического резонатора.

Для решения поставленной проблемы исследована партия из четырех гелий-неоновых лазеров с внутренними зеркалами, генерирующих излучение с длиной волны 0,6328 *мкм*. Активная среда размещена внутри оптического резонатора длиной 245 *мм*, образованного плоским и сферическим зеркалами, радиус кривизны последнего составляет 0,5 *м*.

Поляризационно-частотные характеристики лазерного излучения исследованы экспериментально с помощью установки, схема которой приведена на рисунке 1.

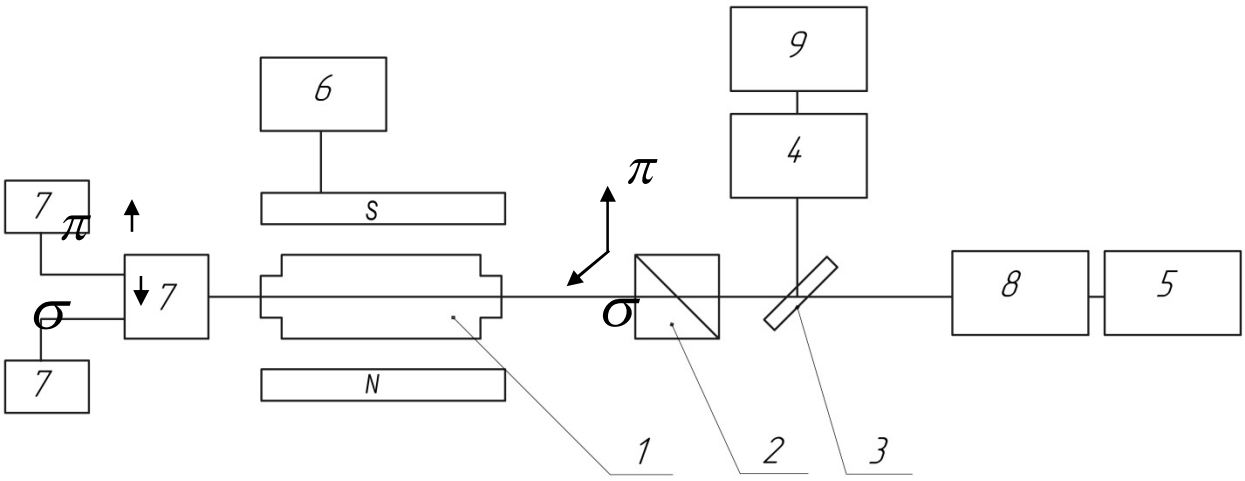


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В результате проведения исследований с использованием активных элементов с различными изменяемыми характеристиками (давление наполнения, длина резонатора, длина разрядного промежутка, неоднородная структура поверхности зеркала), удалось получить устойчивый спектр лазерного излучения.

Литература:

1. Власов А., Хилов С.. Частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры для интерферометрии. // Фотоника. – 2007. – Вып. № 5. – С. 7-9.
2. http://repairfaq.ece.drexel.edu/sam/laserhst.htm
3. http://www.plasmalabs.ru.
4. Арефьев А.С., Борисовский С.П., Кондрахин А.А., Чуляева Е.Г. Стабильная генерация в частотно-стабилизированном гелий-неоновом лазере. // Вестник РГРТА. – 2004. – Вып. 14. – С. 80-83.
5. Войтович А.П. Магнитоооптика газовых лазеров. – Минск: «Наука и техника», 1984.
6. Гуделев В.Г. и др. Влияние шума на проявления поляризационной динамики анизотропного газового лазера. // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – № 1. – С. 5-10.
7. Бельтюгов В.Н., Поляков С.Ю., Проценко С.Г., Троицкий Ю.В., Чуляева Е.Г.. А.с. 2639375. Двухчастотный стабилизированный газовый лазер.– 1990.

METHODS OF FREQUENCY-STABILIZED LASER CHARACTERISTICS MEASUREMENT

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТОТНО-СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ЛАЗЕРОВ

P.G. Vorobiev, M.Yu. Kernosov, A.A. Kondrakhin, G.V. Melnychuk, E.G. Chulyaeva

П.Г. Воробьев, М.Ю. Керносов, А.А. Кондрахин, Г.В. Мельничук, Е.Г. Чуляева

JSC «Plasma», Ryazan

ОАО « Плазма», Рязань

Наиболее распространенные методы измерения параметров лазерного излучения включают в себя, в частности, измерение пространственных и энергетических характеристик пучка. Для измерения таких характеристик разработаны автоматизированные устройства, например [1]. Измерение

характеристик частотно-стабилизированных лазеров требует разработки нескольких установок и методик измерения [2, 3]. К таким характеристикам следует отнести спектрально-частотные, рассмотренные в работе [3]. В настоящей работе рассмотрены методы и устройства измерения спектрально-частотных характеристик лазерного излучения, применяемые в промышленном производстве.

Методы определения стабильности частоты лазерного излучения

Метод измерения нестабильности частоты, подобно описанному в [2,3], осуществляется во временной области и заключается в измерении частоты биений между двумя лазерами с помощью частотомера. Затем данные анализируются и статистически обрабатываются.

Определение нестабильности частоты через среднеквадратическое относительное отклонение как

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(\nu_i - \overline{\nu_i})^2}{N}} \qquad (1)$$

где $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ – нестабильность частоты излучения испытуемого лазера; $\overline{\nu_i}$ – среднее значение измеряемой частоты биений; N – число отсчетов с частотомера; ν_i - номинальное значение частоты, справедливо в случае, если флуктуации частоты излучения носят случайный характер. Однако, изменения частоты лазерного излучения со временем не всегда носят случайный характер. Причем, эти изменения на фоне случайных флуктуации частоты могут быть выражены неявно.

При наличии систематического характера изменения частоты среднеквадратическое отклонение расходится с увеличением числа измерений. При наличии дрейфа нестабильность частоты лазерного излучения, вычисляется по формуле (2), и не совпадает со значением нестабильности частоты, вычисленной с учетом формулы (1).

Нестабильность частоты в случае дрейфа определится по формуле

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\nu_{2i}-\nu_{2i-1}}{2}\right)^2}{N}} \qquad (2)$$

где N – число пар отсчетов с частотомеров; ν_{2i} – текущее значение измеренной частоты биений ν_{2i-l} – предшествующее значение частоты биений; τ – время усреднения частотомеров.

Параметр Аллена меняется с изменением времени усреднения. Обычно для характеристики лазера строят параметр Аллена в зависимости от времени усреднения, что и позволяет судить о спектре возмущений [4]. Обычно неизвестен тип шума исследуемого лазера, поэтому при определении стабильности частоты этот метод дает большие погрешности.

Таким образом, выбор формулы для определения нестабильности частоты (1) или (2) будет зависеть от типа шумов в спектре лазерного излучения. Если процесс изменения оптической частоты носит случайный характер, то справедлива формула (1).

Анализ проведенных измерений показывает, что стабильность частоты в ч/с лазерах, выпускаемых ОАО ПЛАЗМА подчиняется закону Гаусса при работе лазера после двухчасового прогрева, в то время как в первые часы происходит дрейф частоты биений. Поэтому для характеристики стабильности частоты приводится СКО при разных временах усреднения. Схема установки представляет собой схему оптического гетеродинирования с автоматической регистрацией данных. Обработка результатов проводилась при разных временах усреднения.

Измерение длины временной когерентности.

Исследование длины временной когерентности проводилось с помощью модернизированного интерферометра Майкельсона.

Опорное плечо интерферометра образовано зеркалом с пьезокорректором.

Измерительное плечо образовано делительным зеркалом и подвижным зеркало (подвижное, измерительное).

Излучение, отраженное от измерительного зеркала снова возвращается к делительному зеркалу, отражается от него и совмещается с опорным излучением.

На фотоприемнике мы получаем интерференционную картину. Пьезокорректор осуществляет модуляцию опорной длины интерферометра. За счет использования модулируемой опорной длины интерферометра Майкельсона, возникает переменный сигнал интенсивности, отображаемый регистрирующим устройством, который демонстрирует сигнал с выхода интерферометра. При равенстве плеч интерферометра глубина модуляции составляет 100 %. При неравенстве плеч интерферометра глубина модуляции уменьшается. При модуляции сигнала глубиной 50 %, что происходит при изменении расстояния в измерительном плече до длины когерентности, видность интерференционной картины тоже равна 50 %.

Преимущества метода заключаются в снижении погрешности измерения с 25 % до 2 %.

Метод измерения поляризационной неустойчивости в ч/с лазере

Исследование поляризационно-частотных свойств активных элементов с внутренними зеркалами проводились, например, в работе [5]. Однако, причины нестабильности были выявлены лишь частично. Для полного анализа нестабильности предложена в настоящей работе схема измерительной установки, которая позволяла одновременно измерять изменение интенсивности лазерного излучения, а также регистрировать разностную частоту при наложении поперечного магнитного поля на активную среду лазера.

Излучение лазера направлялось на поляроид и фотоприемник. Сигнал с фотоприемника сканирующего интерферометра поступал на вход осциллографа С1-117. С другого выхода лазера излучение направлялось на двухсекторный фотоприемник, подключенный к усилителю, мультиметру АРРА и компьютеру, причем каждый сигнал поляризации записывался соответствующим каналом компьютера. На экране компьютера отображался сигнал выходной мощности каждой из составляющих лазерного излучения, соответственно $I\sigma, I\pi$.

Таким образом, приведенная установка обеспечивала определение фазовой анизотропии зеркал методом, позволяющим определить порог фазовой анизотропии, обеспечивающей устойчивость поляризаций. отличающийся от метода приведенного в работе [6] как менее трудоемкий.

Литература

1. СИПХ-1 – Средство измерения пространственно-энергетических параметров лазерного излучения / http://www.lamet.ru

2. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. – М., 1970. – 540 с.

3. Котюк А.Ф. Измерение спектрально-частотных и корреляционных параметров и характеристик лазерного излучения / под ред. А.Ф. Котюка и В.А. Степанова. – М.: Радио и связь, 1982.

4. Rutman J. Characterization of Frequency: a Transfer Function Approach and its Application to Mesauruments via Filterung of Phase Noise. // IEEE Trans on Instrum. and Meas. – 1974, v.IM – 23. – № 1.

5. Арефьев А.С., Борисовский С.П., Кондрахин А.А., Чуляева Е.Г. Стабильная генерация в частотно-стабилизированном гелий-неоновом лазере. // Вестник РГРТА. – 2004. – Вып. 14. – С. 80-83.

6. Бадамшина Э.Б.и др. Экспериментальное исследование искажений поляризационных характеристик интерференционных зеркал. // Вестник СПбО АИН. – 2008. – Вып. 5. – С. 206-212.

MISALIGNMENT OF MIRROR EFFECTS ON OUTPUT PROPERTIES OF WAVE GUIDING GAS-DISCHARGE LASER

ВЛИЯНИЕ РАЗЪЮСТИРОВКИ ЗЕРКАЛ НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДНЫХ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

S.I. Molkov

С.И. Мольков

Karelian State Pedagogical University, Petrozavodsk

Карельская государственная педагогическая академия, г. Петрозаводск

В настоящее время широкое распространение для газоразрядных лазеров получили волноводные резонаторы, в которых полый волновод круглого или прямоугольного сечения является одновременно областью газового разряда. При изменении внешних условий (температуры, давления) возможна разъюстировка зеркал резонатора. Поэтому при разработке требований к держателям оптики волноводных лазеров важно определить предельные углы разъюстировки, при которых не происходит существенного изменения мощности излучения лазеров. Модель, представленная в данной работе, позволяет связать угол наклона зеркал резонатора и выходную мощность лазера и, тем самым, решить поставленную задачу.

Методика расчета потерь на связь основана на использовании для описания электромагнитного поля интегрального преобразования Кирхгофа в приближении Френеля. Если $E_1(\vec{r}_1)$ – распределение комплексной амплитуды напряженности поля на выходе из волновода, то поле $E_2(\vec{r})$ после прохождения излучения до зеркала и обратно к торцу волновода определяется [1]:

$$E_2(\vec{r}) = \iint_S K(\vec{r}, \vec{r}_1) E_1(\vec{r}_1) dS \qquad (1)$$

где интегрирование ведется по площади сечения волновода; K – ядро интегрального преобразования Кирхгофа-Френеля. Электромагнитная волна $E_2(\vec{r})$ будет возбуждать в волноводе моду $E_1(\vec{r}_1)$ с коэффициентом связи c_{12} и потерями на согласование поля в волноводе и свободном пространстве:

$$c_{12} = \iint_S E_2(\vec{r}) E_1(\vec{r}_1) dS, \quad \Lambda = 1 - |c_{12}|^2 \qquad (2)$$

При наклоне зеркала на угол δ оптическая ось пучка смещается относительно оси волновода на расстояние $\Delta = ltg2\delta = 2l\delta$. Коэффициент связи $|c_{12}|$ уменьшается, а потери Λ растут. Приближенный аналитический расчет, удовлетворяющий практическим нуждам, основан на замене реальной волноводной моды подходящим образом выбранным гауссовским пучком.

Будем считать, что генерация в круглом или прямоугольном в сечении волноводах осуществляется на низших модах EH_{11}. Распределение амплитуды моды EH_{11} по сечению цилиндрического или прямоугольного в сечении волновода со сравнимыми сторонами $a \sim b$ описывается выражениями:

$$E_1(r) = NJ\left(\frac{2.405r}{a}\right), \qquad E_1(x,y) = \frac{1}{\sqrt{ab}} cos\frac{\pi x}{2a} cos\frac{\pi y}{2b} \tag{3}$$

где J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; N – нормировочный множитель, равный $1.09/a$. В работе [2] зависимость потерь Λ от параметров задачи определялась путем представления $E_2(r)$ набором гауссовских мод свободного пространства. Волноводная EH_{11} – мода с эффективностью 98 % передает свою энергию TEM_{00}- моде, у которой радиус перетяжки пучка, расположенной в плоскости торца волновода, равен $w_0 = 0.6435a$. Очевидно, что для минимизации потерь радиус кривизны зеркала должен совпадать с радиусом кривизны волнового фронта пучка: $R = d/(l/d+d/l)$, где $d = \pi w^2_0 / \lambda$, λ– длина волны излучения, l –расстояние от торца волновода до зеркала. Это справедливо и для прямоугольного в сечении волновода, если использовать для астигматичной перетяжки пучка выражения $w_{0x} = 0.7032a$, $w_{0y} = 0.7032b$.

Для практических целей наибольший интерес представляет использование плоского зеркала. При этом зависимость потерь на связь для цилиндрического и прямоугольного в сечении волноводов Λ от l представим в виде:

$$\Lambda = A\left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^B \qquad \Lambda = D\left[\left(\frac{\lambda l}{a^2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda l}{b^2}\right)^2\right] \tag{4}$$

где A, B и D – постоянные аппроксимации данных численного расчета. Результаты различных авторов [2-4] для этих величин существенно отличаются: $A \sim 0.38 – 0.93$, $B \sim 1.5 – 2$. Численный расчет Λ с помощью выражений (1), (2) с последующей аппроксимацией результатов позволяет получить для этих величин значение $A = 0.65$, $B = 2.0$, $D = 0.207$. На рис.1 представлены зависимости Λ от $\lambda l/a^2$ по данным различных авторов и наши результаты.

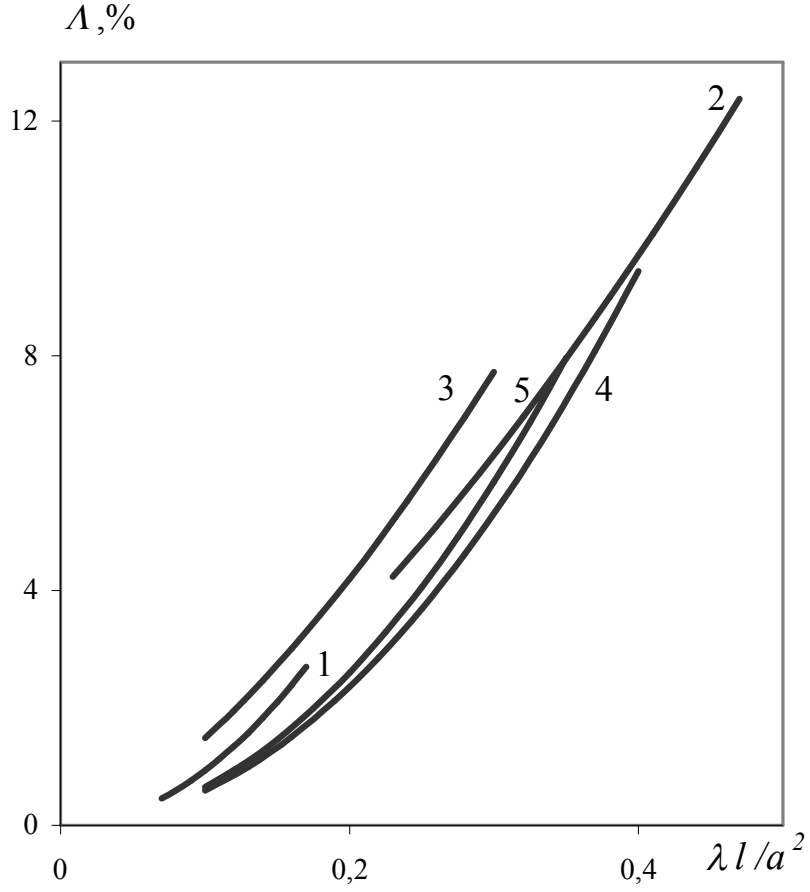


Рис. 1. Зависимость потерь Λ от величины $\lambda l/a^2$ для цилиндрического волновода. *1* – [3], *2* – [4], *3* – [2], *4* – формула (5), *5* – при $A = 0.65$; $B = 2$

Аппроксимируя выражения для выходящего из волновода излучения (3) основной гауссовской модой TEM_{00}, получаем для круглого и прямоугольного волноводов потери на связь в виде:

$$\Lambda \cong 1 - \left[1 - 0.59\left(\frac{\lambda l}{a^2}\right)^2\right] exp\left\{-1.6310^{-5}\left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \delta^2\right\} \qquad (5)$$

$$\Lambda \cong 1 - \left(1 - 0.207\left[\left(\frac{\lambda l}{a^2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda l}{b^2}\right)^2\right] exp\left\{-1.95^{-5}\left[\left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 cos^2\varphi + \left(\frac{b}{\lambda}\right)^2 sin^2\varphi\right]\delta^2\right\}\right) \qquad (6)$$

где угол разъюстировки δ выражен в мрад, φ– угол между осью *ox* и проекцией нормали к поверхности зеркала в плоскостях *xy*. На рис. 2 представлены результаты расчета потерь по формулам (5), (6) в зависимости от угла разъюстировки в сравнение с данными численного расчета.

Для расчета коэффициента локальных потерь в резонаторе K_{loss} с учетом потерь на связь необходимо вместо коэффициентов отражения зеркал ρ_i использовать эффективные коэффициенты отражения: $\rho_i^{ef} = \rho_i(1-\Lambda_i)$, где $i = 1,2$ – номер зеркала; Λ_i – определяются по (5) или (6) с $l = l_i$, $\delta = \delta_i$; l_i и δ_i – расстояние между *i*–м зеркалом и торцом волновода и угол поворота зеркала:

$$K_{loss} = \frac{1}{2L_a} ln \frac{1}{\rho_1^{ef} \rho_2^{ef}} = \frac{1}{2L_a} ln \frac{1}{\rho_1 \rho_2} + \frac{1}{2L_a} ln \frac{1}{(1-\Lambda_1)(1-\Lambda_2)} = K_0 + K_1 \qquad (7)$$

где L_a– длина активной среды.

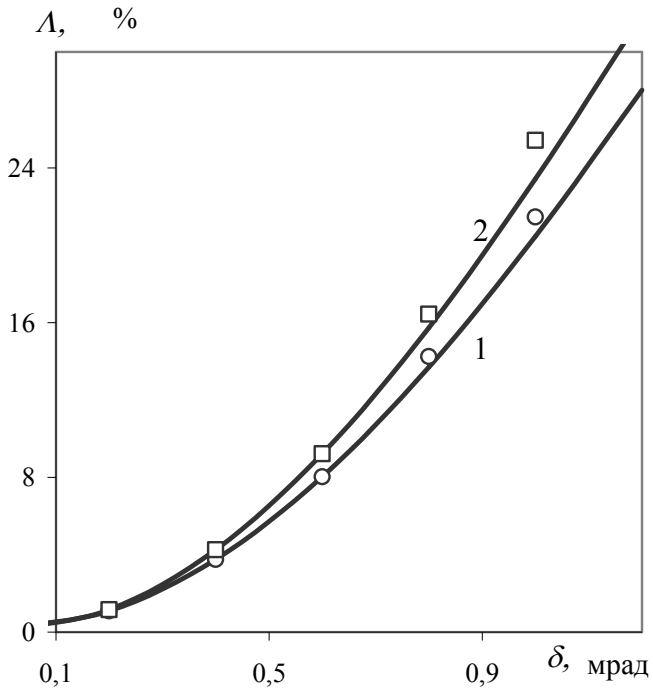


Рис. 2. Зависимость потерь на связь Λ от угла разъюстировки зеркала δ_i при λ = 10.6 мкм, *2a* = 2.5 мм, *l* = 7 мм для круглого (1) и квадратного (2) волноводов при $\varphi=0$; ○, □ – численный расчет.

С учетом распределенных волноводных потерь α выходная мощность пропорциональна $(g_0/(K_{loss}+a)-1)^n$, где g_0 – ненасыщенный коэффициент усиления; $n = 1$ при однородном уширении линии перехода и $n = 2$ – при

неоднородном. При большом превышении усиления над потерями и учете малости потерь на связь отношение мощности в разъюстированном и в съюстированном резонаторе определяется выражением:

$$\eta(\delta_1,\delta_2)=\left[\frac{K_0+\alpha+K_1(0,0)}{K_0+\alpha+K_1(\delta_1,\delta_2)}\right]^n \cong\left[1+\frac{\Lambda_1(\delta_1)+\Lambda_2(\delta_2)-\Lambda_1(0)-\Lambda_2(0)}{2L_a(K_0+\alpha)}\right]^n \quad (8)$$

Рассмотрим, например, волноводный CO_2-лазер с ВЧ возбуждением, работающий на длине волны λ = 10.6 *мкм*, с квадратным волноводом, $2a\times 2a = 2.5\times 2.5$ *мм*, длиной L_a = 500 *мм* и $K_0 + a$ = 1.2 10^{-3} $см^{-1}$. Резонатор лазера образован плоскими зеркалами $l_1 = l_2 = 7$ *мм*, и, при симметричной разъюстировке ($\delta_1 = \delta_2$), выходная мощность снижается на 10 % при δ = 0.15 *мрад* и на 30 % при δ = 0.26 *мрад*. Таким образом, формула (8) вместе с выражениями для потерь на связь (5) или (6) устанавливает зависимость между уровнем снижения выходной мощности лазера $\eta(\delta_1,\delta_2)$ и углами разъюстировки зеркал резонатора, что позволяет решать поставленную задачу.

Литература:

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
2. Abrams R.L. Coupling losses in hollow waveguide laser resonators. // IEEE J. Quant. Electron. – 1972. – V. 8. – № 11. – P.838-843.
3. Hill H., Hall D.R. Waveguide laser resonators with a tilted mirror. // IEEE J. Quant. Electron. – 1986. – V. 22. – № 7. – P. 1078-1087.
4. Degnan J.J., Hall D.R. Finite-aperture waveguide-laser resonators //IEEE J. Quant. Electron. – 1973. – V. 9. – № 9. – P. 901-910.

DEVELOPMENT OF RELIEF ON THE CATHODE SURFACE OF HE-NE LASER

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЬЕФА НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА НЕ- NE ЛАЗЕРА

G.V. Kiselev, E.N. Moos, V.A. Stepanov

Г.В. Киселев, Е.Н. Моос, В.А. Степанов

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань

The results of the analysis of *Al* cathode surface using the AFM are described. The reasons influencing the formation of surface relief of cold cathodes under the bombarding are ions discussed. The basic mechanisms of surface sputtering and growing on the clusters that increases the stability of the material to the influence of the ions are indicated.

Приведены результаты анализа поверхности *Al* катода с помощью метода АСМ. Рассматриваются причины, влияющие на формирование рельефа поверхности холодных катодов под воздействием бомбардирующих ионов. Указываются основные механизмы распыления поверхности и роста кластеров для повышения устойчивости материала к воздействию ионов.

Холодные катоды в приборах с газовым разрядом нашли широкое применение. При этом вопрос о механизме активации эмиттера и изменении его рельефа под действием ионных потоков остается открытым. Полагают, что ионная составляющая является превалирующей [1]. Комплексное рассмотрение требует учета двух конкурирующих процессов: распыление верхних атомных слоев (причем в селективной форме) и неоднородного роста покрывающих пленок, в частности, с образованием островковых структур [2]. Учитывая многокомпонентность и разнонаправленность процессов на поверхности эмиттера, последние следует классифицировать как гетеросистемы.

В данной работе при исследовании *Al* катода *He-Ne* лазера обнаружен ярко выраженный рельеф поверхности, состоящий из нерегулярного набора

углублений и выступов (см. рисунок 1). Движущей силой развития рельефа является понижение свободной энергии за счет развития выступов через миграцию поверхностных атомов [3, 4].

Это также можно объяснить тем, что различным образом ориентированные грани поверхностных кристаллитов характеризуются различными коэффициентами распыления. В некоторых случаях формы впадин и выступов могут согласовываться с кристаллографической ориентацией кристаллитов, причем глубина рельефа не превосходит средние размеры поверхностных кристаллитов, а время его развития соответствует времени удаления с поверхности слоя в несколько раз большей глубины [5]. Для анализа процессов, влияющих на формирование рельефа поверхности необходимо учитывать множество факторов. Одним из таких факторов является процесс, который приводит к выходу из строя катода - катодное распыление. При этом определяющее значение имеет величина пороговой энергии распыления. Обычно она находится в пределах 25 - 35 *эВ*. Для *Al* пороговая энергия распыления ионами Ne^+ равна 13 *эВ* [1]. Типичная энергия ионов в лазере превышает 35 *эВ*, и при воздействии этих ионов на диэлектрическую пленку Al_2O_3 они проникают в объем катода [6].

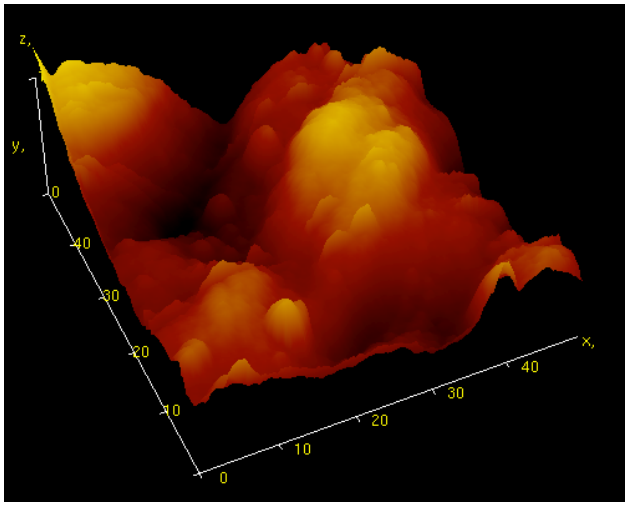


Рис. 1. Рельеф поверхности *Al* катода: масштаб в *мкм.*

Выделим основные особенности процесса распыления (рис. 2).

В случае *He-Ne* лазера катод бомбардируется в основном ионами низких энергий, что обуславливает распыление преимущественно в режиме первичного

прямого выбивания. При этом наиболее эффективная передача энергии происходит при равенстве масс бомбардирующего иона и атома катода. Поэтому ионы Ne^+ вносят больший вклад в распыление, несмотря на их количество, меньшее в сравнении с ионами He^+. В данном случае больше остальных распыляются атомы O_2 с меньшей массой в составе окисла на поверхности катода [7].

При облучении твердых тел ионами активных газов механизмы формирования рельефа протекают одновременно с образованием химических соединений с участием бомбардирующих атомов. Образующиеся соединения формируют поверхностный слой Al_2O_3 который затормаживает развитие рельефа за счет каскадного распыления [5].

Поверхностный рельеф определяет изменение в распределении электрического поля непосредственно над поверхностью. Также стоит учитывать разную плотность объемного заряда над поверхностью, обусловленную различием рельефа. Как известно, выступы обеспечивают большую плотность тока из-за фактора формы β, который определяет напряженность поля $E = \beta V$ в каждой точке поверхности. Кроме того, характеристики эмиттера определяются не только геометрическим, но и потенциальным рельефом, что может рассматривается в рамках представлений Фаулера-Нордгейма. Таким образом, над выступами формируется более интенсивное электронное облако, чем над другими областями катода. Этот пространственный заряд будет контрагировать положительные ионы. Неравномерное распределение электрического поля приводит к перераспределению ионных потоков, увеличивая их в районе выступов.

Из-за отмеченного выше неравномерного ионного потока вследствие поверхностного рельефа будет происходить преимущественное падение на склоны выступов. Коэффициент распыления при этом определяется углом падения: при касательном ударе он выше, выступы ионными потоками распыляются быстрее [8].

Из этого можно сделать следующий вывод, что изначально неровный рельеф поверхности будет распыляться сильнее, чем плоский. В то же время, сглаживание поверхностного рельефа поликристаллических металлических поверхностей обеспечивается при бомбардировке ионами с энергиями, меньшими порога распыления: преимущественно распыляются атомы, имеющие меньшие энергии связи с поверхностью, т.е. атомы на выступах и впадинах [9]. Данное явление применимо для предварительной полировки рельефа поверхности холодных катодов, что в дальнейшем замедлит процесс распыления катода под воздействием больших флюенсов ионов в «рабочей» плазме. При этом уменьшится суммарный коэффициент распыления поверхности за счет выступов и впадин, атомы которых имеют наиболее низкие энергии связи.

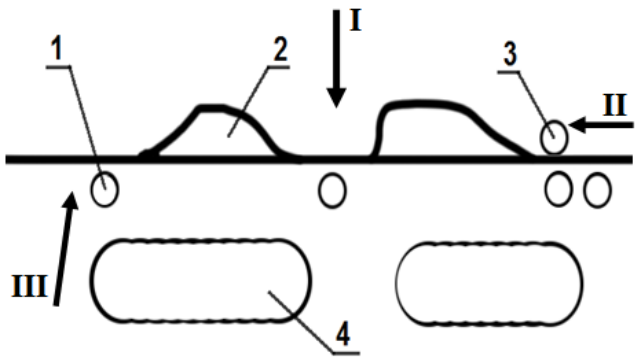


Рис. 2. Потоки и местоположение атомов на поверхности эмиттера.
I – плазменный и ионный поток; *II* – миграция атомов на поверхности;
III – сегрегационный поток; *1* – внедренные атомы газового наполнения;
2 – кластерные островковые структуры; *3* – адсорбированные атомы;
4 – области конденсированного состояния газа.

Литература:

1. Плешивцев, Н.В. Катодное распыление / Н.В. Плешивцев – М.: Атомиздат, 1968. – 347 с.

2. Eroshkin, M.V. Research of critical structure Ge layers on Si (111) surface / M.V. Eroshkin, G.V. Kiselyev, E.N. Moos, A.I. Rudenko. In Book of Abs. of Regional Workshop EMAS-2012, Italy, Padova. – P. 345.

3. Гринфельд, М.А. ДАН СССР, 1972. – Т. 290. – С. 1358.

4. Болховитянов, Ю.Б. Возможности и основные принципы управления пластической релаксацией пленок GeSi/Si и Ge/Si / Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин и др. // ФТП. – 2008. –Т. 42. – Вып. 1. – С.3-22.

5. Беграмбеков, Л.Б. Модификация поверхности твердых тел при ионном и плазменном воздействии / Л.Б. Беграмбеков – М.: 2001.

6. Коржавый, А.П. Обзоры по электронной технике: Новые катодные материалы, методы и оборудование для их производства / А.П. Коржавый, Д.Н. Сигов, С.И. Файфер // Электронная техника Сер.6. Материалы. – 1980. – Вып. 5. – С. 137 - 142.

7. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. – М.: Мир. – 1986. – 488 с.

8. Добрецов, Л.Н. Эмиссионная электроника / Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. – М.: 1966. – 564 с.

9. Беграмбеков, Л.Б. Процессы в твердом теле под действием ионного и плазменного облучения / Л.Б. Беграмбеков. – М.: 2008. – 196 с.

STRUCTURE SI (111) – GE RADIATIVE HETEROSYSTEM CRITICALITY

КРИТИЧНОСТЬ СТРУКТУРЫ СЛОЕВ ИЗЛУЧАЮЩИХ ГЕТЕРОСИСТЕМ SI (111) – GE

G.V. Kiselev, V.V. Inyakov, E.N. Moos, A.I. Rudenko

Г.В. Киселев, В.В. Иняков, Е.Н. Моос, А.И. Руденко

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань

Research of epitaxial layers reconstruction of germanium layer on atomically clean surface of *Si* (111) has fundamental value for studying of special characteristics of semiconductors boundary light emitted heterosystems and for various technological applications. It is necessary to mark that this system can be considered as a modeling heterosystems, including the popular nowadays carbon ones.

Исследования реконструкции эпитаксиальных слоев германия на атомно-чистой поверхности *Si* (111) имеют фундаментальное значение для изучения особых характеристик полупроводниковых границ светоизлучающих гетеросистем и различных технологических применений. Следует отметить, что данная система может рассматриваться как модель гетеросистем, включая столь популярные ныне углеродные системы.

1. Введение

Гетероструктуры на основе систем *Si/Ge*, в которых происходит самопроизвольное формирование квантовых точек (островков *Ge*) при достижении некоторого критического уровня в количестве атомов покрывающего германия, привлекают устойчивое внимание исследователей в последние десятилетия благодаря своим уникальным свойствам и в связи ростом нанотехнологических исследований. Им посвящен огромный массив публикаций, ссылки на которые можно найти в обзорных работах [1 – 4]. Данные системы обычно выращивают методом молекулярно-лучевой эпитаксии в высоком вакууме. Их свойства существенно отличаются от свойств массивных образцов обеих субстанций. В работе [1] рассматриваются особенности роста в этой системе и сделана попытка оценки ее электронных свойств. Авторы этой работы, формирующиеся квантовые нульмерные образования интерпретируют в терминах модели «квантовой ямы».

Отмечая особенности роста пленок германия на кремнии, авторы работ [1, 2] констатируют ее послойное наращивание на начальном этапе, несмотря на различие параметров атомных решеток, составляющее $\Delta a/a \sim 4\ \%$. Ссылки, содержащиеся в [1 – 3], указывают на различные критические толщины послойного роста и степени насыщения дефектами различного типа (включая дислокации несоответствия) в зависимости от температуры и кристаллографической ориентации кремниевой подложки. Действительно, внутренние напряжения в процессе напыления германиевой пленки накапливаются, развивается неустойчивость, приводящая к стягиванию атомов *Ge* в островковые (трехмерные) кластерные образования. Морфология и

кинетические аспекты эволюции рассматриваемых гетеросистем детально обсуждаются в обзоре [2]. В гетеросистемах возможны три режима роста пленок [4]: двумерный (2D), трехмерный (3D), послойный с переходом на трехмерный (2D → 3D).

Отмечается, что чем больше температура системы, тем при меньших толщинах достигается критическое состояние неустойчивости послойного роста [3]. В той же работе указывают на возможность торможения процесса перехода к трехмерному росту поверхностными примесями – сурфактантами.

Объяснения этому сводят к уменьшению латеральной подвижности адатомов, и, одновременно, торможению развития дефектов (и рельефа) в растущей системе. Развитие трехмерного поверхностного рельефа может инициировать зарождение дислокаций (например, дислокаций несоответствия [3]), что затормозится увеличением температуры подложки. Гетероэпитаксия при ориентации подложки *Si* (111) по предположению авторов [3] также может отдалить переход к трехмерному росту из-за более высокой энергии образования ступеней на плоскости (111) грани (выбор такой ориентации для проверки этого предположения явился одной из целей в данной работе).

2. Дифракционные исследования гетеросистемы *Si* (111) – *Ge* и обсуждение

В работе элементарный состав и реконструкция исследовались методами дифракции медленных электронов (*ДМЭ*) и электронной Оже-спектроскопии (*ЭОС*) в процессе начальной стадии формирования границы раздела системы *Ge* – *Si* (111) в высоковакуумной камере при давлении $2 \cdot 10^{-8}$ *Па*.

Оригинальность данной работы состоит в применении *ДМЭ*, обеспечивающей получение информации с самых верхних атомных слоев (в отличие от *ДБЭ*). Образцы крепились к *Mo* кристаллодержателю с помощью *Ta* прижимного кольца. Контроль температуры исследуемых образцов осуществляли хромель-алюминиевой термопарой, закрепленной рядом с образцом. Для осаждения *Ge* использовали ячейку Кнудсена с тиглем из нитрида бора, окруженную вольфрамовым нагревателем и системой теплозащитных экранов.

Прерывание молекулярного потока производилось с помощью танталовой заслонки. Атомно-чистую поверхность *Si* (111) получали высокотемпературным прогревом до 1200 ℃, которую затем плавно охлаждали. В данной работе температура наращивания пленки состовляет 500 ℃.

В результате в начальной стадии получена четкая кристаллическая структура *Si* (111) – 7x7: на начальной стадии осаждения атомы *Ge* как – бы повторяют поверхностную структуру подложки *Si* и наблюдаемая структура (7x7) – *Ge-Si*.

Пленки *Ge* на *Si* (111) растут по механизму Странского-Крастанова, т.е. с переходом от двумерного к трехмерному росту (по-видимому, в системе при этом реализуется минимально возможная энергия, так как поверхностная энергия *Ge* ниже, чем поверхностная энергия *Si*). Обнаружено, что при достижении 4 монослоев напряжения в пленке достигают критической величины и происходит реконструкция в гетеросистеме с зарождением трехмерных кластеров – островков. Рост пленки *Ge* сопровождается структурным переходом (7x7) → (5x5). На этом этапе интенсивность Оже-линии *Si* возрастала (открытие свободных от атомов *Ge* атомов подложки). В дальнейшем – дифракционная картина становится диффузной, а рост интенсивности Оже-линий замедляется. Оже-спектрометр не обнаруживает при этом значительного присутствия сурфактантов на *Si* (111) при «повышенной» температуре роста.

3. Заключение

Метод *ДМЭ* регистрирует переход от двумерного к трехмерному росту (2D → 3D) при достижении критической толщины германиевой пленки ~ 4 монослоев, что приводит к замене дифракционной картины 7x7 на 5x5. Заметного торможения такого перехода повышенная до 500 ℃ температура подложки *Si* и ее кристаллографическая ориентация (111) не обеспечивает. Из результатов *ЭОС* трудно предположить значительную роль поверхностных примесей кремниевой подложки и растущей пленки германия на процесс роста.

Литература:

1. Талочкин, А.Б. Спектр электрон-дырочных состояний структуры Si/Ge с квантовыми точками Ge / А.Б. Талочкин, И.Б. Чистохин // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 140. – № 3(9). – С. 583-589.

2. Арабкина, Л.Б. Классификация hut кластеров Ge в массивах, формируемых на поверхности Si (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах / Л.Б. Арабкина, В.А. Юрьев // УФН. – 2010. – Т. 180. – № 3. – С. 265-288.

3. Болховитянов, Ю.Б. Возможности и основные принципы управления пластической релаксацией пленок GeSi/Si и Ge/Si ступенчато изменяемого состава / Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов // ФТП. – 2008. – Т. 42. – Вып. 1. – С.3- 22.

4. Леденцев, Н.Н. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Н.Н. Леденцев, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг // ФТП. – 1998. – Т. 32. – №4. – С. 385-409.

ACTIVE ENVIRONMENT OF THE GAS LASERS

АКТИВНАЯ СРЕДА ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

V.E.Privalov, A.E.Fotiadi

В.Е.Привалов, А.Э.Фотиади

Saint-Petersburg State Polytechnic University, Saint-Petersburg

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Активной среде газоразрядных лазеров посвящено много работ, см., например, [1-3]. Наиболее детально исследовались лазеры тлеющего разряда. Изучались инверсия населенностей и усиление лазеров постоянного тока, с ВЧ и комбинированной накачкой. Важным этапом было создание модели статической вольтамперной характеристики [4,5], которая до 1989 г. описывалась только феноменологически. Следующим этапом стали динамические вольтамперной характеристики и переход к колебаниям и волнам

в активной среде газоразрядных лазеров. В докладе дается обзор современного состояния вопроса и рассматриваются пути обеспечения оптимального вклада активной среды в создание эталонных частотностабилизированных газоразрядных лазеров. В первую очередь, *He-Ne/J_2* –лазеров, например [6] (рис.1).

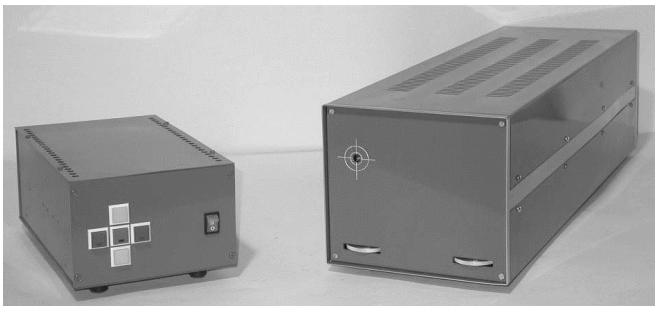


Рис. 1. He-Ne/J_2 –лазер.

Рассмотрены новые типы активных элементов *He-Ne* лазеров [7-11] (рис. 2).

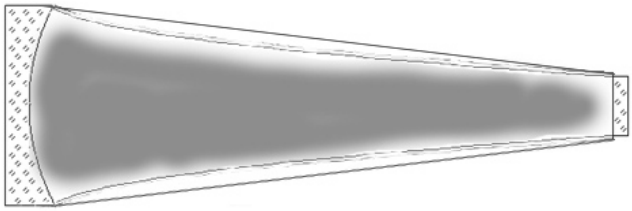


Рис. 2. Конический активный элемент.

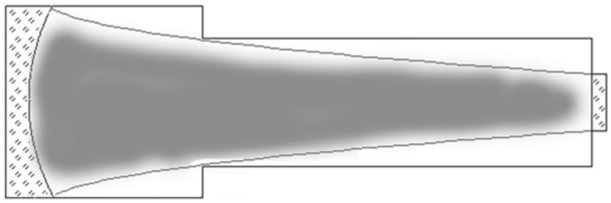


Рис. 3. Двухсекционный активный элемент.

Литература:

1. Привалов В.Е. Доктор. диссертация, ВНИИМ им. Д.И.Менделеева, Л., 1978

2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Судостроение. – Л., 1989. – 237 с.

3. Фотиади А.Э. Доктор. Диссертация. – СПбГТУ, СПб, 1993.

4. Привалов В.Е., Шишов С.И. Исследование импеданса слаботочного тлеющего разряда в трубках малого диаметра. – ЖТФ. – 1989. – Т. 59. – С. 204.

5. Елагин В.В., Головицкий А.П., Лукин А.Я., Фотиади А.Э. Исследование положительного столба слаботочного капиллярного разряда в гелии // Научные приборы. – 1993. – Т. 2. – № 2. – С. 37.

6. Крылов П.С., Привалов В.Е. He-Ne/J_2 –лазер на виброзащитном основании // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31. – Вып. 5. – С. 7.

7. Золотов С.А., Привалов В.Е. Уход от стандартных геометрий приводит к выигрышу в усилении // Труды конференции «Лазеры. Измерения. Информация», 2010. – С. 109.

8. Привалов В.Е., Золотов С.А. Газоразрядный лазер. // Патент России

9. № 95909, 2010.

10. Привалов В.Е., Золотов С.А. Газоразрядный лазер. // Патент России № 101276, 2011.

11. Привалов В.Е. Газоразрядный лазер. // Патент России № 102856, 2011.

12. Привалов В.Е. Газоразрядный лазер. // Патент России № 104758, 2011.

THE METHOD OF MIRROR NOISE IMAGES

Chernov E.I., Sobolev N.E.

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Ryazan institute (branch) of the Moscow open university

V.S.Chernomyrdin's name

Authors developed new technology of allocation of an useful signal from noise – «The METHOD of MIRROR NOISE IMAGES», based on use of earlier unknown property of the noise predicted by the professor Chernov E.I. and experimentally confirmed with it together with Sobolev N E.

Unlike an usual filtration in offered technology the noise signal in the field of the frequencies corresponding to a range of an useful signal chokes. It allows to receive the signal to noise ratio above the «limiting» values defined according to classical «Radio engineering» by an optimum filtration of signals.

The declared technology makes a subject of the KNOW-HOW.

On Fig. 1 the noise signal subjected to an usual narrow-band filtration in the field of frequencies of an useful signal is presented.

On Fig. 2 the same noise signal processed on offered technology is presented. The signal to noise ratio at such processing increased more than in 5 times in comparison with an usual filtration of signals.

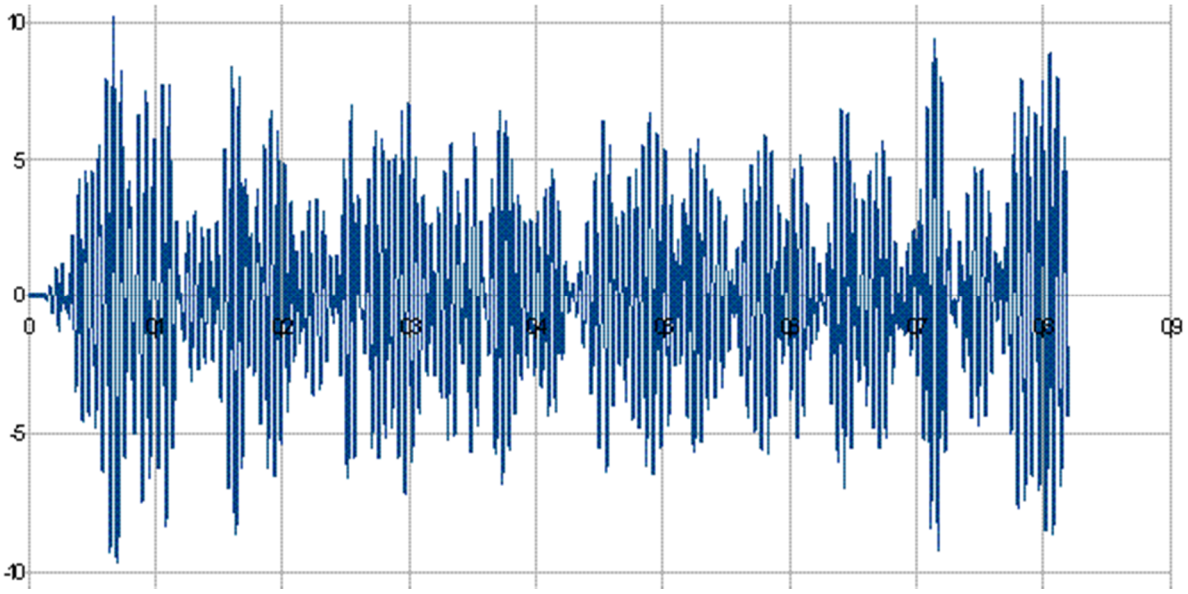


Fig. 1. The noise signal subjected to an usual narrow-band filtration in the field of frequencies of an useful signal is presented.

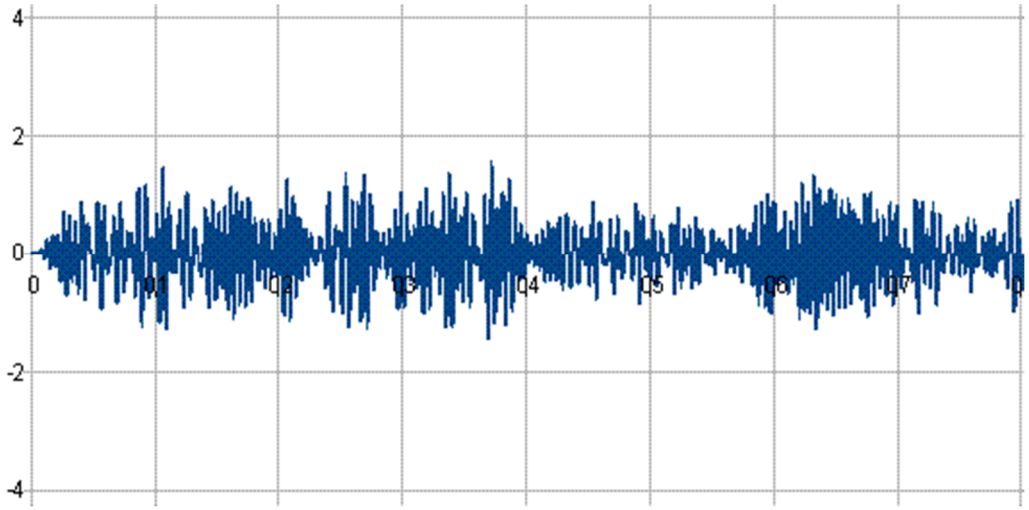


Fig. 2. The same noise signal processed on offered technology**.**

Further work is directed on development of more perfect algorithms realizing «The METHOD of MIRROR NOISE IMAGES».

The presented KNOW-HOW belongs to breakthrough technologies.

Possible scopes: measuring equipment, medical diagnostic devices, radio communication, radar-location, hydrolocation, radio navigation, television, laser measuring systems.

МЕТОД ЗЕРКАЛЬНЫХ ШУМОВЫХ ОБРАЗОВ

Чернов Е.И., Соболев Н.Е.

Рязанский государственный университет имени С.А.Есенина, г. Рязань

Рязанский институт (филиал) Московского открытого университета

им. В.С.Черномырдина

Авторами разработана новая технология выделения полезного сигнала из шумов – **«МЕТОД ЗЕРКАЛЬНЫХ ШУМОВЫХ ОБРАЗОВ»**, основанный на использовании ранее неизвестного свойства шумов, предсказанного профессором Е.И. Черновым и экспериментально подтвёрждённого им совместно с Н.Е. Соболевым

В отличие от обычной фильтрации в предлагаемой технологии подавляется шумовой сигнал в области частот, соответствующих спектру полезного сигнала. Это позволяет получать отношения сигнал/шум выше «предельных» значений, определяемых согласно классической «Радиотехнике» оптимальной фильтрацией сигналов.

Заявленная технология составляет предмет **НОУ-ХАУ** и при необходимости может быть защищёна международными патентами.

На рис. 1 представлен шумовой сигнал, подвергнутый обычной узкополосной фильтрации в области частот полезного сигнала.

На рис. 2 представлен тот же шумовой сигнал, обработанный по предлагаемой технологии. Отношение сигнал/шум при такой обработке увеличилось более чем в 5 раз по сравнению с обычной фильтрацией сигналов.

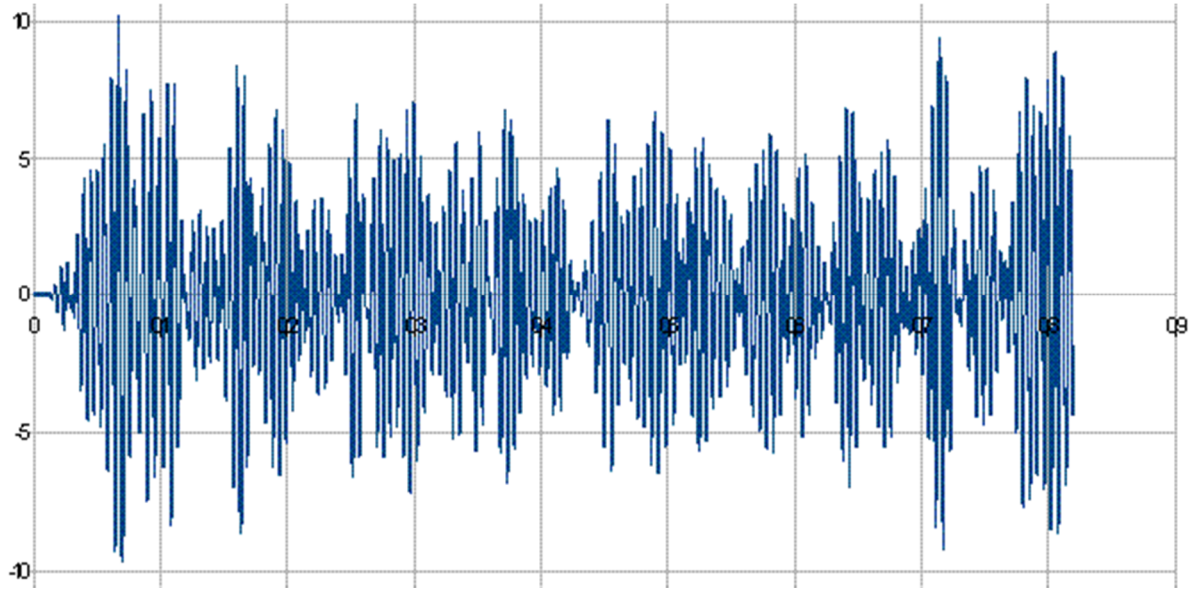


Рис. 1. Шумовой сигнал, подвергнутый обычной узкополосной фильтрации в области частот полезного сигнала.

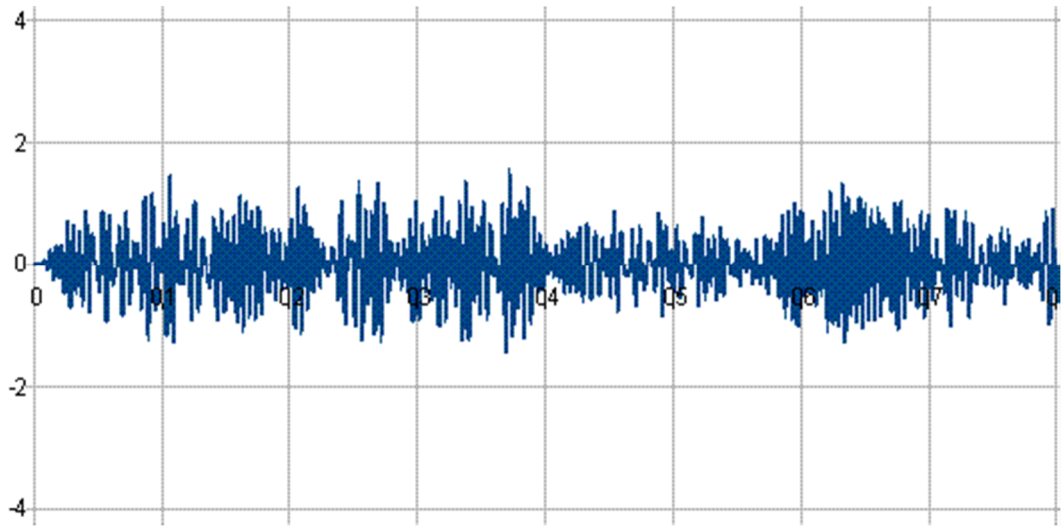


Рис. 2. Шумовой сигнал, обработанный по предлагаемой технологии.

Дальнейшая работа направлена на разработку более совершенных алгоритмов, реализующих **«МЕТОД ЗЕРКАЛЬНЫХ ШУМОВЫХ ОБРАЗОВ».**

Представленное **НОУ-ХАУ** относится к прорывным технологиям.

Возможные области применения: измерительная техника, медицинские диагностические приборы, радиосвязь, радиолокация, гидролокация, радионавигация, телевидение, лазерные измерительные систем.

Section V

PHYSICAL PROCESSES IN NANOHETEROSTRUCTURES AND THE METHODS OF THEIR DIAGNOSTICS

Секция V

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ И МЕТОДЫ ИХ ДИАГНОСТИКИ

LINEAR AND NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES OF FLUORENONE-BASED LINEAR CONJUGATED OLIGOMERS

ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОСНОВАННЫХ НА ФЛУОРЕНОНЕ ЛИНЕЙНЫХ КОНЪЮГИРОВАННЫХ ОЛИГОМЕРОВ

Tianhao Huang, Yinghui Wang, Hanzhuang Zhang

College of Physics, Jilin University

Колледж физики, университета Цзилинь

π-conjugated organic oligomers with donor–acceptor (*D–A*) architectures have attracted much attention due to their strong nonlinear optical properties. Over the past two decades, organic molecules with excellent two-photon property have developed significantly. In this study, we compare the effects of donors on the linear and nonlinear optical characteristics of two novel *D–π–A–π–D* type fluorenone-based conjugated oligomers (*F-FO-F* and *TPA-FO-TPA*), where fluorene and triphenylamine act as the donors (as seen in Figure 1), by using various spectroscopic techniques, including steady-state spectral measurement, time-correlated single-photon counting (*TCSPC*) technique, two-photon fluorescence (*TPF*) and femtosecond open-aperture z-scan technique[1]. The steady-state measurements show that the triphenylamine chromophore with strong electron-donating ability may lead to red-shifts of the absorption peaks through lowering the π–π^* transition energy and enhancing the charge transfer character. The increase of Stokes shift in the spectral feature of *TPA-FO-TPA* could be attributed to the enhancement of intramolecular charge transfer (*ICT*) [2]. *TCSPC* technique has been performed to detect the excited state dynamics of the oligomers. The triphenylamine group, which bears a stronger electron-donating ability is able to shorten the fluorescence lifetime due the acceleration of the *ICT* process compared to fluorene group. The fluorenone-based oligomers show obvious nonlinear optical properties through two-photon fluorescence (*TPF*), it is observed that the oligomer with triphenylamine group show a stronger *TPF* efficiency than that of fluorene chromophore. The corresponding two-photon absorption (*TPA*) cross-sections were measured by the femtosecond open-

aperture z-scan technique at 800 *nm*, and the results are shown in Figure 2. The *TPA* cross-sections of *F-FO-F* and *TPA-FO-TPA* are calculated to be 626 and 884 *GM* (1 $GM = 1\times10^{-50}\ cm^4\ s\ molecule^{-1}\ photon^{-1}$), respectively, and the latter is almost 1.4 times higher than the former. This result indicates that the triphenylamine unit acting as a more electron-rich moiety is benefit for the enhancement of *TPA* cross-section, because of the enhancement of *ICT*. This study would be helpful for the easy adjustment of optical properties of oligomers and the better exploration of novel optical compounds with strong nonlinear behavior.

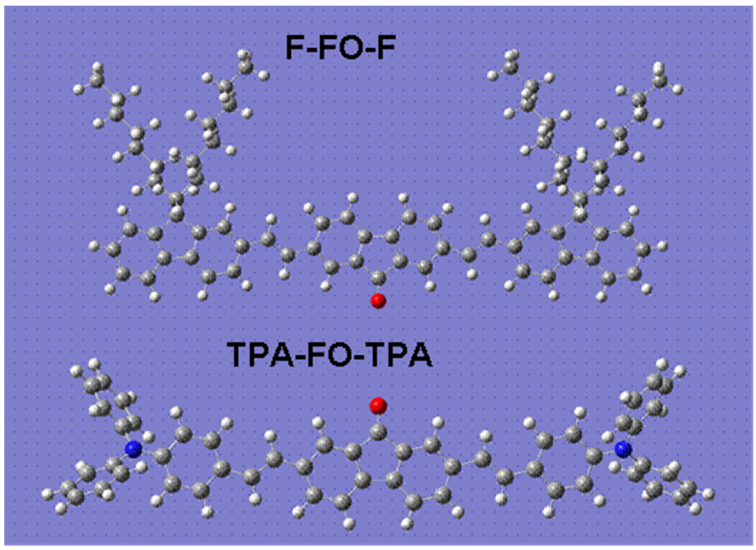


Figure 1: Optimized ground-state geometries of **F-FO-F** and **TPA-FO-TPA** as predicted by quantum-chemical calculation

References:

1. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.H., Hagan D.J., and Van E.W. Stryland, IEEE J. Quantum Electron., 1990. – P.760-769.

2. Bhaskar A., Ramakrishna G., Lu Z.K., Twieg R., Hales J.M., Hagan D.J., Van Stryland E., and Goodson T., Chem J. Am.. Soc., 2006. –P.11840-11849.

STABILIZATION OF THE PHOTOLUMINESCENCE OF POROUS SILICON

СТАБИЛИЗАЦИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПЛЕНОК ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

V.V. Tregulov

В.В.Трегулов

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань

Показана возможность стабилизации фотолюминесценции пленок пористого кремния за счет введения водного раствора $KMnO_4$ в электролит при электрохимическом способе формирования.

Пористый кремний (*ПК*) является перспективным материалом для современной оптоэлектроники. На его основе могут изготавливаться эффективные светоизлучающие диоды видимого и ближнего инфракрасного диапазона. Пленки *ПК* также могут использоваться для генерации второй и третьей гармоник лазерного излучения. Основным сдерживающим фактором широкого применения *ПК* в оптоэлектронике является нестабильность его характеристик, и в частности – фотолюминесценции (*ФЛ*).

В данной работе исследована возможность стабилизации *ФЛ ПК* за счет введения в электролит окислителя. В качестве окислителя использовался водный раствор $KMnO_4$ с концентрацией 0,04 *М*.

Пленка *ПК* формировалась методом анодного электрохимического травления на поверхности монокристаллической кремниевой пластины *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением 1 *Ом·см* и ориентацией (100). Использовался электролит состава HF(48%) + C_2H_5OH + водный раствор $KMnO_4$ (содержание компонентов 0,5:0,5:1,0).

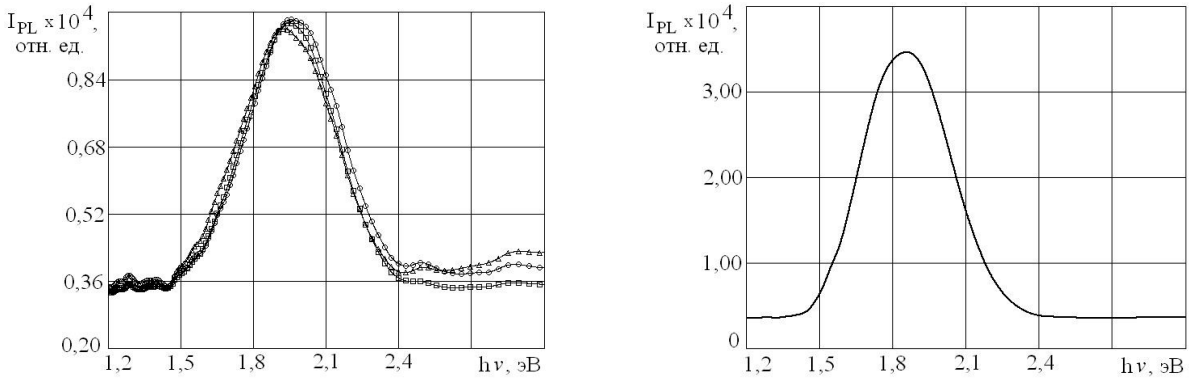
Рост пленки *ПК* производился в течение 10 минут при плотности тока 12,5 $мА/см^2$. Образец № 1 был изготовлен при освещении поверхности кремниевой пластины в ходе электрохимического травления, № 2 – без освещения.

Также был изготовлен образец №3 без добавления окислителя в электролит HF(48%) + C_2H_5OH (содержание компонентов 1:1) при тех же параметрах процесса. Образец № 3 изготавливался при освещении поверхности кремниевой пластины.

Все образцы обладали *ФЛ* в видимой области спектра. Для возбуждения *ФЛ ПК* использовалось излучение азотного лазера с длиной волны 337 *нм* при мощности 0,5 *мВт*. Спектры *ФЛ* измерялись спектрометром USB-4000-VIS-NIR.

Измерение спектров ФЛ производилось в одинаковых условиях на следующий день после изготовления образцов, а также через один и два месяца после изготовления.

Спектры ФЛ образцов № 1 и № 2 в виде зависимости интенсивности люминесценции от энергии кванта показаны на рис. 1а и рис. 1б, соответственно.



а) *б)*

Рис. 1. Спектры *ФЛ* образцов №1 (*а*) и №2 (*б*): ○ – после изготовления; □ – через месяц; Δ – через два месяца после изготовления.

Для образца № 2 спектр *ФЛ* в течение двух месяцев после изготовления практически не изменился (рис. 1*б*). Максимум спектральной линии для образца № 2 соответствует $h\nu = 1{,}86$ *эВ*.

Для образца № 1 наблюдалось снижение интенсивности *ФЛ* с одновременным смещением спектрального максимума в область низких энергий (рис. 1*а*). Максимум спектральной линии для образца № 2 после изготовления соответствовал энергии 1,96 *эВ*, через 2 месяца он сместился до значения 1,92 *эВ*.

Увеличение интенсивности *ФЛ* для образца № 2 по сравнению с образцом № 1 объясняется более высокой концентрацией центров излучательной рекомбинации. Смещение положения максимума полосы *ФЛ* для образца № 2 по сравнению с образцом № 1 в сторону более низких энергий (рис. 1) объясняется более крупным размером кремниевых нанокристаллитов в пленке *ПК*, изготовленной без освещения.

Спектры *ФЛ* для образца № 3, изготовленного без добавления окислителя в электролит, представлены на рис. 2.

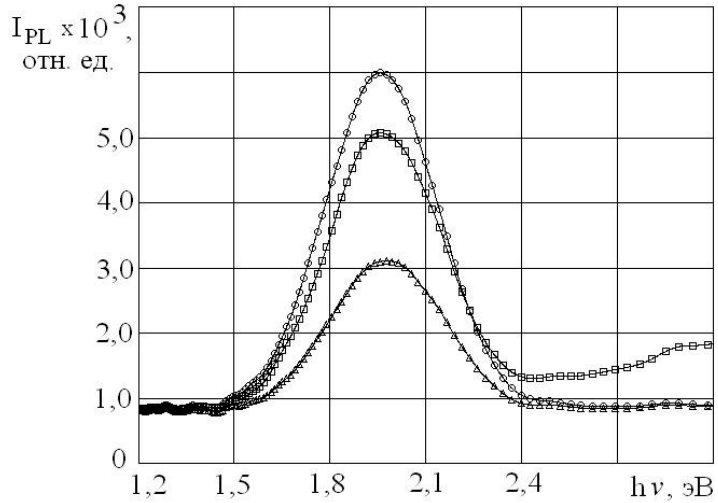


Рис. 2. Спектры *ФЛ* образца №3: ○ – после изготовления; □ – через месяц; Δ - через два месяца после изготовления.

Интенсивность *ФЛ ПК* этого образца существенно снижается в течение двух месяцев после изготовления (рис. 2). Кроме того, интенсивность *ФЛ* образца № 3 значительно ниже, чем для образцов № 1 и № 2. Это объясняется более низкой концентрацией центров излучательной рекомбинации.

Деградация интенсивности *ФЛ* образца № 3 объясняется снижением концентрации центров излучательной рекомбинации за счет разрыва связей *Si–H* и заменой их более стабильными связями *Si–O* [1].

На основе полученных экспериментальных данных можно утверждать, что добавление $KMnO_4$ в электролит при электрохимическом способе формирования *ПК* способствует стабилизации спектров *ФЛ*. Перманганат- ион MnO_4^- в кислотной среде является сильным окислителем. Поэтому добавление $KMnO_4$ в электролит приводит к ускорению окисления кремния. В результате

кремниевые кристаллиты становятся более мелкими даже при отсутствии освещения поверхности кремниевой пластины в процессе роста *ПК*. Это объясняет наличие интенсивной *ФЛ* в видимой области спектра для образцов № 1 и № 2.

Стабилизация интенсивности *ФЛ* образцов № 1 и № 2 может быть объяснена эффектом пассивации поверхности кремниевых кристаллитов за счет замены связей *Si–H* на более стабильные связи *Si–Mn* и *Si–O–Mn*. Более низкая интенсивность *ФЛ* для образца №1 по сравнению с образцом № 2, может быть объяснена снижением активности химических окислительных процессов при освещении. Под действием света $KMnO_4$ в водном растворе превращается в диоксид марганца и его окислительная способность снижается. Также установлено, что добавление $KMnO_4$ в электролит при электрохимическом окислении кремния без освещения, способствует стабилизации электрофизических характеристик полупроводниковой структуры на основе *ПК* [2].

Литература:

1. Филиппов, В.В. Спектры фотолюминесценции и фотовозбуждения пористого кремния, подвергнутого анодному окислению и травлению / В.В. Филиппов, В.П. Бондаренко, П.П. Першукевич // ФТП. – 1997. – Т. 31. – Вып. 9. – С. 1135-1141.

2. Трегулов, В.В. Стабилизация электрофизических характеристик полупроводниковых структур на основе пористого кремния / В.В. Трегулов. // Сборник статей XIII международной научно-практической конференции «Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности и экономике. Санкт-Петербург 24-26 мая 2012». – 2012. – С. 201-203.

CONTACTLESS MICROWAVE METHOD FOR DETERMINATION OF CHARGE CARRIER CONCENTRATION AND QUANTIZED HALL RESISTANCE IN SEMICONDUCTOR NANOSTRUCTURES

БЕСКОНТАКТНЫЙ МИКРОВОЛНОВОЙ МЕТОД ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И КВАНТОВАННОГО ХОЛЛОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

A.A. Kornilovich, V.G. Litvinov

А.А. Корнилович, В.Г. Литвинов

Ryazan State Radioengineering University, Ryazan

Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань

A microwave method is developed that allows the oscillations of power due to the Shubnikov-de Haas effect to be measured in the microwave wave reflected from a sample. With these data, the charge carrier concentration and Hall-resistance in low-dimensional semiconductor systems containing degenerate electron gas localized within a –100 $\AA$ thick layer can be determined with an accuracy of ~ 0.5%.

Известны бесконтактные способы определения концентрации носителей заряда в полупроводниках [1, 2], основанные на СВЧ эффекте Шубникова-де Гааза, заключающиеся в том, что полупроводник охлаждают до гелиевых температур, воздействуют на него *СВЧ*-излучением и постоянным магнитным полем B, вектор индукции которого направлен перпендикулярно поверхности полупроводника, дополнительно воздействуют на полупроводник переменным магнитным полем с амплитудой $b << B$, изменяющимся со звуковой частотой ω, направленным параллельно постоянному магнитному полю и падающему на полупроводник *СВЧ*-излучению, частоту которого выбирают меньше частоты столкновений свободных носителей заряда с атомами полупроводника, регистрируют сигнал, пропорциональный первой производной интенсивности отраженного от полупроводника *СВЧ*-излучения по магнитному полю и по значениям магнитного поля B, соответствующим максимумам осцилляций Шубникова-де Гааза, определяют период осцилляций $\Delta(B^{-1})$, концентрацию

носителей заряда *n* расчетным путем. Однако этого недостаточно для определения квантованного холловского сопротивления.

В полупроводниковых наноструктурах со сверхрешетками, либо в двумерных гетероструктурах, например, типа $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ происходит изгиб энергетических зон. Это приводит к размерному квантованию энергии носителей заряда, т.е. к образованию дискретных энергетических уровней $E_0, E_1, \ldots E_i, \ldots$ в двумерном вырожденном нанослое *GaAs*. При толщине двумерного слоя меньше длины свободного пробега либо длины волны де Бройля электрона движение носителей заряда происходит в плоскости нанослоя. Двумерный слой *GaAs* имеет толщину несколько нанометров, является вырожденным, отделённым с обеих сторон слаболегированными объёмными слоями *AlGaAs* и *GaAs*. При исследовании свойств двумерного электронного газа контактными методами объемные слои вносят большую погрешность.

Известно, что сильное магнитное поле перестраивает плотность состояний вырожденного полупроводника по уровням Ландау

$$E_N = \hbar\omega_c\left(N + \frac{1}{2}\right)$$

где *N*-номер уровня Ландау, ω_c -циклотронная частота вращения электрона в магнитном поле, равная $\frac{eB}{m^*}$, m^* – эффективная масса электрона в полупроводнике, е – элементарный заряд. Плотность электронных состояний имеет резонансный характер с максимумами вблизи уровней Ландау. Рассеяние электронов, случайный потенциал, создаваемый неоднородностями, и температурное размытие *кТ* вызывают уширение уровней Ландау. Резонансное изменение высокочастотной проводимости, возбуждаемой в вырожденном полупроводнике зондирующим *СВЧ*-излучением приводит к возникновению *СВЧ*-осцилляций Шубникова-де Гааза.

В поле *СВЧ*-волны высокочастотный ток свободных носителей заряда имеет компонент, изменяющийся в фазе с электрическим полем *СВЧ*-волны. Синфазный компонент дает вклад в высокочастотную проводимость σ_{11} – диагональный компонент тензора проводимости. При этом электроны

поглощают энергию волны, поляризованной по левому кругу. В то время как направление орбитального движения электронов противоположно, т.е. является правовращающим относительно направления магнитного поля. Поскольку в первом приближении можно считать, что коэффициент отражения *СВЧ*-волны линейно зависит от действительной части высокочастотной проводимости, наблюдаются резонансные изменения мощности отраженной от образца *СВЧ*-волны – *СВЧ*-осцилляций Шубникова-де Гааза.

В условиях, когда период *СВЧ*-волны больше времени релаксации импульса электрона, происходит увеличение времени передачи энергии электрону. Когда уровень Ферми лежит в области подвижных (разрешенных) состояний вблизи *N*-ого уровня Ландау, протекание тока сопровождается максимальной диссипацией. Концентрация носителей заряда на *N*-ом уровне изменяется от 0 до $\frac{eB}{h}$ (h – постоянная Планка) по мере прохождения уровнем Ландау E_N уровня Ферми E_F в области энергий κT. При B_N, соответствующем максимуму осцилляции Шубникова-де Гааза, концентрация носителей заряда $n = \frac{2e}{h} B_N \left(N + \frac{1}{2} \right)$.

Локализованные состояния соответствуют хвостам уширенных уровней Ландау. При этом, когда уровень Ферми попадает в щель подвижности между уровнями Ландау, концентрация носителей заряда $n = \frac{2e}{h} B_N N$. Здесь B_N – значение магнитного поля, соответствующее минимуму осцилляции Шубникова-де Гааза, N – число уровней Ландау, лежащих ниже уровня Ферми E_F, заполненных электронами.

Концентрация свободных носителей заряда определяется бесконтактным способом в области постоянного периода осцилляций Шубникова-де Гааза $\Delta(B_N^{-1})$ по формуле $n = \frac{2e}{h} \left(\frac{B_{N+l}^{-1} - B_N^{-1}}{l} \right)^{-1}$ *м*$^{-2}$, где l – число периодов осцилляции Шубникова-де Гааза. Квантованное холловское сопротивление определяется по

формуле: $\rho_{12} = \frac{h}{e^2}\frac{B_\nu}{2}\left(\frac{B_{N+l}^{-1} - B_N^{-1}}{l}\right) Ом.$ Магнитное поле B_v соответствует минимуму отраженного от образца СВЧ-сигнала, пропорционального второй производной мощности СВЧ-излучения. Отраженный сигнал имеет ярко выраженный минимум в случаях, когда плато холловского сопротивления имеет малые размеры. Размеры плато ρ_{12} малы в неоднородных образцах, характеризуемых пониженным значением подвижности, а также в высококачественных образцах в области дробного квантового эффекта Холла.

Рассмотренный подход был применен для наноструктуры *GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As*. По периоду осцилляций ΔB^{-1} мощности отраженного от образца *СВЧ*-излучения и по расчетным формулам определили квантованное холловское сопротивление в исследуемом образце, в данном случае при B_4 = 4,17 *Тл,* ρ_4 = 6,46·10^3, *Ом*, при B_5 = 3,33 *Тл,* ρ_5 = 5,17·10^3, *Ом*.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, с использованием оборудования регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования при Рязанском государственном радиотехническом университете.

Литература:

1. Komilovich A .A., Studenikin S.A. and Buldygin A.F. RF Inventor's Certificate no. 2037911, Byull. hobret., 1995, no. 17, p.232.

2. Komilovich, A.A., RF Inventor’s Cenificate no. 2368982, 2009.

INVESTIGATION OF THE CHEMICAL COMPOSITION OF CDS SURFACE FILMS BY AUGER ELECTRON SPECTROSCOPY WITH NANOSCALE RESOLUTION

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК CDS МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОЙ ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИИ С НАНОРАЗМЕРНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

G.N. Skoptsova

Г.Н. Скопцова

Ryazan State University named for S. Esenin, Ryazan

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань

Представлены результаты исследования корреляции химического состава и электрофизических характеристик пленок *CdS*, изготовленных гидрохимическим осаждением, с помощью электронной Оже-спектроскопии и сканирующей зондовой микроскопии.

Метод электронной Оже-спектроскопии (*ЭОС*) позволяет исследовать элементный химический состав поверхности. Также он позволяет определять концентрации химических элементов, входящих в состав поверхности. Вместе с тем метод позволяет сделать вывод о составе химического соединения, образованного элементами, спектральные линии которых наблюдаются. Можно выяснить входит ли данный химический элемент в состав молекулы или существует в виде обособленного атома. Эта возможность метода *ЭОС* важна при исследовании многокомпонентных пленок, в частности *CdS*.

В используемом для исследований Оже-спектрометре диаметр электронного пучка на поверхности составляет 100 *Å*, что позволяет анализировать наноразмерные образования на поверхности.

Были исследованы пленки *CdS*, изготовленные методом гидрохимического осаждения из водных растворов хлорида кадмия $CdCl_2$ и тиомочевины $SC(NH_2)_2$ на поверхности пластин из монокристаллического кремния. Данный метод позволяет осаждать пленки на подложках с большой площадью поверхности, что имеет важное значение для солнечной энергетики. Этот метод отличается низкой себестоимостью.

В то же время качество таких пленок несколько хуже, чем у пленок полученных методами молекулярно-лучевой эпитаксии, осаждения из газовой фазы, термическим напылением. В связи с этим актуальной является задача исследования корреляции однородности химического состава пленок и электрофизических характеристик.

Оже-спектры измерялись в нескольких характерных точках образца. Наиболее типичный Оже-спектр представлен на рис. 1. В большинстве точек поверхности интенсивности спектральных линий одинаковы. В то же время наблюдались особые области поверхности, в которых соотношение между интенсивностями спектральных линий изменяется.

Для установления корреляции между особенностями химического состава и однородностью электрофизических характеристик проводились исследования распределения туннельных токов по поверхности образца вблизи особенностей методом сканирующей зондовой микроскопии (*СЗМ*) (рис. 2).

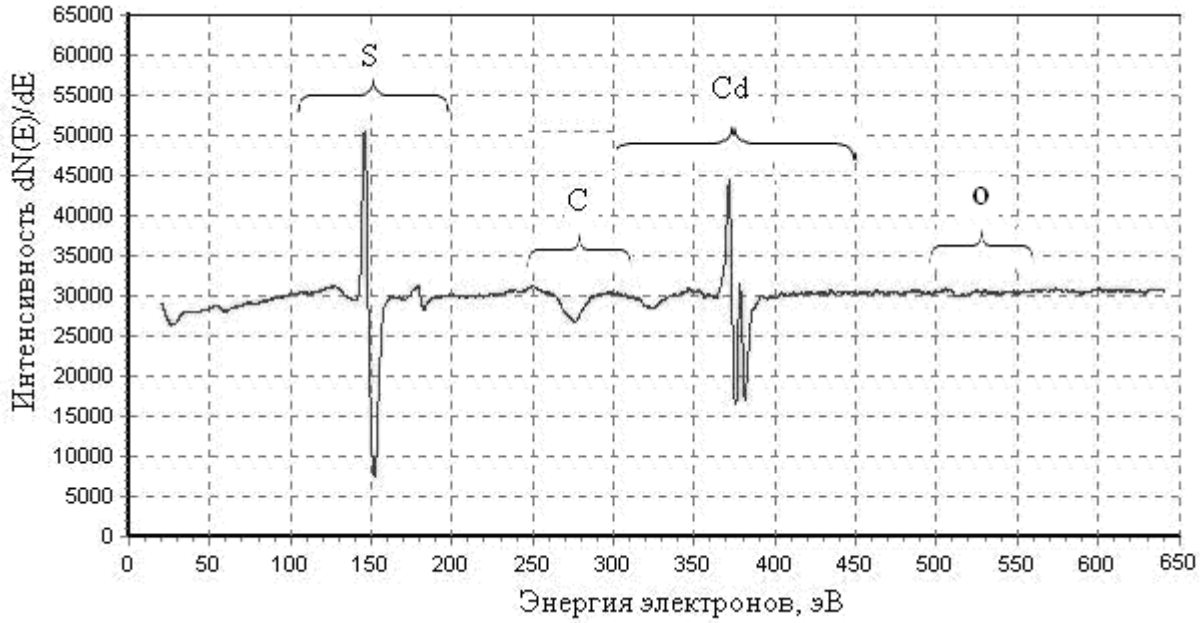


Рис.1. Спектр *ЭОС* пленки *CdS*.

В результате СЗМ исследований установлено, что существуют области с неоднородным распределением туннельного тока по поверхности (рис. 2).

На основании проведенных исследований можно предположить, что наблюдаемые неоднородности распределения туннельного тока по поверхности коррелируют с неоднородностями распределения химического состава.

В качестве причин неоднородностей химического состава можно указать следующее.

1) Избыточные атомы *S*, не входящий в соединение *CdS* и не являющиеся электрически активными.

2) Присутствие на Оже-спектре линий *C* объясняется загрязнением пленки *CdS* после изготовления.

3) Наличие линии кислорода можно объяснить присутствием соединения *CdO*, образующегося в результате окисления избыточных атомов *Cd*.

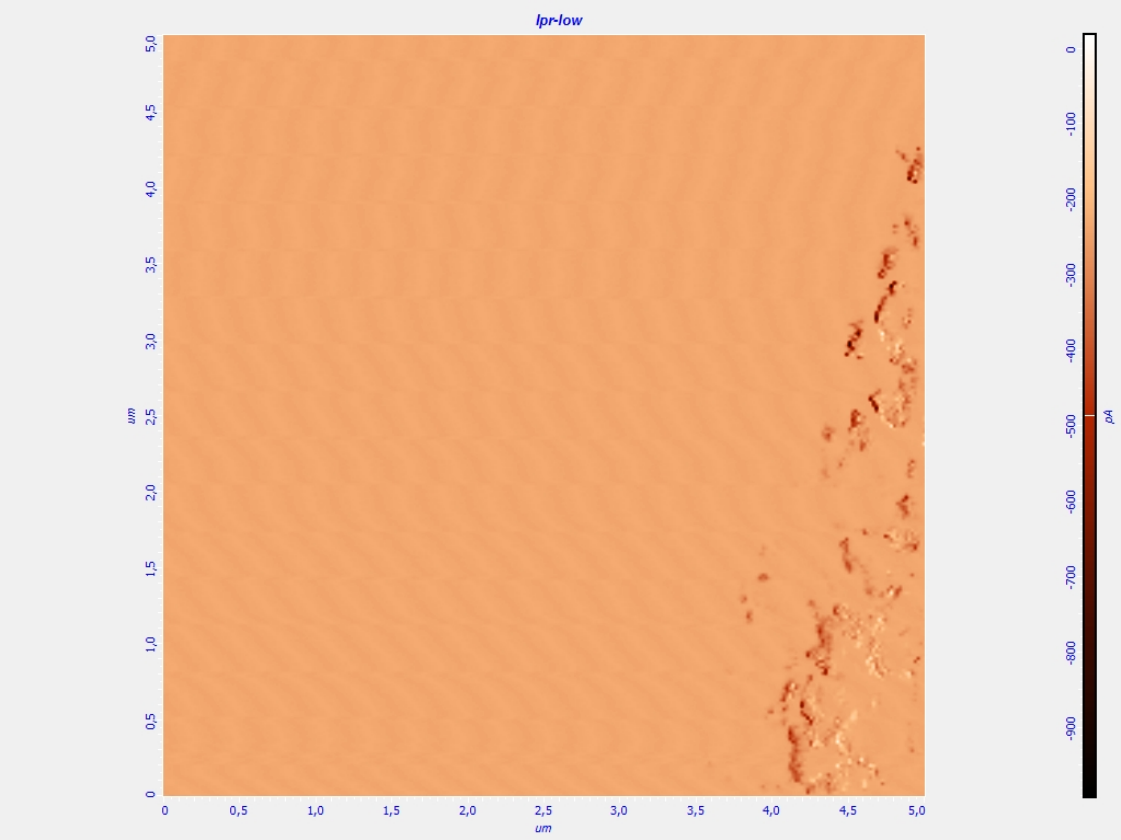


Рис. 2. Распределение туннельных токов по поверхности *CdS*.

Скопления кластеров указанных соединений на поверхности *CdS* способствует увеличению туннельных токов. Этим можно объяснить неоднородности на рис. 2.

Таким образом, Оже-спектроскопия имеет достаточно высокое поверхностное разрешение и достаточно высокую чувствительность по концентрации химических элементов. Это дает возможность исследовать особенности поверхности с наноразмерным разрешением.

Оже-спектрометры измерялись на оборудовании, любезно предоставленном ООО «Шибболет».

Исследования распределения туннельного тока проводились на оборудовании Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования Рязанского государственного радиотехнического университета.

Organizations that submitted materials collection of works of international scientific seminar:

1. Lomonosov Moscow State University, Moscow.
2. School of Science, Changchun University, Changchun, P.R. China.
3. Changchun University of Science and Technology, P.R. China.
4. MERPHOTONICS, Saint Etienne, France.
5. Ryazan State University named for S.A. Esenin, Ryazan.
6. Company «Sinergiya», Ryazan.
7. Company «Shibbolet», Ryazan.
8. Company «MKN and T», Ryazan.
9. Company «LaserVaryRakurs», Ryazan.
10. A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg.
11. P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow
12. Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan.
13. National Research University (MPEI), Moscow.
14. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow.
15. NIIgraphite, Moscow.
16. MATI – Russian State Technological University, Moscow.
17. NIU Information Technology, Moscow.
18. St.-Petersburg State University, St.-Petersburg
19. Pskov State University.
20. Ecole Polytechnique, Paris.
21. Photooptic, Ltd., Obninsk.
22. Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering of the National Research Nuclear University MEPhI, Obninsk.
23. Saratov State University named for N.G.Chernyshevskogo, Saratov.
24. IPMC RA S, Saratov.
25. IBPPM RAS, Saratov.
26. I.V. Michurin All-Russian Research Institute of Horticulture, Michurinsk.
27. I.V. Michurin All-Russian Research Institute of Fruit Crops Genetics and Breeding, Michurinsk.
28. P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow.
29. Tomsk State University, Tomsk.
30. JSC «Plasma», Ryazan.
31. Karelian State Pedagogical University, Petrozavodsk.
32. Saint-Petersburg State Polytechnic University, Saint-Petersburg.
33. Ryazan institute (branch) of the Moscow open university named forV.S.Chernomyrdin's, Ryazan.
34. College of Physics, Jilin University, Changchun, P.R. China.

Организации, представившие материалы в сборник научных трудов международного научного семинара:

1. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова.
2. Школа Физики, Чаньчунского университета, КНР.
3. Университет науки и техники, Чаньчунь, КНР.
4. Фотоника, Сент-Этьен, Франция.
5. Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина.
6. ООО «Синергия».
7. ООО «Шибболет».
8. ООО «МКНТ».
9. ЗАО «Лазервариракурс».
10. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт- Петербург.
11. Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.
12. Рязанский государственный радиотехнический университет
13. Национальный исследовательский университет (МЭИ), г. Москва.
14. Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына.
15. ОАО «НИИграфит», г. Москва.
16. ФГБОУВПО «МАТИ – Российский государственный технологический университет имени К.Э. Циолковского», г. Москва.
17. НИУ Информационных технологий.
18. Санкт-Петербургский государственный университет.
19. Псковский государственный университет.
20. Ecole Polytechnique, Париж, Франция.
21. ООО «ФОТООПТИК», г. Обнинск.
22. Обнинский институт атомной энергетики - филиал НИЯУ МИФИ г. Обнинск.
23. Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
24. ИПТМУ РАН, г. Саратов
25. ИБФРМ РАН, г. Саратов
26. ВНИИ садоводства им.И.В. Мичурина, Мичуринск.
27. ВНИИ генетики и селекции плодовых растений им. И.В. Мичурина, Мичуринск.
28. ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия.
29. Томский государственный университет, Томск.
30. ОАО «Плазма», г. Рязань.
31. Карельская государственная педагогическая академия, г. Петрозаводск.
32. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.
33. Рязанский институт (филиал) Московского открытого университета им. В.С.Черномырдина.
34. Институт естественных наук, Цзилиньский университет, Чаньчунь, КНР.

The list of authors

Abrosimov O.A. – 75, 114
Adrianova N.N. – 88, 92
Akchurin G.G. – 130
Akchurin (Jr) G.G. – 130
Aleshkevich V.A. – 52
Baoxue Bao – 23
Barinova A.A. – 161
Bashkatov A.N – 130
Bin Chen - 24
Borisov A.M. – 88, 92
Borisov B.B. – 88
Bratashov D.N. – 130
Brik E.B. – 125
Budagovsky A.V. – 134,139
Budagovsky I.A. – 134
Budagovskaya O.N. – 134
Chernov E.I. – 186
Chernyak E.Ya. – 40
Chirkin M.V. – 164
Chirtsov A.S. – 96
Chivel Yu. – 30, 36
Chulyaeva E.G. – 164, 166
Demkin V.N. – 40,101,105
Donh Yan – 19,109
Fotiadi A.E. – 184
Genina E.A. – 130
Golovkov O.L. – 60, 64, 67, 71, 147
Gorin D.A. – 130
Gorechy A.V. – 75
Grafonkin K.S. – 75, 114
Guajun Lin – 23
Halyan Tao – 24
Hanzhuang Zhang – 30
Iusypova O.V. – 125
Inyakov V.V. – 180
Jinhui Wu – 19
Jingquan Lin – 24
Kaptyushkin O.E. – 77
Kasyan V.G. – 161
Kernosov M.Y. – 164, 166
Khilov S.I. – 40, 77
Khilov V.S. – 77
Khlebsov B.N. – 130
Khlebtsov N.G. – 130
Kiselev G.V. – 176, 180
Kiselev Y.V. – 164
Kolesnikov S.A. – 64
Kondrahyn A.A. – 166
Konenkov N.V. – 40
Korolenko P.V. – 12
Kornilovich A.A. – 297
Kozlov B.A. – 153, 157
Krasnikov A.S. – 120
Kucheryavyy S.I. – 125
Kulikov M.I. – 161
Kuptsova G.A. – 60, 67, 71, 147
Lijiu Song – 19, 109
Lingtian Diao – 24
Litvinov V.G. – 197
Maksimova I. L. – 130
Mashkova E.S. – 88, 92
Marek V.P. – 96
Melnichuk G.V. – 166
Molkov S. I. – 171
Moos E.N. – 176,180
Nikolaev I.V. – 12
Ochkin V.N. – 12
Payurov A.Ya. – 157

Peters G.S. – 12
Polotov L. E. – 130
Polosko A.T. – 12
Portnov S.A. – 130
Privalov V.E. – 184
Pyanov O.G. – 161
Raskovskaya I.L. – 82
Rinkevichus B.S. – 82, 86
Rudenko A.I. – 180
Shadrin M.V. – 101, 105
Sevostyanova V.S. – 88, 92
Shakin O.V. – 50
Skoptsova G.N. – 201
Smyislova E.P. – 117
Sobolev N. E. – 186
Soldatov A.N. – 152
Solovyh N.V. – 134
Song Xiaowei – 24
Stepanov V.A. – 40, 60, 67, 71, 176
Suvorovtsev P.Y. – 86
Terentyuk G.S. – 130
Timofeev M.A. – 88
Timofeev O.S – 88
Tolkachev A.V. – 82
Trunin E.B. – 40
Tuchin V.V. – 130
Tianhang Huang – 191
Tregulov V.V. – 193
Uvarov N.G. – 53
Virgiliev Yu.S. – 88, 92
Vlasov A.N. – 143
Vorobyov V.P. – 166
Xiadui Ma – 23
Xin Tan – 24
Yastrebkov A.B. – 75, 114
Yinghui Wang – 191
Zarubin M.M. – 75

Список авторов

Абросимов О.А. – 78, 121
Акчурин Г.Г. – 138
Акчурин Г.Г. (мл.) – 138
Алешкевич В.А. – 53
Андрианова Н.Н. – 94, 98
Баринова А.А. – 172
Башкатов А.Н. – 138
Борисов А.М. – 94, 98
Борисов В.В. – 94
Браташов Д.Н. – 138
Брик Е.Б. – 133
Будаговский А.В. – 143, 148
Будаговский И.А. – 143, 148
Будаговская О.Н. – 143, 148
Виргильев Ю.С. – 94, 98
Власов А.Н. – 153
Воробьев П.Г. – 179
Гелина Э.А. – 138
Головков О.Л. – 62, 66, 70, 74, 157
Горин Д.А. – 138
Графонкин К.С. – 78, 121
Демкин В.Н. – 39, 108, 112
Долотов Л.Е. – 138
Иняков В.В. – 194
Касьян В.Г. – 172
Каптюшкин О.Е. – 80
Керносов М.Ю. – 176, 179
Киселев Г.В. – 189,194
Киселев Ю.В. – 176
Козлов Б.А. – 164, 168
Кондрахин А.А. – 179
Корнилович А.А. – 219
Короленко П.В. – 16
Коненков Н.В. – 45
Колесников С.А. – 66
Красников А.С. – 128
Куликов М.И. – 172
Купцова Г.А. – 62, 70, 74, 157
Кучерявый С.И. – 133
Литвинов В.Г. – 219
Максимова И.Л. – 138
Марек В.П. – 102
Машкова Е.С. – 94, 98
Мельничук Г.В. – 179
Мольков С.И. – 183
Моос Е.Н. – 189,194
Николаев И.В. – 16
Очкин В.Н. – 16
Паюров А.Я. – 164, 168
Петерс Г.С. – 16
Полоско А.Т. – 16
Портнов С.А. – 138
Привалов В.Е. – 198
Пьянов О.Г. – 172
Расковская И.Л. – 87, 91
Ринкевичус Б.С. – 87, 91
Руденко А.И. – 194
Севостьянова В.С. – 94, 98
Скопцова Г.Н. – 223
Смыслова Е. П. – 125
Соболев Н.Е. – 201
Солдатов А.Н. – 162
Соловых Н.В. – 143, 148
Степанов В.А. – 39, 62, 70, 74, 189
Суровцев П.Ю. – 87, 91
Терентюк Г.С. – 138
Тимофеев М.А. – 94
Тимофеев О.С. – 94

Толкачев А.В. – 87, 91
Трегулов В.В. – 214
Трунин Е.Б. – 39
Тучин В.В. – 138
Уваров Н.Г. – 53
Фотиади А.Е. – 198
Хилов В.С. – 80
Хилов С.И. – 39, 80
Хлебцов Б.Н. – 138
Хлебцов Н.Г. – 138
Чернов Е.И. – 201
Черняк Е.Я – 39
Чивель Ю.– 28, 34
Чиркин М.В. – 176
Чирцов А.С. – 102
Чуляева Е.Г. – 176, 179
Шадрин М.В. – 108, 112
Шакин О.В. – 50
Юсупова О.В. – 133
Ястребков А.Б. – 78, 121

Научное издание

ФИЗИКА ЛАЗЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПРИМЕНЕНИЕ

Сборник научных трудов Международного научного семинара (Россия – КНР)
15–17 октября 2012

Ответственные редакторы:
Степанов Владимир Анатольевич
Моос Евгений Николаевич

Компьютерный набор и оформление О.В. Кузнецова, Г.Н. Скопцова

Подписано в печать 05.10.12. Бумага офсетная. Формат 60x84/16.
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл. п. л. 12,3. Уч.-изд. л. 10,4.
Тираж 100 экз. Заказ № 305.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина»
390000, г. Рязань, ул. Свободы, 46

Отпечатано в типографии «Формат»
390000, г. Рязань, пр. Яблочкова, 6, оф. 427