МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ ТОЧНОЙ МЕХАНИКИ И ОПТИКИ (ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Выпуск 4

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, ВОЛНОВАЯ ОПТИКА И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ 2001

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор

ВАСИЛЬЕВ Владимир Николаевич – доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники Российской Федерации, ректор

Члены редколлегии

ГУРОВ Игорь Петрович – доктор технических наук, профессор, зам декана факультета информационных технологий и программирования

КАРАСЕВ Вячеслав Борисович – кандидат технических наук, профессор, проректор

КОЛЕСНИКОВ Юрий Леонидович – доктор физико-математических наук, профессор, проректор

МУСАЛИМОВ Виктор Михайлович – доктор технических наук, профессор кафедры мехатроники

НИКИФОРОВ Владимир Олегович – доктор технических наук, профессор, проректор

ПОДЛЕСНЫХ Виктор Иванович – кандидат экономических наук, доцент, зам. декана гуманитарного факультета

ПУТИЛИН Эдуард Степанович – доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой оптических технологий

СТАФЕЕВ Сергей Константинович – доктор технических наук, профессор, декан естественнонаучного факультета

СТУДЕНИКИН Леонид Михайлович – зам. начальника научноисследовательской части

ТАРЛЫКОВ Владимир Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

ЯКОВЛЕВ Евгений Борисович – доктор технических наук, профессор кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения

Секретариат

ГУСАРОВА Наталия Федоровна – кандидат технических наук, доцент кафедры технологий профессионального обучения, ученый секретарь

КАЗАР Людмила Николаевна – начальник отдела охраны интеллектуальной собственности, ответственный секретарь

© Санкт-Петербургский государственный институт точной механики и оптики (технический университет), 2001

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время оптика стала одним из главных источников научнотехнического прогресса. Это связано, прежде всего, с широким использованием вынужденного излучения, источником которого служит лазер. Внедрение лазеров практически во все сферы хозяйствования человека способствовало превращению оптических приборов в средство активного воздействия на окружающий мир, значительно расширило наше представление о нем.

Современные оптические приборы во многих случаях предопределяют прогресс в развитии важнейших направлений науки, техники и производства, их практическое использование открывает широкие возможности для познания окружающего мира, приема, передачи и обработки информации.

СПб ГИТМО(ТУ) является базовым оптическим вузом Российской Федерации. В разносторонние его стенах проводятся научные исследования по оптике, разрабатываются новые оптические приборы, совершенствуются и создаются новые приборы лазерной техники, осуществляется практическое применение разрабатываемых новых лазерных и оптических технологий в науке и технике, биологии и медицине.

Прогресс в этих научных направлениях, скорейшее получение новых научных результатов невозможны без всестороннего и масштабного использования новых информационных технологий, развитию и постоянному совершенствованию которых в университете уделяется большое внимание.

В сборник включены работы сотрудников университета по наиболее актуальным вопросам современной оптики – исследованию процессов, происходящих в лазерах, технологическим аспектам применения лазеров, применению лазеров в биомедицинской оптике.

Работы по квантовой электронике, представленные в сборнике, в основном направлены на достижение предельных энергетических характеристик в лазерах, что очень важно при разработке современных оптических приборов и высоко ценится отечественными и зарубежными заказчиками.

В разделе волновой оптики рассматриваются вопросы, связанные с моделированием фундаментальных процессов, происходящих в оптических средах при

3

их взаимодействии с излучением, разработкой новых методов описания оптического поля, совершенствованием оптических методов измерения геометрических и физических параметров объектов.

Современные лазерные технологии, развиваемые в университете, направлены на совершенствование элементов и устройств микро- и нанотехники, используемой в биомедицинских исследованиях и прецизионных процессах.

Круг интересов ученых СПб ГИТМО (ТУ) в области биомедицинской оптики и приборостроения очень широк. В сборнике представлены результаты работ по фототерапиии и фотохромотерапии, конфокальной микроскопии биотканей, цветовому воздействию оптического излучения на человека, идентификации структурных элементов скелета человека, приведены данные по применению сканирующих лазерных установок в медицине.

Значительная часть работ, представленных в сборнике, выполнена с использованием численного моделирования физических процессов средствами вычислительной техники.

He

В.Н. Васильев, ректор

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ НЕОДИМСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛОВ В.А Алексеева, А.В. Лукин, С.В. Гагарский, М.Ю. Сибирев, С.И Ханков

Проведено сравнительное исследование температурной зависимости энергии излучения и порога генерации лазеров на основе кристаллов иттрий-алюминиевого граната и калий-гадолиниевого вольфрамата, активированных ионами Nd³⁺. В рамках предложенной методики определения изменения коэффициентов усиления и резонансных потерь в четырехуровневой активной среде с ростом температуры измерены значения универсальных параметров, позволяющих прогнозировать температурные измененнения энергетических характеристик выходного лазерного излучения.

При работе лазера в периодическом или непрерывном режиме возникает необходимость учета изменения его энергетических параметров под действием нагрева активной среды [1–3], обусловленного преобразованием значительной части потребляемой источником накачки энергии в тепловую (так называемыми тепловыми потерями). Нагрев активной среды в лазерах с диодной и ламповой накачкой с естественным и кондуктивным охлаждением может достигать сотен градусов [1–3]. В этом случае, наряду с термонаведенными искажениями оптической однородности активной среды, которые могут быть полностью или частично скомпенсированы теми или иными методами [4, 5], существенными становятся изменения спектральных и генерационных параметров среды [6–8]. Данная работа является продолжением исследований, проведенных в работах [9, 12]. Исследована температурная зависимость коэффициента усиления, температурное изменение выходной энергии и порога генерации лазеров на неодимсодержащих кристаллах, работающих в режиме свободной генерации.

В основу исследований положена методика, основанная на измерении температурной зависимости порога генерации и энергии излучения лазера на основе исследуемой активной среды. В результате измерений определяются заданные комбинации спектроскопических параметров данной среды, которые входят в аналитические выражения для описания температурных зависимостей. Последние при этом получают универсальный вид, позволяющий проводить достоверные оценки относительных изменений выходной энергии лазера от температуры вне зависимости от используемого типа источника накачки, осветительной системы и резонатора.

Аналитические выражения, позволяющие рассчитывать температурное изменение выходной энергии лазера на основе четырехуровневой активной среды, удобно представить с использованием соотношений работ [1, 9, 12] в следующем виде:

$$n_{g} = \frac{E}{E_{0}} = \frac{1}{f(\theta)} \cdot \frac{K - K_{th}}{K_{0} - K_{th}},$$
(1)

$$K = f(\theta) \cdot \left(\frac{a_0}{1 + \gamma \ b_{34}} W_p - \sigma_0 N_0 b_{12}\right) = a W_p - \alpha_L,$$
(2)

$$b_{34} = \exp(-\frac{\theta_{34}}{1+\theta}), \qquad b_{12} = \exp(-\frac{\theta_{12} + \frac{b}{k}\theta}{1+\theta})$$
(3)

$$f(\theta) = \frac{\sigma}{\sigma_0}, \ K_{th} = K_r + \alpha_0, \ K_r = \frac{1}{2L} \cdot \ln(\frac{1}{r}), \ \gamma = \eta \frac{A_{41}}{A_{32}}$$
$$\theta_{ij} = \frac{\Delta E_{ij}}{kT_0}, \ \theta = \frac{T - T_0}{T_0}, \ T_0 = 300K, \ E_0 = E \ (\theta = 0), \ K_0 = K(\theta = 0), \ \sigma_0 = \sigma(\theta = 0)$$

где E, K, σ – энергия излучения лазера, коэффициент усиления и поперечное сечение генерационного перехода в активной среде, соответственно; a_0 – коэффициент пропорциональности между коэффициентом усиления K_0 и энергией накачки W_p ; N_0 – концентрация активатора; α_0 – неактивные потери в резонаторе; K_r – коэффициент потерь на излучение; L – длина активного элемента; r – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора; η – квантовый выход люминесценции; A_{ij} – вероятность излучательных переходов между уровнями i и j; α_L – потери, связанные с резонансным поглощением генерируемого излучения; k – постоянная Больцмана; b – эмпирический коэффициент, учитывающий статистическую сумму штарковских компонент; ΔE_{ij} – энергетический зазор между уровнями i и j; T – абсолютная температура.

Как видно из (1) и (2), температурное поведение *E* и *K* обусловлено ростом с температурой больцмановских факторов b_{34} и b_{12} и уменьшением поперечного сечения генерационного перехода σ , определяемого функцией $f(\theta)$. Для каждой конкретной активной среды определение зависимости $n_g(\theta)$ и $K(\theta)$ сводится к установлению значений коэффициентов γ , *b* и функции $f(\theta)$.

Зависимость σ(θ) обусловлена температурным увеличением ширины линии люминесценции, возрастающей по экспоненциальному закону [3, 10]:

 $f(\theta) = \exp(-\zeta \theta)$.

Для температурного диапазона, удовлетворяющего условию с $\theta << 1$,

 $f(\theta) \approx (1 + \zeta \theta)^{-1}$.

(5)

(4)

Значения коэффициентов γ, b, ς связывающие генерационные параметры $YAG:Nd^{3+}$ и KGW:Nd³⁺ с температурой, определялись экспериментально на установке, схема которой приведена на рис. 1. Исследуемый активный элемент устанавливался в кварцевого стекла КС, легированную трубку из ионами, поглощающими ультрафиолетовую часть спектра излучения лампы накачки. Трубка снабжалась нагревателем, позволяющим осуществлять равномерный прогрев активного элемента до температур свыше 600 К. Разница температур в различных точках вдоль оси активного элемента поддерживалась на уровне, не превышающем 2.5°. Контроль релаксации термоиндуцированных градиентов показателя преломления в поперечном сечении осуществлялся интерферометрическим способом. Измерение энергии генерации проводилось после установления стационарной, равномерно распределенной по сечению активного элемента температуры. Длительность импульса накачки составляла 80 мкс на полувысоте. Исследовалась температурная зависимость энергии генерации как на основном ${}^{4}F_{3/2}$ ${}^{4}I_{11/2}$, так и на дополнительном ${}^{4}F_{3/2}$ ${}^{4}I_{13/2}$ лазерных переходах ионов неодима.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: RM1,RM2 – зеркала резонатора, M1-4 – зеркала интерферометра, TC – термопары, D – диафрагма

Для исключения влияния на исследуемые зависимости неравномерности распределения излучения накачки по сечению активного элемента энергетические параметры излучения измерялись за малоапертурной диафрагмой D, расположенной за пределами резонатора.

На первом этапе измерений строилась зависимость $E(W_p)$ при различных температурах и вариации коэффициента отражения выходного зеркала. Типовые зависимости приведены на рис. 2. По линейному участку зависимости $E(W_p)$ определялись значения условной величины энергии E_1 при отсутствии накачки – величины отрезка на оси ординат, отмеряемого от начала координат вниз, до точки пересечения вертикальной оси с продолжением в область отрицательных значений прямой линии зависимости $E(W_p)$:

$$E_{1} = |E(W_{p} = 0)| = |E(K = -\alpha_{L})|.$$
(6)

На следующем этапе определялась зависимость $K_r = K - \alpha_0$ от W_p на пороге генерации – при $K = K_{th}$ путем изменения значения K_{th} , задаваемых коэффициентом отражения выходного зеркала резонатора. По экспериментальным графикам зависимости $K(W_p)$ при разных температурах (рис. 3) определялись зависимости K(T) и $\alpha_T(T)$.

Из (6) и (1) можно получить:

$$f(\theta) = \frac{E_1^0 (1 + \frac{\alpha_L}{K_{th}})}{E_1 (1 + \frac{\alpha_L}{K_{th}})} , \ \alpha_L^0 = \alpha_L (\theta = 0), \ E_1^0 = E_1 (\theta = 0).$$
(7)



Nd:KGW 5x50,c=3% 1.06 mkm, Rout=67%

Рис. 2. Изменение энергии генерации в зависимости от температуры активного элемента для кристаллов Nd:KGW (а) и Nd: YAG (б), генерирующих излучение на длине волны 1,06 мкм





Если функция $f(\theta)$ задается в виде (4), то нетрудно определить величину ς ;

$$\varsigma = \frac{1}{\theta} \ln \left[\frac{E_1 \left(1 + \frac{\alpha_L^0}{K_{th}}\right)}{E_1^0 \left(1 + \frac{\alpha_L}{K_{th}}\right)} \right],\tag{8}$$

а при условии $\zeta \theta << 1$, приводящем к (5),

$$\varsigma = \frac{1}{\theta} \left[\frac{E_1 (1 + \frac{\alpha_L^0}{K_{th}})}{E_1^0 (1 + \frac{\alpha_L}{K_{th}})} - 1 \right].$$
(9)

Таким образом, на основании полученных в экспериментах данных определялись искомые зависимости $a(\theta), \alpha_L(\theta), E_1(\theta)$. По результатам обработки полученных в проведенной серии экспериментов данных установлено, что наилучшее соответствие теоретических зависимостей (1)–(4) эксперименту для исследованных сред достигается при значениях универсальных параметров b, ζ и γ , представленных в табл. 1. Там же приведены величины предельных коэффициентов усиления при комнатной температуре $\sigma_0 N_0$, а также значения θ_{12} и θ_{34} . При обработке данных испльзовались значения σ_0 , приведенные в [10, 11], концентрация активатора в исследованных кристаллах определялась с погрешностью 10%. Величины θ_{12} и θ_{34} определялись по известным значения ΔE_{ij} [10, 11]. Совокупности данных табл. 1 достаточно для расчетов относительного изменения энергии излучения лазеров с ростом температуры.

Таблица 1. Значения параметров активны	х сред, определяющих изменение
энергии излучения лазера с	оостом температуры

Параметр	YAG:Nd ³⁺	KGW:Nd ³⁺
ζ	0.6	0.8
<i>b</i> , см ⁻¹ К ⁻¹	0.45 cm ⁻¹ K ⁻¹	0,125 cm ⁻¹ K ⁻¹
γ	0	0,6
σ ₀N₀, см⁻¹	41	78
θ ₁₂	9.67	9.39
θ ₃₄	4.43	4.17

Исследование зависимостей $a(\theta)$ показало, что изменение величины коэффициента пропорциональности между коэффициентом усиления и энергией накачки а с ростом температуры при работе на основном переходе определяется в основном уменьшением поперечного сечения σ. Этот результат нетрудно объяснить на основе оценок γ , в соответствии с которыми $\gamma < 1$ и до $\theta \le 1$ выполняется условие $\gamma b_{34} << 1$, но для YAG:Nd³⁺ оно выполняется строго, а для KGW:Nd³⁺ фактор b_{34} все же требует учета. Поскольку в кристалле KGW:Nd³⁺ система перекрывающихся штарковских компонент уровней накачки (²H_{9/2}+⁴F_{5/2}+...) сильно разветвлена, то принципиально заметным фактором становится обеднение верхнего лазерного уровня в результате больцмановского перераспределения (обратные переходы с ⁴F_{3/2} на уровни накачки) [10, 11, 14]. Это приводит хотя и к слабой, но наблюдаемой при высоких температурах зависимости коэффициента пропорциональности а в формуле (2) от температуры под действием фактора b_{34} в кристалле KGW:Nd³⁺, тогда как в кристалле YAG:Nd³⁺ этот процесс не оказывает влияния на коэффициент усиления, что соответствует у≈0 (см. табл. 1).

На рис. 4 приведены результаты расчета зависимостей $\alpha_L(T-T_0)$ и $K(T-T_0)$, отнесенных к величине $\sigma_0 N_0$, в сопоставлении с типичной серией измерений, выполненных для кристаллов YAG:Nd³⁺ и KGW:Nd³⁺; максимальный разброс данных не превышает 5 %. Удовлетворительная точность расчета, обеспечиваемая при использовании полученных данных, позволяет применить эмпирическую зависимость для расчета относительного изменения энергии излучения лазера с ростом температуры.



Рис. 4. Зависимость от температуры величин α/σ₀N₀ (а) и К/σ₀N₀ (б). Сплошные линии – для YAG, штриховые – для KGW. Точки – эксперимент

Подставив (4) и (2) с учетом $p_{34} << 1$ в (1), после преобразований получим

$$n_{g} = \frac{n_{n} - n_{0}b_{12} - \exp(\varsigma\theta)}{n_{n} - n_{0}b_{12}^{0} - 1},$$

$$n_{n} = \frac{a_{0}W_{p}}{K_{th}} = \frac{K_{0}}{K_{th}}, \ n_{0} = \frac{\sigma_{0}N_{0}}{K_{th}}, \ b_{12}^{0} = b_{12}(\theta = 0),$$
(10)

где *n_n* – начальное превышение над порогом.



Рис. 5. Относительное изменение энергии излучения лазера с ростом температуры при превышении над порогом n_n=2(a) и n_n=4(б), при коэффициенте выходного зеркала резонатора r=0,916. Сплошные линии - расчет для YAG, штриховые – для KGW, точки – эксперимент

Из порогового условия $K = K_{th}$ нетрудно получить также выражение для температурной зависимости порога генерации W_{th} :

$$n_{th} = \frac{W_{th}}{W_{th}^{0}} = n_0 \Delta b_{12} + \exp(\varsigma \theta) , \qquad (11)$$

$$W_{th}^{0} = \frac{K_{th}}{a_0} = W_{th} (\theta = 0) , \qquad \Delta b_{12} = b_{12} (\theta) - b_{12} (\theta = 0) .$$

Результаты расчета зависимости n_g от температуры в сопоставлении с экспериментом приведены на рис. 5. Как видно из рисунков, использование соотношений (10) и (3), с учетом полученных данных по b, ζ и γ позволяет с хорошей точностью проводить расчеты относительного изменения энергии лазеров на основе неодимсодержащих сред с ростом температуры. Еще большая точность обеспечивается при расчете относительного увеличения порога генерации $n_{\rm th}$ с ростом температуры.

Температурное уменьшение коэффициента усиления в кристаллах YAG:Nd³⁺ и KGW:Nd³⁺, а также выходной энергии и порога генерации лазеров обусловлено двумя факторами – температурным уменьшением поперечного сечения генерационного перехода и термическим заселением нижнего рабочего уровня неодима, учитываемым соответствующим больцмановским фактором.

Таблица 2. Значение компонент эмпирических зависимостей выходной энергии
и порога генерации, а также резонансного поглощения $lpha_{\sf L}$ при разных
перегревах

Компоненты	Активная среда	Перегрев <i>Т-Т</i> ₀, К			
температурной		100	150	200	
зависимости					
b ₁₂ ⋅10 ³	YAG:Nd ³⁺	0.606	1.29	2.34	
	KGW:Nd ³⁺	0.682	1.5	2.83	
f (θ)	YAG:Nd ³⁺	0.819	0.741	0.67	
	KGW:Nd ³⁺	0.766	0.67	0.587	
α _L ⁰ =σ ₀ N ₀ b ₁₂ , см ⁻¹	YAG:Nd ³⁺	0.025	0.053	0.096	
	KGW:Nd ³⁺	0.053	0.117	0.22	
α L=f(θ) α ⁰ , см ⁻¹	YAG:Nd ³⁺	0.021	0.039	0.064	
	KGW:Nd ³⁺	0.041	0.078	0.129	

Для иллюстрации вклада обоих компонент в изменение энергии излучения и порога генерации обратимся к данным табл. 2. Как видно из табл. 2, резонансное поглощение, незначительное при малых перегревах, становится заметным уже при перегреве 100 К, а затем быстро нарастает. Это может приводить к срыву генерации даже при существенных превышениях над порогом. В то же время компонента $\exp(\xi\theta)=f^{-1}(\theta)$ с самых минимальных перегревов непрерывно нарастает, но скорость ее роста значительно уступает динамике возрастания величины b_{12} . Для довольно значительного перегрева $T-T_0=200$ К величина $\exp(\xi\theta)$ достигает 1,5 для YAG:Nd³⁺ и 1,7 для KGW:Nd³⁺ соответственно, так что уже при двукратном начальном превышении над порогом один только фактор уменьшения генерационного сечения не способен привести к срыву генерации.

Таким образом, при малых перегревах температурное уменьшение выходной энергии и рост порога генерации определяются главным образом температурной зависимостью поперечного сечения; по мере роста температуры возрастает вклад термического заселения нижнего рабочего уровня. Его влияние усиливается с

увеличением коэффициента отражения выходного зеркала резонатора, а также с уменьшением неактивных потерь α_0 . Это следует из структуры безразмерного параметра n_0 , на который умножается больцмановский фактор в (10) и (11) и который можно представить в виде

$$n_0 = \frac{\sigma_0 N_0}{\alpha_0 + K_r}.$$
(12)

Из (12) следует, что чем выше качество кристалла (оптическая однородность), тем выше значение *n*₀ при сохранении параметров резонатора неизменными.

Как следует из (2) и (11), чем выше значение коэффициента a_0 , тем выше КПД лазера и ниже порог генерации. Используя соотношение для a_0 [1, 6–9], можно записать формулу для начального порога генерации:

$$a_{0} = \eta_{1} \tau \ \sigma_{0} N_{0} m , \qquad \qquad W_{\iota h}^{0} = \frac{\alpha_{0} + K_{r}}{\eta_{1} \tau \ \sigma_{0} N_{0} m} , \qquad (13)$$

где η_1 – квантовый выход с полос накачки на метастабильный уровень; τ – постоянная времени затухания люминесценции; *m* – коэффициент пропорциональности между скоростью возбуждения и энергией накачки.

Учитывая, что для неодимсодержащих кристаллов $\eta_1 \approx 1$, а произведение $\tau \sigma_0 N_0$ для YAG:Nd³⁺ и KGW:Nd³⁺ совпадает, порог генерации во многом определяется предельными значениями *m*. Коэффициент $m [c^{-1} \Pi m^{-1}]$ определяется эффективностью источника излучения и осветительной системы, а также эффективностью полос поглошения активной среды. При проведении описываемых экспериментов использовалась осветительная система с низким значением эффективности передачи энергии источника накачки в активный элемент. Основное внимание уделялось обеспечению равномерности прокачки и принудительного разогрева активного элемента. Оптическая эффективность системы не играла в данном случае роли, так как расчетные соотношения (10) и (11) являются универсальными и не зависят от свойств системы оптической накачки; если задана температура активного элемента, достаточно использовать данные табл. 1, проводя расчеты с вариациями только двух безразмерных параметров $n_{\rm n}$ и n_0 .

Однако, если требуется провести расчет относительного изменения энергии излучения под действием нагрева вследствие собственных тепловыделений, то для конкретно выбранной конструкции лазера необходима информация по величинам *т* и α₀ [7]. Такая информация позволяет оценить по формуле (13) порог генерации и в первом приближении – по заданному уровню энергии излучения – необходимую для его реализации энергию накачки. Таким образом оценивается необходимое превышение над порогом. После этого с учетом заданной рабочей частоты повторения определяется средняя мощность накачки, равная произведению частоты повторения импульсов на энергию накачки. Затем по известным методикам с учетом конкретных тепловых потерь в элементах осветительной системы следует провести тепловой расчет [2, 6, 8], а на основании полученных выше данных можно провести расчеты относительного изменения энергии излучения [1], предельной частоты повторения [6] или предельного времени работы лазера до срыва генерации или до допустимого спада энергии [6-8]. Указанная последовательность расчета может составить основу приближенной замкнутой методики теплового проектирования и прогноза предельных режимов работы лазеров на неодимсодержащих активных средах.

Следует отметить, что порог генерации, характеризуемый величиной a_0 , в лазерах на основе кристалла KGW:Nd³⁺ существенно ниже, чем в лазерах на основе YAG:Nd³⁺. Это определяется как более высокими допустимыми концентрациями активатора и большим сечением усиления, так и более эффективным перекрытием

полос поглощения со спектром излучения накачки (более высоких значений *m*). Поэтому при относительно небольших превышениях над порогом и сравнимых параметрах выходного излучения лазера тепловая нагрузка на эти кристаллы меньше, чем на кристаллы YAG:Nd³⁺. Это обстоятельство определяет предпочтительность использования кристаллов KGW:Nd³⁺ в компактных конструкциях лазеров с малым энергопотреблением. Использование этих кристаллов в более мощных лазерных системах хотя и возможно [13], но существенно ограничено техническими сложностями, возникающими при необходимости компенсации термоиндуцированной аберрированной бифокальной линзы, определяемой различием в теплопроводности по различным осям. В связи с этим следует отметить возрастающий интерес к использованию кристаллов KGW:Nd³⁺, вырезанных в так называемом "атермальном направлении" [11]. Тем не менее, при создании систем с ламповой накачкой, характеризуемых высокой средней мощностью излучения и повышенными требованиями, предъявляемыми к расходимости выходного излучения, предпочтение перед другими неодимсодержащими средами (Nd³⁺:GGG,YAP,GSGG,YLF и т.д.) отдается кристаллам YAG:Nd³⁺, обладающим наиболее оптимальным на данный момент сочетанием термооптических, технологических и экономических показателей.

Литература

- 1. Дульнев Г.Н., Ермаков Б.А., Ханков С.И. Аналитический метод расчета тепловых процессов и их влияние на генерацию в твердотельных лазерах с естественным охлаждением // ИФЖ. 1982. Т.42. №2. С.317–323.
- 2. Дульнев Г.Н., Ханков С.И. Тепловой режим оптических элементов осветительной системы твердотельного лазера с естественным охлаждением // ИФЖ. 1981. Т.41. №2. С.295–301.
- 3. Бученков В.А., Витращак И.Б., Евдокимова В.Г., Сомс Л.Н., Степанов А.И., Ступников В.Н. О температурной зависимости усиления моноимпульсов в АИГ:Nd³⁺ // Квантовая электроника. 1981. Т.З. №6. С.1170–1176.
- Арпишкин В.М., Баранов С.А., Бученков В.А., Волынкин В.М., Воронцов Д.Н., Сомс Л.Н., Шашкин В.В. Об уменьшении деформации резонатора в твердотельных лазерах без принудительного охлаждения // Тезисы докладов на 2-й Всесоюзной конференции "Оптика лазеров". Л., 1979. С. 60.
- 5. Балашов И.Ф., Березин Б.Г., Ханков С.И. Термическая деформация активного элемента лазера при свободном теплообмене в полости двухламповой осветительной системы // ОМП. 1982. № 11. С.15–17.
- 6. Алексеева В.А., Ханков С.И. Предельная частота повторения лазера на фосфатном неодимовом стекле. // ЖПС. 1982. Т.36. Вып.4. С. 568–574.
- 7. Алексеева В.А., Березин Б.Г., Лунтер С.Г., Поляков М.И., Саховский С.Е., Ханков С.И., Шаповалов В.Н. Использование приближенных оценок влияния нагрева на работу твердотельного лазера при выборе его параметров. // Известия ВУЗов. Приборостроение. 1982. Т.25. №11. С.74-79.
- Волынкин В.М., Лукин А.В., Саховский С.Е., Ханков С.И. Малогабаритный твердотельный лазер с частотой повторения до 100 Гц // Оптический журнал. 2000. Т.67. № 8. С.74–79.
- 9. Алексеева В.А., Балашов И.Ф., Ханков С.И. Температурная зависимость коэффициента усиления фосфатного неодимового стекла // ОМП. 1982. №12. С.10–11.
- 10. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 256 с.
- 11. Мочалов И.В. ."Нелинейная оптика лазерного кристалла калий гадолиниевого вольфрамата, активированного неодимом // Оптический журнал. 1995. №11. С. 4–11.

- 12.В.А Алексеева, А.В.Лукин, С.В. Гагарский, М.Ю. Сибирев, С.И Ханков. Температурная зависимость энергетических параметров лазеров на итрий-алюминиевом гранате,активированном ионами неодима // Оптические и лазерные технологии. Сборник статей / Под редакцией В.Н. Васильева. СПб: ИТМО, 2001. С.68–73.
- 13. Kushawaha V., Banerjee., Major L. High- Efficiency Flashlamp- Pumped Nd:KGW Laser // Applied Physics. B 56. 1993. P. 239–242.
- 14. Brenier, F. Bourgeois, G. Metrat, N. Muhlstein, G. Boulon. Spectroscopic properties at 1.351 μm of Nd³⁺-doped KY(WO4)₂ and KGd(WO4)₂ single crystals for Raman conversion. // Opical Materials. 2001. № 16. P. 207–211.

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ С БЛИЗКОЙ К ДИФРАКЦИОННОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Б. Карасев, В.В. Крамник, В.Ф. Петров, А.А. Солунин, В.Ю. Храмов

Представлены параметры и характеристики лазерного комплекса на неодимовом стекле, работающего в режиме свободной генерации, с высокой энергией генерации и расходимостью излучения, близкой к дифракционной. Лазер излучает импульсы с энергией не менее 15 кДж. Угловая расходимость излучения по уровню 50 % от полной энергии излучения – 710 мкрад. Ресурс работы лазера оценен в несколько сотен вспышек.

Введение

Одним из наиболее перспективных и важных направлений развития лазерной техники является разработка твердотельных лазерных систем с энергией генерации порядка единиц килоджоулей и более, излучение генерации которых имеет малую угловую расходимость излучения. Это обусловлено широкими возможностями применения такого типа излучателей в различных системах дальней связи, оптической локации, научных исследованиях, прецизионных лазерных технологиях и т.д. Известна мощная лазерная система подобного класса на неодимовом стекле с энергий генерации 5 КДж и расходимостью излучения 10 мрад [1]. Применение телескопических резонаторов позволило существенно улучшить пространственно-угловые характеристики излучения мощных твердотельных лазеров. В работе [2] сообщалось о получении энергии генерации 8 КДж при угле расходимости излучения 1'30" в лазере на неодимовом стекле с телескопическим резонатором с коэффициентом увеличения *М*=5. Угол расходимости излучения определялся по уровню 0.5 от полной энергии генерации. В резонатор лазера для достижения указанных выше параметров были установлены два активных элемента из силикатного неодимового стекла размером Ø45×600 мм. Следует отметить, что характеристики генерации излучения, полученные в работе [2], близки к предельным и являются скорее демонстрационными, чем эксплуатационными. Ресурс работы лазера составил всего несколько выстрелов, он ограничен разрушением активных элементов или импульсных ламп накачки.

В 80-х гг. для усиления коротких импульсов лазерного излучения в усилительных каскадах мощных многокаскадных лазерных систем были разработаны многоламповые квантроны с диффузным (керсиловым) отражателем [3-5]. Для всех квантронов длина освечиваемой части активных элементов составила 240 мм. Количество импульсных ламп накачки и внутренний диаметр диффузного отражателя зависят от диаметра устанавливаемых в квантрон активных элементов. Лампы накачки расположены плотно вокруг активного элемента на минимально возможном расстоянии от активного элемента и диффузного отражателя. Такое расположение элементов квантрона позволило получить его высокую энергетическую эффективность и обеспечить высокую равномерность освещения боковой поверхности накачиваемого активного элемента. Наибольшая энергетическая эффективность квантрона достигается в режиме разряда импульсных ламп, при котором объем плазмы разряда еще достаточно прозрачен для излучения накачки в полосах поглощения активного элемента [5]. В работе [6] описана лазерная система на неодимовом стекле, работающая в режиме свободной генерации с ресурсом в несколько сотен выстрелов при высоких пространственно-временных показателях излучения. Лазер мог генерировать как одиночные импульсы, так и серии из двух с задержкой между ними в пределах 160-500 мкс. Энергия излучения каждого импульса в серии не менее 4.0 кДж. Угловая расходимость излучения первого импульса по уровню 0.5 от полной энергии излучения не более 0.2 мрад, расходимость второго импульса – не более 0.3 мрад. В настоящей работе представлены результаты модернизации данного лазерного комплекса с большей энергией генерации при расходимости излучения, близкой к дифракционной.

Описание экспериментальной установки

В качестве активной среды выбраны элементы из стекла марки ГЛС-6 размером \emptyset 45×300 мм, торцы которых скошены под углом 5°. На торцы стержней для уменьшения внутрирезонаторных потерь нанесено диэлектрическое просветляющее покрытие. Активные элементы помещены в двенадцатиламповые квантроны с диффузными отражателями из неоплавленного керсила. Три активных элемента помещены в неустойчивый телескопический резонатор с увеличением *M*=3.0.

Блок питания лазерной системы позволяет обеспечить накачку от одного до трех квантронов, суммарная энергия накачки достигает 640 кДж. Длительность импульсов накачки – 10 мс. Трехзвенная искусственная формирующая разрядная линия обеспечивает форму импульса накачки, близкую к прямоугольной.

Схема измерения параметров и характеристик излучения, генерируемого исследуемым лазерным комплексом, представлена на рис. 1. Для измерения расходимости излучения использована часть лазерного излучения, отраженная от передних торцов делителя 1 (клин из стекла ВК-7) и делителя 2 (клин из стекла К-8). После отражения от клиньев пучок ослабляется высокоотражающим зеркалом. Ослабленный пучок проходит через фокусирующую линзу с фокусным расстоянием 1.5 м. Для обеспечения необходимой плотности энергии излучения на приемной площадке видеокамеры использован набор ослабителей. Для повышения отношения сигнал/шум использован ИК-фильтр.



Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования лазерной системы

Для измерения энергии генерации использована часть лазерного излучения, отраженная от задних торцов делителя 1 и делителя 2 (клин из стекла К-8). Ослабленный пучок попадает на приемную площадку калориметра Laser Star фирмы OPHIR.

Юстировка резонатора осуществлена методом многократных отражений [7] с использованием непрерывного Nd:YAG лазера с полупроводниковой накачкой и специально разработанного технологического оборудования.

Запись и обработка данных по пространственному распределению излучения проведена с помощью персонального компьютера.

Исследование генерационных характеристик лазерного комплекса

Зависимость энергии генерации от энергии накачки приведены на рис. 2. Можно видеть, что при энергии накачки 600 кДж энергия генерации составляет величину более 15 кДж.



Рис. 2. Энергетическая характеристика излучения лазерной системы

Проведены исследования как интегральной расходимости излучения, так и динамика расходимости во времени.

Интегральная каустика лазерного пучка после измерительной линзы, построенная по доле 50 % энергии излучения с помощью видеокамеры, изображена на рис. 3. Расходимость излучения составила 710 мкрад. Следует отметить, что расходимость излучения, измеренная по доле 90 % энергии излучения, составила 1700 мкрад.

Для проверки использованной методики определения распределения интенсивности излучения было проведено дополнительное измерение расходимости методом калиброванных диафрагм. Полученное угловое распределение энергии генерации изображено на рис. 4. Результаты близки к измеренным с помощью видеокамеры, что показывает правильность методики вычисления расходимости по кадрам видеозаписи.

Динамика изменения расходимости излучения (резонатор с выходным зеркалом на основе мениска) с компенсацией квадратичной составляющей тепловой линзы показана на рис. 5. Можно ожидать, что интегральная расходимость первого импульса по уровню 50 % от полной выходной энергии составит величину около 250 мкрад.

Исследование динамики расходимости показало, что в области фокальной плоскости измерительной линзы с фокусом 150 см плоскость перетяжки пучка перемещается в процессе генерации на расстояние 8–10 см, что соответствует изменению радиуса кривизны пучка на величину в пределах от -23 м до -29 м. Это говорит о том, что за время накачки в активных элементах наводится термолинза оптической силой –(2–3)·10⁻² Дптр.

В процессе измерений проведено около трехсот выстрелов, причем энергия излучения практически не изменилась, что позволяет оценить ресурс работы лазерной системы в несколько сотен вспышек.



Рис. 3. Интегральная каустика лазерного пучка после измерительной линзы



Рис. 4. Угловое распределение энергии генерации (измерено через калиброванные диафрагмы)

Работа выполнена при поддержке Министерством образования Российской Федерации (программа "Государственная поддержка региональной научнотехнической политики высшей школы и развитие ее научного потенциала", подпрограмма "Международное научное и научно-техническое сотрудничество высшей школы России", раздел 1 "Международные проекты, направленные на развитие вузовской науки, ее интеграцию в мировую систему фундаментальных и прикладных исследований, укрепление экспортного потенциала регионов")



Рис. 5. Динамика изменения расходимости излучения с компенсацией квадратичной составляющей тепловой линзы

Литература

- 1. Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова М.: Советское радио, 1978. Т. 1. 325 с.
- Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979. 328 с.
- 3. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Волынкин В.М. и др. Стержневые усилители большой апертуры на фосфатном неодимовом стекле для лазеров с высокой яркостью излучения // Квантовая электроника. 1986. Т. 13., № 9. С. 1891–1896.
- 4. Баянов В.И., Винокуров Г.Н., Жулин В.И., Яшин В.Е. О предельных коэффициентах усиления стержневых твердотельных усилителей в режиме накопления импульсов // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 2. С. 253–260.
- 5. Баянов В.И., Крыжановский В.И., Кузнецов А.Р. и др. Оптимизация накачки активных элементов из неодимового стекла различного состава светом импульсных ксеноновых ламп // ЖПС. 1991. №2. С. 223–228.
- 6. Альтшулер Г.Б., Крамник В.В., Петров В.Ф., Солунин А.А., Храмов В.Ю. Лазер на неодимовом стекле с высокой энергией генерации и расходимостью излучения, близкой к дифракционной // Оптический журнал. 2000. Т. 67. №4. С. 88–91.
- 7. Ковальчук Л.В., Свенцицкая Н.А. Методы юстировки лазеров с неустойчивыми резонаторами // Квантовая электроника. 1972. Т. 11. №5. С. 80–85.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СУБМИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА СО СВЕРХЧИСТЫМ ТИТАНОМ А.В. Беликов, С.Е. Парахуда, А.В. Скрипник

Лазерное широко используется излучение достаточно В различных технологических процессах, в частности, для резки и сварки металлов [1, 2]. В последнее время все чаще лазеры стали применяться в медицинской практике [3]. развивающихся отраслей Олной из линамично мелицины можно считать стоматологию, а именно имплантологию [4]. Традиционно для изготовления имплантатов используют сверхчистый титан. Также этот материал используют при моделировании будущего имплантата. В этом случае необходимо каким-то образом в ротовой полости фиксировать между собой титановые стержни. В настоящее время для этой цели используют специальные биосовместимые клеи. Этот этап достаточно трудоемок и требует значительного времени. Склеенные детали извлекаются из ротовой полости и свариваются вне ее. Для сварки используют либо традиционные устройства, либо излучение Nd: YAG лазера с длиной волны 1.064 мкм [5]. Сварка происходит в атмосфере инертного газа. Эта технология неудобна, так как требует извлечения из ротовой полости склеенного макета имплантата для последующей сварки. Таким образом, задача проведения подобных операций непосредственно в полости рта пациента достаточно актуальна. Подобная постановка вопроса накладывает ряд ограничений, главным из которых является недопустимость нанесения травмы пациенту или врачу. Травмировать ткани ротовой полости могут расплавленные частицы металла, покидающие область обработки - "искры". Кроме того, возможна коагуляция мягких тканей находящимся в контакте с ней и нагретым в поле лазерного излучения имплантатом.

Выбор длины волны для сварки может быть обусловлен тем фактом, что энергия отраженного от поверхности титана излучения должна быть минимальна, для того чтобы не травмировать органы зрения врача. Поскольку для металлов характерен эффект снижения коэффициента отражения с уменьшением длины волны падающего излучения, то для минимизации вышеуказанного риска предпочтительно использовать более коротковолновое, по сравнению с 1.064 мкм, излучение. Минимизировать число "искр" можно путем модификации свойств окружающей зону обработки сред или путем правильного подбора параметров (в первую очередь энергетических и временных) лазерного излучения. Первое можно осуществить, например, путем обдува облучаемой зоны инертным газом либо путем водяного орошения. С точки зрения энергии, важно работать как можно ближе к порогу лазерного разрушения материала и с длительностью импульса, не приводящей к интенсивным взрывным процессам.

В рамках настоящей работы экспериментально исследована возможность сварки сверхчистого титана в поле излучения импульсного рубинового лазера на длине волны 0.694 мкм. В работе определялась величина порога лазерного разрушения титана при различных условиях обработки – при отсутствии и при наличии водяного орошения области взаимодействия. Кроме того, проведено качественное сравнение сварного шва, полученного при однократном облучении титана с одновременным водяным орошением и без него.

Материал и метод

В качестве материала использован сверхчистый титан производства фирмы 3M (США), рекомендованный для использования в имплантологии.

Схема эксперимента представлена на рис.1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – активный элемент, 2 - "глухое", плосковогнутое зеркало с R=1500 мм; 3 - выходное, плоскопараллельное зеркало, 4 – лампа накачки, 5 – фотодиод, 6 – осциллограф, 7 – ослабитель Френеля, 8 – светоделительная пластина, 9 – ИМО-2Н, 10 – линза, 11 – оптическое волокно, 12 – образец (титан), 13 – система водяного орошения, 14 – видеокамера, 15 – РС/АТ

Мы использовали $Al_2O_3:Cr^{3+}$ активный элемент размером Ø 9×155 мм. Резонатор с базой в 500 мм был образован двумя зеркалами с коэффициентами отражения (на длине волны 0.694 мкм) 100 и 70 %. Накачка активной среды осуществлялась при помощи двух газоразрядных Хе ламп. Для регистрации момента начала генерации и временной формы импульсов излучения использовался фотодиод ФД-9Э111-А и цифровой запоминающий осциллограф. Для изменения энергии лазерного излучения мы использовали ослабитель Френеля. Энергия лазерного излучения контролировалась измерителем средней мощности и энергии ИМО-2H. Система транспортировки лазерного излучения к объекту воздействия (титановому стержню) состояла из плосковыпуклой сапфировой линзы со световым диаметром 30 мм и *f*=70 мм и оптического волокна КК-600/660. Энергия в одиночном лазерном импульсе на длине волны генерации 0.694 мкм достигала на выходе оптического волокна 5 Дж, длительность импульса свободной генерации была 470±50 мкс на полувысоте и 600±60 мкс по основанию (см. рис. 2).



Рис. 2. Типичный временной профиль Al₂O₃:Cr³⁺ лазерного импульса

Облучение титана проходило в неконтактном режиме. Расстояние между выходным торцом оптического волокна и образцом (титановым стержнем) было 2.9±0.1 мм. При этом диаметр лазерного "пятна" на объекте составлял величину порядка 1 мм как без применения, так и с применением непрерывного водяного орошения дистиллированной водой области взаимодействия. Расход хладагента составлял 6.25±0.90 мл/мин.

Порог лазерного разрушения $W_{Enop.}$ фиксировался оптическим методом и составлял величину плотности энергии, при которой наблюдается оптически различимая модификация поверхности объекта исследования (титана). Для регистрации изображений мы использовали видеокамеру, а для хранения изображений – персональный IBM-компьютер.

Результаты эксперимента

Типичный внешний вид лазерных кратеров, полученных при лазерной обработке титана с пороговой плотностью энергии, представлен на рис. 3. Видно, что незначительное превышение над порогом разрушения способно существенно модифицировать материал. Порог лазерного разрушения титана одиночным импульсом рубинового лазера при обработке без водяного орошения составил величину 25±4 Дж/см². Порог лазерного разрушения титана одиночным импульсом рубинового лазера при обработке с одновременным водяным орошением составил величину порядка 36±5 Дж/см². По всей видимости, увеличение порога лазерного разрушения титана при одновременном водяном охлаждении по отношению к обработке без водяного охлаждения связано с более интенсивным теплообменом между титаном и водой, что приводит к необходимости компенсировать возникающий энергетический дефект за счет энергии лазерного импульса.



Рис. 3. Типичный внешний вид кратеров, полученных при лазерной обработке титана субмиллисекундным импульсом рубинового лазера (без водяного орошения): І - при облучении с W_E=(19.0±3.0)Дж/см²<W_{Eпор.}; ІІ - при облучении с W_E=(25.0±4.0)Дж/см²; ІІІ - при облучении с W_E=(47.0±8.0)Дж/см²>W_{Eпор.}

На рис. 4 представлена фотография сплошного сварного шва, полученного путем обработки одиночными лазерными импульсами области контакта между двумя цилиндрическими штифтами при $W_E=(292\pm45)$ Дж/см² без непрерывного вынужденного водяного орошения.



Рис. 4. Фотография поперечного сечения сварного шва, полученного при обработке области контакта между двумя цилиндрическими титановыми штифтами лазерным излучением с длиной волны 0.694 мкм и плотностью энергии W_E=(292±45) Дж/см² без водяного орошения

На рис. 5 представлена фотография поперечного сечения сварного шва, полученного путем обработки одиночными лазерными импульсами области контакта между двумя цилиндрическими штифтами при $W_E=(292\pm45) \text{ Дж/см}^2$ с применением одновременного непрерывного водяного орошения.



Рис. 5. Фотография поперечного сечение сварного шва, полученного при обработке области контакта между двумя цилиндрическими титановыми штифтами лазерным излучением с длиной волны 0.694мкм и плотностью энергии W_E=(292±45)Дж/см² с одновременным водяным орошением

Заключение

Для сварки титана можно использовать одиночные импульсы рубинового лазера субмиллисекундной длительности. Рубиновые лазеры достаточно технологичны, просты и надежны. Длина волны излучения рубинового лазера позволяет снизить энергию отраженного от поверхности титана излучения по сравнению с длиной волны излучения Nd:YAG лазера и тем самым повысить безопасность процедуры. Последнее обстоятельство очень существенно при сварке имплантатов в ротовой полости. Рубиновый лазер достаточно легко позволяет реализовать режимы стабильной генерации излучения с частотой следования лазерных импульсов порядка единиц герц и длительностью импульса порядка нескольких миллисекунд. Одновременно с лазерным воздействием можно интенсивно охлаждать зону обработки водой, не обращая внимания на поглощение излучения водой. Вода необходима для охлаждения имплантата.

Порог лазерного разрушения титана одиночным импульсом рубинового лазера при обработке без водяного орошения составил величину 25±4 Дж/см². Порог лазерного разрушения титана одиночным импульсом рубинового лазера при обработке с одновременным водяным орошением составил величину порядка 36±5 Дж/см².

В результате проведенных исследований было установлено, что режим обработки, позволяющий создать достаточно надежное сварное соединение, может быть реализован при плотности энергии лазерного импульса субмиллисекундной длительности, в 10-15 раз превышающей порог лазерного разрушения титана, с одновременным водяным орошением.

Литература

- 1. Лазеры в технологии / Под ред. М.Ф. Стельмаха. М.: Энергия, 1975. 216с.
- 2. Рэди Дж. Промышленные применения лазеров. М.: Мир, 1974. 638с.
- 3. Прохончуков А.А., Жижина Н.А. Лазеры в стоматологии. М.: Медицина, 1986. 176 с.
- 4. Buser D., Dahlin Ch., Schenk R.K. Guided Bone Regeneration in Implant Dentistry, 1994. Quintessence Publishing Co, Inc. 262 p.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ В.А. Гримм, С.А. Дубковский, К.Д. Лосев, С.А. Смирнов, Л. М. Студеникин

Введение

На кафедре квантовой электроники и биомедицинской оптики в течение многих ведутся работы в области расчета и конструирования различных по лет функциональному назначению оптических систем. Первые результаты были получены в проблемной лаборатории радиооптики, организованной в 1970 г. заслуженным деятелем науки и техники РСФСР, профессором К.И. Крыловым. Основное направление исследований было связано с разработкой оптических систем микроволнового диапазона, используемых в системах прямого радиовидения, предназначенных для практического применения в ближней радиолокации и дефектоскопии материалов и изделий электронной техники. Специфические особенности микроволновых систем (малое число Френеля, жесткие требования, массогабаритным характеристикам, изменение положения предъявляемые к компонентов в пространстве в процессе функционирования, технологичность изготовления и т.п.) послужили основой для разработки методов расчета и специализированного программного обеспечения, позволившего в дальнейшем перейти к решению самых разнообразных задач в области создания оптических систем различного назначения, используемых для наблюдения удаленных объектов, фотографирования, транспортировки и формирования необходимых пространственных характеристик лазерного излучения в трактах технологических или медицинских установок, защиты приемных устройств от воздействия мощного лазерного излучения и т.д. В данной работе кратко описаны результаты наиболее типичных разработок последних лет, выполненные специалистами кафедры совместно с Лазерным центром ИТМО.

Лазерный сканирующий телескоп ТС-400

На рис. 1 представлен лазерный сканирующий телескоп TC-400, предназначенный для исследования турбулентных свойств атмосферы. Он имеет следующие технические характеристики:

угловое увеличение	4
диаметр входного зрачка, мм	100
мгновенное поле зрения, мрад.	± 0.75
сканируемое поле зрения, мрад.	± 2.5
центральное экранирование, %	13
дистанция фокусировки, км	0.510
спектральный диапазон, мкм	0.44.0
масса, кг	60

Оптическая схема телескопа приведена на рис. 2. Полихроматический пучок световых лучей диаметром 100 мм (спектральный интервал 0.4–4 мкм, основная длина волны λ_0 =1.06 мкм) проходит через линзовый корректор аберраций (поз. 1–6) и отражается от наклонного зеркала (поз. 7), установленного под углом 45° к оси телескопа. Распространяясь далее, он испытывает последовательные отражения от малого сканирующего зеркала (поз. 9) и большого зеркала (поз. 10) и попадает в пространство изображений, имея диаметр сечения 400 мм и расчетную величину сходимости в интервале дистанций 0.5...10 км. Линзовый корректор представляет собой афокальный триплет, который обеспечивает необходимую степень коррекции внеосевых аберраций при сканировании поля зрения на выходе телескопа малым зеркалом в заданных пределах угловых смещений оси телескопа ($\theta = \pm 2.5$ мрад). Для обеспечения компенсации остаточных ошибок изготовления, сборки и юстировки его средняя линза установлена с возможностью угловых разворотов вокруг вершины поз. 3 в пределах ±6 мрад, что

позволяет устранить при юстировке суммарную кому на оси телескопа при неблагоприятной ситуации с установкой прочих деталей (случай установки оптических деталей с суммированием комы в пределах заданных полей допусков). Корректор выполнен из моноблочных кристаллов фтористого кальция (CaF₂) и обеспечивает коэффициент пропускания на основной длине волны λ_0 0.99 и 0.95 в области 0.4–4.0 мкм за счет пятислойного просветляющего диэлектрического покрытия поверхностей линз. Наклонное зеркало, выполненное из ситалла с близким к нулю коэффициентом линейного расширения, консольно закрепленное в центральном отверстии большого зеркала, обеспечивает угловое смещение оси не более 15" и поперечный сдвиг оси на корректоре не более 0.5 мм. Сканирование поля изображения обеспечивается угловым разворотом по двум координатным осям малого зеркала ($\phi = \pm 6$ мрад), которое установлено в карданном полвесе на расстоянии 100 мм от точки качания. Весь узел малого зеркала имеет возможность перемещаться вдоль оси телескопа в пределах $\delta = 0-3$ мм для обеспечения фокусировки излучения на дистанциях от бесконечности до 485 м. Форма поверхности малого зеркала представляет собой гиперболоид вращения с эксцентриситетом $e^2 = 1.298$ и максимальным отклонением от сферы не менее 2 мкм. Дистанция до объекта S', на которой фокусируется излучение, и осевое смещение малого зеркала связаны соотношением

$$S' = -770 + \frac{145500}{\delta} + \frac{4720}{\delta^2} \quad [\text{MM}].$$
(1.1)

Большое зеркало, также как и малое, выполнено из ситалла с практически нулевым температурным коэффициентом линейного расширения. Форма его поверхности – гиперболоид вращения ($e^2=1.208$) с максимальным отступлением от ближайшей сферы не более 5.5 мкм. Зеркальные поверхности имеют металлодиэлектрическое покрытие, обеспечивающее коэффициент отражения на основной длине волны 0.995, а в диапазоне 0.4–4.0 мкм не хуже 0.95.



Рис. 1. Лазерный сканирующий телескоп TC-400 Телескоп TC-535

На рис. 3 показан телескоп ТС-535, предназначенный для решения аналогичных задач и имеющий следующие технические характеристики:

	1 1
угловое увеличение	4.55
диаметр входного зрачка, мм	85.5
диаметр выходного зрачка, мм	389
диапазон перефокусировки, км	0.4-5.0
поле зрения, мрад	± 0.956
центральное экранирование, %	12
рабочий интервал температур, °с	-10-+40
масса, кг	85







Рис. 3. Телескоп ТС-535

Angular magnification - 4.55; Input pupil dia - 389mm; Output pupil dia - 85.5mm; Field of view angle in object space:

- 0.956mrad (only central screen losses (12%), no vignetting),

- 1.25 mrad (6% add due to vignetting);

Distance between the output pupil and Nasmith mirror - 2800mm;

Spectral range - 532nm, 700 ... 1100nm, 3000 ... 5000nm;

Object location - 400 ... 5000m.



Рис. 4. Оптическая схема телескопа ТС-535

Оба телескопа имеют высокое оптическое качество. Среднеквадратичная деформация волнового фронта при фокусировке TC-400 на бесконечность равна $\lambda/14$, а TC-535, соответственно, $\lambda/25$ (для центра поля зрения).

Оптическая система ОБ-143

Примером создания объективов, предназначенных для наблюдения и фотографирования удаленных объектов, является оптическая система ОБ-143, представленная на рис. 5. Основные технические параметры объектива приведены ниже.

Фокусное расстояние, мм	142.99
Диаметр входного зрачка, мм	90
Расстояние до плоскости изображения, мм	11.038
Поле зрения, град.	± 5
Размер поля изображения, мм	± 12.5
Спектральный диапазон, мкм	0.450.85
Разрешение (при контрасте Т=0.5)	
по центру, лин\ мм не менее	50

не менее

по краю, лин\ мм

На рис. 6 приведена оптическая схема, а на рис. 7 – результаты аберрационного расчета объектива ОБ-143.



Рис. 5. Оптическая система ОБ-143



Рис. 6. Оптическая схема объектива ОБ-143

При рассмотрении ряда вариантов возможной конструкции объектива для подтверждения ее работоспособности и принятия обоснованных конструкторских решений были разработаны математические модели линз и корпуса, на основании которых была проведена численная оценка термодеформаций рабочих поверхностей линз, корпуса и прогиба конструкции под действием собственного веса. Осесимметричная задача теории упругости решалась методом конечных элементов. С помощью разработанного алгоритма уравнения деформированных рабочих поверхностей линз аппроксимировались полиномами пятой степени с вычислением

коэффициентов аппроксимации, что позволило провести расчет допусков на изготовление оптических элементов и их влияния на оптические характеристики объектива.





Разработанная конструкция объектива предусматривает автокомпенсацию радиального изменения зазора между корпусом и оправами линз как подбором соответствующих материалов оправ и корпуса, так и установкой оправ в корпусе по методу радиально-лучевого центрирования. Таким образом, обеспечивается центрирование компонентов не хуже 0.01 мм. Конструкция обеспечивает юстировку оптической системы путем осевого и поперечного смещения специально выделенных для этой цели компонентов. Конструкция также обеспечивает автокомпенсацию

изменения рабочего отрезка объектива, возникающую при изменении температуры в интервале 0–40° с точностью не хуже 0.005 мм.

Лазерный панкратический наконечник PZL-1.5

В последние годы существенно увеличился объем разработок оптических систем для лазерных медицинских установок, используемых в хирургии, стоматологии, офтальмологии и косметологии. В качестве примера можно привести лазерный панкратический наконечник PZL-1.5 (рис. 8), который представляет собой 5-линзовый панкратический объектив, используемый в лазерной косметологической установке. Технические характеристики объектива приведены ниже.

теские характеристики объектива приведены т	mine.
Увеличение, крат	12 - 20
Диаметр пятна на выходе, мм	7.2-12.0
Максимальная угловая расходимость, мрад	16.3-10.8
Задний отрезок, мм	180-180.5
Длина волны, мкм	1.06
Неравномерность амплитуды поля	
в плоскости изображения, %	не более 5
Продольный габарит, мм	120
Масса, г	350

Ввод лазерного излучения производится через оптическое волокно диаметром 600 мкм с числовой апертурой NA=0.16. На рис. 9 показана конструкция наконечника PZL-1.5. Система состоит из 5 линз. Внешние линзы неподвижны, вторая и третья линзы вместе перемещаются поступательно по линейному закону. Четвертая линза также перемещается поступательно, но скорость ее перемещения в 8 раз больше. Изменение освещенности в пределах заданного размера пятна в плоскости изображения составляет 0.6 % (M = -20), 1.8 % (M = -15.62) и 1.9 % (M = -12), размытие края пятна не более 1.32 мм (M = -20) и 0.8 (M = -12).



Рис. 8. Лазерный панкратический наконечник PZL-1.5



Рис. 9. Конструкция лазерного панкратическогой наконечника PZL-1.5

Анаморфотный кинообъектив

Анаморфотный кинообъектив (рис. 10) предназначен для широкоэкранной кинематографии при использовании пленки с форматом кинокадра 24.0×18.67мм. Диапазон фокусировок объектива от ∞ до 1м (отсчет от плоскости кинокадра) обеспечивается осевым перемещением фронтальной линзы. Ее максимальное смещение составляет 25 мм. Дополнительного смещения всего объектива при фокусировке на конечные дистанции не требуется.

Высокое качество изображения ($\approx 60 \text{ мм}^{-1}$ в центре и $\approx 40 \text{ мм}^{-1}$ по краю поля) обеспечивается на расстояниях от ∞ до 2м и падает до $\approx 50 \text{ мм}^{-1}$ в центре и $\approx 35 \text{ мм}^{-1}$ по краю при фокусировке на дистанцию 1 м (по пороговой кривой чувствительности негативной кинопленки КН-1). При перефокусировках обеспечивается постоянство анаморфозы как в центре, так и вне оси для выбранной точки поля в пределах ± 0.2 %. Изменение абсолютного значения анаморфозы для фиксированной дистанции в пределах кадра не превышает -3.9 % для вертикальных и ± 1.9 % для горизонтальных сечений. Дисторсия при фокусировке на ∞ в горизонтальном сечении не превышает -4.7 %, а в углах кадра ее составляющие по вертикальному и горизонтальному сечениям равны соответственно -5.1 % и -5.5 %. Объектив отличают существенно сниженные габаритно-весовые характеристики. Его длина (от 1-ой до последней поверхности) составляет около 150 мм при световом диаметре на первой линзе 85 мм.

Оптическая схема объектива обеспечивает достигнутое качество изображения в широком интервале изменения температур – от-25°C до +50°C (по ЧКХ снижение разрешения составляет не более 2-4мм⁻¹). Освещенность изображения для крайних точек кадра соответствует достигнутому в лучших образцах данного класса объективов и составляет порядка 60 % для сторон кадра и порядка 30 % в углах (при фокусировке на ∞). При перефокусировках на дистанциях от 1м до ∞ происходит уменьшение угла поля зрения. Так, в горизонтальной плоскости угол меняется от 54.8° до 49.5° (изменение на –9.7 %), а в вертикальной плоскости от 23.36° до 21.07° (изменение на –9.8 %). В табл. 1 приведены значения глубины резкости для ряда дистанций,

определенные из условия снижения числа Штреля (освещенности в центре пятна) на 20 % при полностью открытой апертурной диафрагме.



Рис. 10. Кинообъектив анаморфотный

Дистанция, м	1	1.5	2.25	3.5	5	8
Глубина резкости (мм):						
вертикальная плоскость	12	30	50	100	200	500
горизонтальная плоскость	50	120	200	400	800	2000

Разная глубина резкости в вертикальной и горизонтальной плоскости обусловлена двумя факторами: эллиптическим входным зрачком объектива и его анаморфозой.

Объектив рассчитан для работы в спектральном интервале длин волн от 0.435 мкм до 0.656 мкм. Основная длина волны - 0.546 мкм.

В оптической схеме объектива можно выделить три основные части:

- переднюю фокусирующую на линзах 1 и 2 с подвижной отрицательной и неподвижной положительной линзами, суммарная оптическая сила которых незначительна, но все же имеет конечное отрицательное значение;
- анаморфотную длиннофокусную оборачивающую систему, в состав которой входят линза 5, а также скрещенные цилиндрические линзы 3, 4 и 8 для обеспечения характеристик объектива в горизонтальной плоскости и линзы 6 и 7 для обеспечения характеристик в вертикальной плоскости;
- объектив с постоянными характеристиками на линзах 9–16, который по оптической схеме можно отнести к модифицированному объективу типа "Планар".

Широкоугольный кинообъектив

Широкоугольный кинообъектив (рис. 11) предназначен для широкоэкранной кинематографии при использовании пленки с форматом кинокадра 24.0×18.67 мм. Диапазон фокусировок объектива от ∞ до 0.25 м (отсчет от плоскости кинокадра) обеспечивается осевым перемещением группы из двух линз (фокусатора). Ее максимальное смещение составляет 2.556 мм. Дополнительного смещения всего объектива при фокусировке на конечные дистанции не требуется.

Достаточно высокое качество изображения ($\approx 62 \text{ мм}^{-1}$ в центре и $\approx 25 \text{ мм}^{-1}$ по краю поля) обеспечивается на расстояниях от ∞ до 0.55 м и постепенно падает до $\approx 50 \text{ мм}^{-1}$ в центре и $\approx 10 \text{ мм}^{-1}$ по краю при фокусировке на дистанции до 0.25 м (по пороговой кривой чувствительности негативной кинопленки КН-1). Дисторсия при фокусировке на дистанцию 1 м в горизонтальном сечении не превышает -5.8 %, в вертикальном - 4.85%, а в углах кадра по диагонали составляет - 4.7%. Таким образом, кривизна вертикального края кадра составляет 0.13 мм, а горизонтального – 0.014 мм. В плоскости предмета для дистанции 1 м это соответствует 9.6 мм и 1 мм.

Объектив отличают сниженные габаритно-весовые характеристики. Его длина (от 1-ой до последней поверхности) составляет 125.3 мм, световой диаметр первой линзы 85.2 мм, бленды на входе – 126 мм. Соотношение диаметра последней линзы и заднего отрезка позволяет использовать как европейский разъем, так и разъем "Panavision". Оценочный вес оптики – около 500гр.

Оптическая схема объектива обеспечивает достигнутое качество изображения в широком интервале изменения температур – от-45°C до +60°C (по ЧКХ снижение разрешения составляет не более 2–4 мм⁻¹). Освещенность изображения для крайних точек кадра соответствует достигнутому уровню в данном классе объективов – порядка 55 % и 38 % для сторон кадра и порядка 18 % в углах. При перефокусировках на дистанциях от ∞ до 0.25 м происходит уменьшение максимального угла поля зрения с 52.5° до 51.3° (на сторону). Относительное изменение угла поля зрения составляет 2.3 %.

Объектив рассчитан для работы в спектральном интервале длин волн 0.435–0.656 мкм. Основная длина волны – 0.546 мкм
Объектив состоит из 16 линз, две из которых склеены. Условно линзы 1–4 можно рассматривать как широкоугольную насадку. В хвостовой части объектива расположены подвижные линзы 12 и 13, которые обеспечивают фокусировку объектива на конечные дистанции.

КИНООБЪЕКТИВ ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ ДЛЯ 35мм ПЛЕНКИ.

f'=12.0mm, F#1.8, 2w=105deg, L=158.2mm, Smin=-91.8mm, S'=32.887mm, wave=546nm, 435-656nm



Примечание:

- С1 подвижный компонент на линзах 12 и 13. Обеспечивает фокусировку объектива на заданную дистанцию от плоскости кадрового окна (показан в положении фокусировки "на бесконечность"). При фокусировке на дистанцию 0.25м его перемещение в сторону предмета составляет 2.556мм. Воздушные промежутки до и после С1 соответственно равны 3.6...1.044 и 0.2...2.756мм.
- Окончательное значение заднего отрезка определяется по положению плоскости наилучшей установки (ПНУ) при фокусировке объектива на дистанцию 1м. Чувствительность подвижки ПНУ 0.005мм.

Date 11/08/00 OS: Of12_dfa

Рис. 11. Широкоугольный кинообъектив

Многоканальная оптическая система для зондирования атмосферы

При исследовании поглощающих сред часто возникает необходимость в излучении достаточной мощности для зондирования среды на необходимую глубину. Тривиальным решением задачи увеличения мощности лазерного излучения является простое увеличение числа лазерных излучателей. Однако при исследовании атмосферы и атмосферных образований имеет значение не только глубина проникновения в исследуемый объект, но и возможность однозначно ответить на вопрос о том, с какого участка исследуемого объекта получена та или иная информация. Решение данной задачи напрямую связано с вопросом о разрешающей способности оптической системы (OC), формирующей лазерное излучение в направлении исследуемого объекта. Наиболее эффективный способ решения обеих задач состоит в создании оптической системы с так называемой синтезированной выходной апертурой. В этом случае характеристики излучения (синтезированного пучка) на выходе из оптической системы приобретают качественно новые черты, существенно отличные от того, что можно было бы ожидать от простого сложения составляющих это излучение элементарных пучков.

В данном случае мы имеем до 16-ти лазерных пучков, которые получены в результате специальной разводки от 4-х лазерных излучателей. Центры пучков расположены на окружности диаметром 75 мм, диаметр каждого пучка 1.6 мм, угловая расходимость порядка 5 мрад и длина волны излучения 532 нм. На рис. 12 показана в изометрии оптическая схема и ход лучей отдельно взятого пучка с номером j=0, на рис. 13 – общий вид и ход лучей в 16-канальной системе.



Рис. 12. Оптическая схема и ход лучей отдельного пучка

Оптическая система для каждого элементарного лазерного пучка состоит из двух телескопов. Первый, расширитель, является своим для каждого пучка. Его назначение -

обеспечить необходимое заполнение входного окна и юстировку расходимости элементарного пучка. Второй – телескоп кассегреновского типа с большим гиперболическим зеркалом (A=0.004) и малым параболическим (A=0) – обеспечивает необходимые параметры синтезированной выходной апертуры и является общим для всех пучков



Рис. 13. Ход лучей в 16-канальной системе

В данном разделе приведены результаты расчета диаграмм направленности и дана оценка угловой разрешающей способности в пространстве исследуемых объектов при наличии постоянных фазовых смещений между исходными лазерными пучками. В предлагаемой расчетной модели ОС есть несущественное отличие от реальной модели. Действительные начальные фазы волновых фронтов от 4-х лазерных источников излучения моделируются набором фазовых корректоров уже на выходе излучения из расширителей. Набег фазы для *j*-того пучка задается простым выражением:

 $\Delta = j \cdot \delta / (N-1), j=0, \dots N-1;$

(2)





Рис. 14. Иллюстрация фазового распределения

Из приведенной формулы видно, что в случае $\delta = 0$ исследовались синфазные излучатели. В этом случае начальные сдвиги фаз для пучков всех каналов отсутствовали или могли быть кратны целому числу длин волн. В случае $\delta = \lambda/4$ для каждого следующего пучка вводилось дополнительное смещение фазы $\lambda/4$, а в случае

 $\delta = \lambda/2$ смещение фазы составляло для каждого следующего пучка $\lambda/2$. Для случая $\delta = \lambda/4$ на рисунке одинаковой штриховкой показаны синфазные пучки для 16-ти и 12-ти канальных оптических систем.

Рис. 14 наглядно демонстрирует отсутствие симметрии в фазовом распределении, что подтверждается также и графиками распределения интенсивности (рис. 15, 16) в зависимости от угла расходимости излучения в пространстве исследуемого объекта.



Рис. 15. Угловое распределение интенсивности для 16-канальной ОС: m – меридиональное сечение,s – сагиттальное сечение



Рис. 15. Угловое распределение интенсивности для 12-канальной ОС: m – меридиональное сечение,s – сагиттальное сечение

Полученные результаты расчета диаграмм направленности позволяют сделать вывод о целесообразности использования в многоканальных лазерных ОС специальных устройств, которые позволяли бы вводить постоянное смещение фазы для группы пучков, полученных от определенного лазерного источника излучения. Обеспечив синфазность волновых фронтов в каналах, можно повысить интенсивность излучения до 4-х раз (относительно возможного наихудшего случая) при одновременном увеличении разрешающей способности или уменьшении угловой расходимости пучка. Зависимость расходимости излучения в пространстве исследуемых объектов от сдвига фазы можно использовать для плавного управления размером облучаемой поверхности исследуемого объекта.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАТОРОВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ В.В. Назаров, Л.В. Хлопонин, В.Ю. Храмов

При разработке малогабаритных компактных лазеров большое значение имеет правильный выбор внутрирезонаторных параметров элементов лазеров, в особенности, коэффициента отражения выходного зеркала и начального коэффициента пропускания пассивного затвора. В первую очередь это вызвано тем, что для такого класса лазеров уровень энергии накачки является строго лимитированной величиной. Следовательно, значение плотности инверсной населенности в активной среде также ограничено. Задачу оптимизации параметров лазера можно сформулировать как задачу определения оптимальных значений коэффициента отражения выходного зеркала и начального коэффициента пропускания пассивного затвора V_0 , уровне внутрирезонаторных потерь и контрасте пассивного затвора K. Обычно величину K определяют выражением [1]

$$K = \frac{\ln \frac{1}{T}}{\ln \frac{1}{T_0}},\tag{1}$$

где T – начальное, а T_0 – остаточное пропускание пассивного затвора.

Как известно, широко используемые твердотельные пассивные затворы на основе LiF с F2⁻ центрами окраски, а также на основе кристаллов ГСГГ и ИАГ, активированных ионами Cr:Nd:Fe, могут иметь в зависимости от технологии изготовления различное соотношение между резонансной и нерезонансной частями коэффициента поглощения затвора. Начальное пропускание пассивного затвора можно записать в виде

$$T = \exp(-d(\chi_a + \chi_{na})) = T_0 \exp(-d\chi_a),$$

где d – длина пассивного затвора, χ_{a}, χ_{na} – коэффициенты резонансных и вредных (нерезонансных) потерь, соответственно, $T_0 = \exp(-d\chi_{na})$ – остаточное пропускание кристалла. Если ввести величину γ как отношение резонансного коэффициента поглощения

 χ_a к суммарному коэффициенту поглощения затвора $\gamma = \frac{\chi_a}{\chi_a + \chi_{na}}$, то значения χ_a и χ_{na}

могут быть непосредственно определены через величину начального пропускания затвора T:

$$L\chi_{\rm a} = \gamma \ln \frac{1}{T},\tag{2}$$

$$L\chi_{\rm na} = (1 - \gamma) \ln \frac{1}{T} \,. \tag{3}$$

Заметим, что значение контраста $K = (1 - \gamma)^{-1}$. При пассивной модуляции добротности начальное значение плотности инверсной населенности определяется через равенство коэффициента усиления активной среды сумме коэффициентов потерь в резонаторе:

$$2\sigma U_{o}l_{a} = \ln\frac{1}{r} + 2\ln\frac{1}{T} + 2\ln\frac{1}{T_{c}}.$$
(4)

В выражении (4) *l_a* – длина активной среды, σ – поперечное сечение индуцированного перехода, *r* – коэффициент отражения полупрозрачного зеркала,

 $2\ln\frac{1}{T_c}$ – величина, определяющая суммарные потери резонатора при отсутствии пассивного затвора. Если пренебречь потерями энергии излучения на просветление затвора, то энергию генерации лазера можно записать в виде [2]

$$E_{out} = (U_o - U_f) \frac{V}{\beta} \frac{\ln \frac{1}{r}}{\ln \frac{1}{r} + \ln \frac{1}{T_c} + (1 - \gamma)2\ln \frac{1}{T}},$$
(5)

где U_f – конечное значение инверсной населенности в активной среде, V – объем активной среды, β – параметр, определяющий изменение инверсной населенности при излучении одного фотона. Для простейшей 3-уровневой системы накачки $\beta = 2$, для 4-уровневой $\beta = 1$.

Величина U_f может быть определена из решения уравнения [3]:

$$\frac{U_f}{U_{th}} + \ln \frac{U_o}{U_f} = \frac{U_o}{U_{th}},\tag{6}$$

где U_{th} – значение плотности инверсной населенности, соответствующее порогу генерации лазера в случае полного просветления пассивного затвора,

$$U_{\rm th} = \frac{\ln\frac{1}{r} + 2\ln\frac{1}{T} + 2\ln\frac{1}{T_c}}{2\sigma l_a}.$$
 (7)

При значении $\frac{U_o}{U_{th}} \le 5$ для величины U_f справедливо приближенное решение [3]:

$$U_f = \frac{1.2U_{th}^2}{U_o} + 0.2U_{th} \,. \tag{8}$$

Соотношение (4) можно переписать, используя формулу (7) для U_{th} , в виде

$$U_o = \frac{U_{th} + \gamma 2 \ln \frac{1}{T}}{2\sigma l_a}.$$
(9)

Используя соотношения (7), (8), (9), выражение для энергии излучения E_{out} можно представить в виде

$$E_{out} = \frac{V \cdot 2\gamma \ln \frac{1}{T}}{2\beta \sigma l_a} \left(2\sigma U_o l_a - 2\ln \frac{1}{T} - 2\ln \frac{1}{T_c} \right) \times \left(\frac{1.2}{2\sigma U_o l_a} + \frac{1}{2\sigma U_o l_a} - \gamma 2\ln \frac{1}{T} \right)$$
(10)

ИЛИ

$$E_{out} = \frac{U_o V}{\beta} \gamma \left(\frac{\ln \frac{1}{T}}{2\sigma U_o l_a} \right) \left[1 - \frac{\ln \frac{1}{T_c}}{\sigma U_o l_a} - \frac{\ln \frac{1}{T}}{\sigma U_o l_a} \right] \left[1.2 + \frac{1}{1 - \gamma \frac{\ln \frac{1}{T}}{\sigma U_o l_a}} \right].$$
(11)

Анализ выражения (11) показывает, что зависимость выходной энергии E_{out} от значения коэффициента пропускания затвора $(\ln 1/T)$ имеет немонотонный характер.

Оптимальное значение $(\ln 1/T)_{opt}$, соответствующее максимальному значению энергии излучения, определяется из решения уравнения

$$\frac{dE_{out}}{d(\ln\frac{1}{T})} = 0.$$
(12)

Из выражения (12) следует трансцендентное уравнение, из которого можно (\ln^{-1})

определить значение $\frac{\left(\ln\frac{1}{T}\right)_{opt}}{\sigma U_o l_a}:$ $1.2\left(1 - \frac{\ln\frac{1}{T_c}}{\sigma U_o l_a} - 2\frac{\left(\ln\frac{1}{T}\right)_{opt}}{\sigma U_o l_a}\right) + \frac{\left(1 - \frac{\ln\frac{1}{Tc}}{\sigma U_o l_a}\right) + \gamma \frac{\left(\ln\frac{1}{T}\right)_{opt}}{\left(\sigma U_o l_a\right)^2} - 2\frac{\left(\ln\frac{1}{T}\right)_{opt}}{\sigma U_o l_a}}{\left(1 - \gamma \frac{\left(\ln\frac{1}{T}\right)_{opt}}{\sigma U_o l_a}\right)^2} = 0.$ (13)

Анализ структуры выражения (13) показывает, что величина $\frac{(\ln \frac{1}{T})_{opt}}{\sigma U_o l_a}$ определяется только двумя параметрами, один из которых γ , а другой параметр, $\left(\ln \frac{1}{T_c}\right)/(\sigma U_o l_a)$, определяет долю неактивных потерь резонатора по отношению к величине коэффициента усиления. Заметим, что оптимальное значение величины $\left(\ln \frac{1}{T}\right)_{opt}/(\sigma U_o l_a)$ находится из выражения (4).

На рис. 1 приведена зависимость энергии генерации лазера E_{out} (в относительных единицах) от величины начального пропускания затвора $\left(\ln \frac{1}{T}\right)/(\sigma U_o l_a)$ для различных значений потерь в резонаторе $L = \left(\ln \frac{1}{T_c}\right)/(\sigma U_o l_a)$, для величины контраста $\left(\left(-1\right), \left(-1\right)\right)$

затвора k = 10. Видно, что зависимость $E_{out}\left(\left(\ln \frac{1}{T}\right)/(\sigma U_o l_a)\right)$ имеет четко выраженный максимум. Величина энергии генерации в максимуме с увеличением потерь быстро падает. На рис. 2 приведены зависимости максимальной энергии генерации E_{out} от величины относительных потерь, построенные по данным рис. 1.

На рис. З приведена зависимость оптимального коэффициента отражения полупрозрачного зеркала r_{opt} в зависимости от величины оптимального начального пропускания пассивного затвора T_{opt} для разных значений параметра усиления $A = \sigma U_o l_a$ и значения контраста пассивного затвора k = 10. Отмеченные точки на графиках отвечают разным значениям величин относительных потерь $L = \left(\ln \frac{1}{T_c} \right) / (\sigma U_o l_a)$: крайняя левая точка

соответствует L = 0, далее точки соответствуют приращению величины L на 0.05, крайняя правая точка на графике соответствует L = 0.5.



Рис. 1. Зависимость энергии генерации лазера от величины начального пропускания затвора для k=10



Рис. 2. Зависимость максимальной энергии генерации от величины относительных потерь

Из данных рис. З отчетливо видно, что на плоскости (T_{opt}, r_{opt}) точки графиков занимают вполне определенную зону для всех рассмотренных значений параметров k, L, A. Это означает, что можно установить вполне определенное соответствие между параметрами r_{opt} и T_{opt} для лазера, работающего в режиме, близком к оптимальному. Для диапазона значений k = 5-20, L = 0-0.5, A = 0.5-4 взаимосвязь между r_{opt} и T_{opt} может быть аппроксимирована в виде линейной зависимости:

$$r_{\text{opt}} = 1.11 \cdot T_{\text{opt}} + 0.13. \tag{14}$$

Если диапазон изменения внутрирезонаторных потерь L уменьшить до значений L=0-0.1, то соотношение между r_{opt} и T_{opt} может быть задано в виде

(15)

$$r_{\text{opt}} \approx T_{\text{opt}}$$
 .

Полученные выражения (14) и (15) хорошо коррелируют с данными табл. 1, в которой приведены результаты экспериментальных измерений параметров твердотельных лазеров с различными типами пассивных затворов и активных сред.



Рис. 3. Зависимость оптимального коэффициента отражения полупрозрачного зеркала от величины оптимального начального пропускания затвора для k=10

Активная среда	Тип затвора	Начальное пропускание затвора	Оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала	Энергия генерации, мДж
	GSGG: Cr: Fe	0.32	0.38	8
	GSGG: Cr: Fe	0.44	0.38	7
	LiF: F_2^-	0.38	0.38	8
KGW: Nd	Краситель в	0.44	0.42	6–7
\varnothing 3 × 35 мм	полимерной матрице			
	Краситель в геле	0.40	0.38	7
YAG: Nd	LiF: F_2^-	0.3	0.32	90
\varnothing 6 × 65 мм				

Таблица 1. Результаты экспериментальных измерений параметров твердотельных лазеров

Таким образом, результаты настоящей работы могут быть использованы для оптимизации параметров лазеров с пассивной модуляцией добротности.

Литература

- 1. Пилипович В.А., Ковалев А.А. Оптические квантовые генераторы с просветляющимися фильтрами. Минск: Наука и техника, 1975.
- 2. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981
- 3. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествин В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы. М.: Радио и связь, 1982.

СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ М.В. Иночкин, А.И. Павлишин

Теоретически и экспериментально показана возможность стабильной синхронизации мод твердотельного лазера с помощью малоинерционной системы отрицательной обратной связи с запаздыванием. Данный метод синхронизации мод не требует нелинейных элементов внутри резонатора и внешних стабильных генераторов радиоимпульсов в системе управления затвором.

Твердотельные лазеры с синхронизацией мод нашли широкое применение в лазерной спектроскопии как одни из самых доступных и удобных источников мощных коротких импульсов света. В этих лазерах фотоны концентрируются на отрезках времени много короче времени обхода светом резонатора (аксиального периода). Такой, так называемый сверхкороткий, импульс (СКИ) после каждого обхода резонатора частично отражается и частично выходит через полупрозрачное зеркало. В результате выходное излучение лазера с синхронизацией мод представляет собой последовательность (цуг) СКИ, следующих друг за другом через аксиальный период.

Согласно традиционной классификации все устройства для синхронизации мод (СМ) лазеров разделяют на пассивные и активные. В лазерах с пассивной СМ в резонатор вводят нелинейный элемент, пропускание которого растет с увеличением интенсивности излучения. В результате возникающей положительной обратной связи происходит селекция наиболее интенсивных импульсов начального люминесцентного шума, и при определенных условиях на аксиальном периоде можно получить всего один СКИ (хотя, на самом деле, обычно остаются и другие СКИ – сателлиты – меньшей интенсивности). Платой за простоту и относительно малую длительность СКИ в лазерах с пассивной СМ является принципиально вероятностный характер этих импульсов [1] и, как следствие, нестабильность их параметров. Для стабилизации параметров СКИ в лазер с пассивной СМ вводят систему отрицательной обратной связи (OOC) [2]. В лазер с активной СМ в резонатор вводят модулятор, пропускание которого периодически изменяется сигналом внешнего СВЧ генератора. Реализация преимуществ активной СМ (точность временной привязки и стабильности параметров СКИ) требует очень точного согласования периода колебаний внешнего СВЧ генератора с аксиальным периодом резонатора лазера. Для стабилизации генерации в лазер с активной СМ также вводят ООС, осуществляющие автоподстройку частоты и фазы внешнего СВЧ генератора под аксиальный период резонатора [3].

Таким образом, как при пассивной, так и при активной СМ для стабилизации параметров СКИ в твердотельных лазерах приходится применять различные системы ООС. В результате грань между различными типами СМ становится условной, а сами системы существенно усложняются. В то же время существует достаточно простой метод получения стабильных пикосекундных импульсов света с помощью одной только оптико-электронной отрицательной обратной связи. При этом система ООС управляется самим лазерным излучением, и стабильные СКИ могут быть получены без использования высокостабильных СВЧ генераторов. Этим данный метод напоминает обычную пассивную СМ, однако в отличие от последней позволяет получать одиночные СКИ на аксиальном периоде без сателлитов. Особенность системы состоит в специально подобранной характеристике радиочастотного контура цепи ООС и небольшом запаздывании отрицательной обратной связи относительно циркулирующего в резонаторе излучения.

Хорошо известно, что многие физические системы с запаздывающей ООС склонны к самоосцилляции. Различные режимы самоосцилляций при генерации лазеров с запаздывающей ООС ранее исследовались на основе анализа системы

дифференциальных уравнений для потока фотонов и инверсии [4, 5]. В то же время установление режима СМ в импульсных твердотельных лазерах все чаще изучается с применением более наглядного и интуитивно понятного подхода, основанного на дискретных преобразованиях отдельных флуктуационных пичков излучения последовательно в активном элементе, насыщающемся фильтре, системе ООС [6, 7]. В настоящей работе на основе анализа эволюции отдельных флуктуационных пичков в лазере с запаздывающей ООС найдены общие условия генерации одиночного на аксиальном периоде СКИ со стопроцентной воспроизводимостью.

Рассмотрим лазер с системой ООС, которая обладает небольшой задержкой отклика Δt по отношению к излучению, циркулирующему в резонаторе. При достаточно малой амплитуде колебаний пропускание системы ООС можно считать линейным и в общем виде описать выражением

$$T(t) = T_0 - \int_{-\infty}^{t-\Delta t} I(t' - \Delta t) h(t - t') dt',$$
(1)

где T_0 – начальное пропускание модулятора, I(t) – интенсивность лазерного излучения, h(t) – импульсный отклик системы ООС (отклик системы на δ-образное воздействие). Из (1) видно, что селективные свойства системы ООС при малой глубине модуляции определяются исключительно видом ее импульсного отклика h(t). Далее мы докажем, что система ООС с монотонно спадающим откликом h(t) на временах порядка аксиального периода обладает свойством устойчиво селектировать один-единственный СКИ на аксиальном периоде резонатора. Параметры этого СКИ стабильны, если задержка отклика системы ООС достаточно мала.

Пусть h(t) – неотрицательная функция, монотонно убывающая от максимального значения h(0) до существенно меньших значений на временах порядка аксиального периода T_{ax} :

$$\begin{cases} h(t_1) > h(t_2) \ge 0, \ t_1 < t_2 \\ h(0) >> h(T_{ax}) \end{cases}$$
(2)

Предположим также, что задержка отклика системы ООС Δt порядка длительности одиночного СКИ. Ниже показано, что при выполнении этих условий в лазере с ООС происходит устойчивая селекция одиночного СКИ с фиксированными параметрами практически независимо от начального распределения шумов.

Если на аксиальном периоде находится один СКИ с длительностью Δt и интенсивностью I_I , то, согласно (2), пропускание модулятора системы ООС для этого импульса максимально и равно:

$$T_{\max} = T_o - I_1 \Delta t \cdot h(T_{\max}).$$
⁽³⁾

Обозначим эффективный коэффициент усиления активной среды (с учетом потерь резонатора) K_0 , тогда стационарный уровень интенсивности определяется выражением

$$I_1 = \frac{T_0 - K_0^{-1}}{h(T_{ax}) \cdot \Delta t}.$$
(4)

При отклонении по каким-либо причинам интенсивности СКИ от стационарного уровня пропускание модулятора системы ООС (1) изменится в противоположную сторону (пропускание увеличивается при уменьшении интенсивности и наоборот), восстанавливая стационарный уровень интенсивности (4). Следовательно, стационарное решение в виде одиночного на аксиальном периоде СКИ с интенсивностью (4) устойчиво к флуктуациям его амплитуды. Пропускание модулятора системы ООС максимально в момент прохождения этого импульса. Сразу после прохождения импульсом модулятора системы ООС последний закрывается, и его пропускание падает до минимального уровня:

$$T_{\min} = T_o - I_1 \Delta t \cdot h(0), \tag{5}$$

а затем релаксирует в соответствии с поведением импульсного отклика h(t) к максимальному уровню (3) к моменту следующего прохождения СКИ через модулятор $(t=T_{ax})$, после чего весь процесс повторяется (рис. 1).



Рис. 1. Динамика импульсного отклика системы ООС при одном СКИ на аксиальном периоде

Другими словами, пропускание модулятора системы ООС, обладающей свойствами (2), максимально во время прохождения через него одиночного на аксиальном периоде стационарного СКИ. Для всех прочих возмущений стационарного решения в виде дополнительных флуктуационных пичков на аксиальном периоде пропускание модулятора системы ООС меньше, чем для основного импульса. Это эффективному подавлению возмущений стационарного режима. приводит К обеспечивая его стабильность. Похожее поведение пропускания нелинейного затвора во времени наблюдается и в лазерах с пассивной СМ. Однако на этом аналогия между пассивной СМ и СМ с помощью запаздывающей ООС заканчивается. При появлении на аксиальном периоде других более-менее интенсивных СКИ селекция одиночного СКИ в лазерах с запаздывающей ООС происходит по совершенно иным законам, чем в лазерах с пассивной СМ. В частности, в лазерах с запаздывающей ООС селектируется не максимальный по интенсивности световой выброс, а тот, для которого средняя добротность резонатора за достаточно большой промежуток времени максимальна.

Рассмотрим вначале случай, когда на аксиальном периоде находятся всего два импульса с интенсивностями $I_1 = I_1(t_1)$ и $I_2 = I_2(t_2)$, разделенных интервалом времени $t_{21} = t_2 - t_1$ (рис. 2). Представляя эти импульсы δ -функциями, в (1) пропускание модулятора для них можно записать как

Из этих выражений следует, что для двух импульсов на аксиальном периоде существует некоторое критическое соотношение интенсивностей этих импульсов I_2/I_1 при превышении которого пропускание $T(t_2)$ становится больше $T(t_1)$. Указанное соотношение равно:

$$A = \frac{h(t_{21}) - h(T_{ax})}{h(T_{ax} - t_{21}) - h(T_{ax})}.$$
(7)

Величина A соотношения интенсивностей импульсов, при котором пропускание модулятора системы ООС для обоих импульсов одинаково $(T(t_1)=T(t_2))$, зависит от взаимного расположения этих импульсов на аксиальном периоде. В частности, при $t_{21} << T_{ax}$, то есть когда "второй" импульс следует сразу за "первым", величина A >> 1. Таким образом, даже относительно слабый импульс может с помощью системы запаздывающей ООС выиграть в конкурентной борьбе у существенно более сильного, если он расположен "впереди" на аксиальном периоде. Этим СМ с помощью запаздывающей ООС принципиально отличается от других методов самосинхронизации мод.

При точном равенстве

 $I_2 = AI_1$

(8)

реализуется стационарная или "балансирующая" конфигурация двух импульсов, которая может существовать сколь угодно долго, пока выполняется равенство $T(t_1)=T(t_2)$. Впрочем, достаточно малейшего отклонения от этой конфигурации, чтобы она распалась. Действительно, при отклонении интенсивности, скажем, "первого" импульса от равновесного соотношения (8) на величину ΔI_1 произойдут изменения пропускания модулятора ООС для этих импульсов:

$$\Delta T(t_1) = -\Delta I_1 h(T_{ax})$$

$$\Delta T(t_2) = -\Delta I_1 h(t_{21})$$
(9)

Из (9) с учетом (2) следует, что увеличение интенсивности "первого" импульса приводит к большему уменьшению пропускания модулятора для "второго" импульса, чем для "первого". При уменьшении интенсивности "первого" импульса *I*₁ пропускание для него, наоборот, увеличивается, но пропускание для "второго" импульса увеличивается сильнее. Таким образом, малейшее отклонение интенсивности любого из импульсов от равновесного значения начинает увеличиваться проход за проходом. В результате "балансирующая" конфигурация оказывается неустойчивой.



Рис. 2. Динамика импульсного отклика системы ООС при двух СКИ на аксиальном периоде

В общем случае, когда на аксиальном периоде находится много импульсов спонтанного шума, селекция одиночного СКИ происходит аналогичным образом. Ниже мы покажем, что для любого *n*>2 существуют "балансирующие" конфигурации СКИ, но, как и для двух импульсов, все они оказываются неустойчивыми.

Для *п* импульсов на аксиальном периоде с интенсивностями $I_1=I(t_1)$, $I_2=I(t_2),...,I_n=I(t_n)$, пропускание модулятора системы ООС можно записать по аналогии с (6) как

$$\begin{cases} T(t_1) = T_0 - I_1 h(T_{ax}) - I_2 h(T_{ax} - t_{21}) - I_3 h(T_{ax} - t_{31}) - \dots - I_n h(T_{ax} - t_{n1}) \\ T(t_2) = T_0 - I_1 h(t_{21}) - I_2 h(T_{ax}) - I_3 h(T_{ax} - t_{32}) - \dots - I_n h(T_{ax} - t_{n2}) \\ T(t_3) = T_0 - I_1 h(t_{31}) - I_2 h(t_{32}) - I_3 h(T_{ax}) - \dots - I_n h(T_{ax} - t_{n3}) \\ \dots \\ T(t_n) = T_0 - I_1 h(t_{n1}) - I_2 h(t_{n2}) - I_3 h(t_{n3}) - \dots - I_n h(T_{ax}) \end{cases}$$
(10)

здесь $t_{ij} = t_i - t_j$. Если ввести вектора $\vec{T} = [T_o - T(t_1), T_o - T(t_2), ..., T_o - T(t_n)]$ и $\vec{I} = [I_1, I_2, ..., I_n]$, то эти выражения можно переписать в матричном виде:

$$\hat{M} \cdot \vec{I} = \vec{T}, \tag{11}$$

где матрица \hat{M} равна

$$\hat{M} = \begin{bmatrix} h(T_{ax}) & h(T_{ax} - t_{21}) & h(T_{ax} - t_{31}) & \dots & h(T_{ax} - t_{n1}) \\ h(t_{21}) & h(T_{ax}) & h(T_{ax} - t_{32}) & \dots & h(T_{ax} - t_{n2}) \\ h(t_{31}) & h(t_{32}) & h(T_{ax}) & \dots & h(T_{ax} - t_{n3}) \\ \dots & & & \\ h(t_{n1}) & h(t_{n2}) & h(t_{n3}) & \dots & h(T_{ax}) \end{bmatrix}.$$

$$(12)$$

Как известно, система уравнений имеет единственное решение тогда и только тогда, когда определитель ее матрицы отличен от нуля. Покажем, что при выполнении условий (2) det $\hat{M} \neq 0$, то есть для любого набора $T(t_1)$, $T(t_2)$, ..., $T(t_n)$ существует единственная конфигурация интенсивностей импульсов $I_1, ..., I_n$, удовлетворяющая (10). Заметим прежде всего, что, пользуясь произвольностью n, без потери общности все импульсы спонтанного шума можно расположить эквидистантно на аксиальном периоде с интервалом $\delta t = T_{ax}/n$:

$$t_j - t_{j-1} = t_{j,j-1} = \delta t .$$
(13)

В самом деле, в том случае, когда какому-либо t_j не соответствует СКИ, его интенсивность можно просто приравнять нулю, а уравнение для $T(t_j)$ проигнорировать. При эквидистантном расположении СКИ матрица (12) примет вид:

$$\hat{M} = \begin{bmatrix}
 m_1 & m_2 & m_3 & \dots & m_n \\
 m_n & m_1 & m_2 & \dots & m_{n-1} \\
 m_{n-1} & m_n & m_1 & \dots & m_{n-2} \\
 \dots & & & & \\
 m_2 & m_3 & m_4 & \dots & m_1
 \end{bmatrix},$$
(14)

где $m_j = h[(n-j+1)\delta t]$. Каждая следующая строка матрицы (14) получается циклическим сдвигом предыдущей на одну позицию вправо. Свойства таких матриц, называемых циркулянтами, довольно подробно изучены [8]. В частности, известно, что циркулянты диагонализируются в *n*-мерном комплексифицированном пространстве, а их собственные числа представляются выражением

$$\lambda_{j} = m_{1} + m_{2}r_{j} + m_{3}r_{j}^{2} + \dots + m_{n}r_{j}^{n-1}, \quad j = 1, 2, \dots n,$$
(15)

где r_j - различные комплексные корни уравнения $r^n=1$. Покажем, что если условия (2) выполнены, все собственные числа $\lambda_j \neq 0$. Действительно, в этом случае

$$m_1 < m_2 < m_3 < \dots < m_n,$$
 (16)

и последовательные слагаемые суммы (15) расположены на комплексной плоскости на раскручивающейся спирали (рис. 3).



Рис. 3. Расположение слагаемых m_{j+1}r^j на комплексной плоскости в выражении для собственных чисел матрицы (14)

При $n \ge 2$ каждому комплексному r_i из верхней полуплоскости (Im(r_i)>0) соответствует комплексно сопряженное число $r_i^{n-k} = r_j^{-k} = (r_j^k)^*$ из нижней полуплоскости, причем в силу условий (16) мнимые части произведений $r_i^k \cdot m_{k+1}$, лежащих выше оси вещественных чисел, всегда меньше мнимых частей соответствующих ИМ произведений из нижней полуплоскости. Таким образом, при n>2 по крайней мере Im(λ_i) строго меньше нуля, т.е. у рассматриваемой нами матрицы не существует нулевых собственных значений, и ее определитель никогда не обращается в ноль. Следовательно, исходная система (10) всегда имеет единственное решение для любых, в том числе одинаковых, $T(t_1)$, $T(t_2),...,T(t_n)$. Отсюда вытекает, что для любого числа импульсов на аксиальном периоде существует единственная "балансирующая" конфигурация интенсивностей импульсов спонтанного шума, при которой пропускание модулятора ООС для всех СКИ одинаково. При строго эквидистантном расположении *п* импульсов на аксиальном периоде этой "балансирующей" конфигурацией, очевидно, является тривиальное решение $I_1 = I_2 = ... = I_n$. Однако, пользуясь произвольностью *n* и зануляя некоторые значения интенсивностей, из (10) можно получить нетривиальные "балансирующие" конфигурации СКИ с неравными интенсивностями и неравными промежутками между ними.

Как и в двумерном случае, при выполнении условий (2) все "балансирующие" конфигурации оказываются неустойчивыми. Действительно, аналогично (9), исходя из (10), можно записать, например, изменение пропускания при вариации интенсивности первого импульса (всегда можно начать отсчет таким образом, чтобы импульс, у которого произошло изменение интенсивности, был первым):

$$\Delta T(t_1) = -\Delta I_1 \cdot h(T_{ax}),$$

$$\Delta T(t_2) = -\Delta I_1 \cdot h(t_{21}),$$

$$\Delta T(t_3) = -\Delta I_1 \cdot h(t_{31}),$$

...
(17)

 $\Delta T(t_n) = -\Delta I_1 \cdot h(t_{n1}).$

Из (17) с учетом (2) видно, что изменение интенсивности "первого" импульса приводит к большему изменению пропускания модулятора для всех остальных импульсов, причем с увеличением интенсивности I_1 пропускание уменьшается, и наоборот. Таким образом, любая "балансирующая" конфигурация оказывается неустойчивой, и система ООС, удовлетворяющая условиям (2), всегда выделяет

одиночный импульс из начального спонтанного распределения шумов на аксиальном периоде.

Экспериментально синхронизация мод с помощью запаздывающей ООС нами была исследована в импульсном лазере на YAG:Nd с ламповой накачкой, линейным резонатором и внутрирезонаторной ячейкой Поккельса, работающей по четвертьволновой схеме (рис. 4).



Рис. 4. Схема экспериментальной установки. 1, 2 – зеркала резонатора; 3 – активный элемент; 4 – поляризационное зеркало; 5 – электрооптический затвор; 6 – фотодиод; 7 – система ООС

Обратная связь создавалась ячейкой Поккельса, управляемой излучением лазера с помощью кремниевого фотодиода. Задержка в контуре отрицательной обратной связи была порядка 7 нс, а параметры радиочастотного контура в цепи ООС были подобраны так, чтобы удовлетворялись условия (2). Настройкой ячейки Поккельса можно было чувствительность системы обратной связи и реализовывать изменять как так и положительную обратную связь. отрицательную, При настройке на отрицательную обратную связь в широкой области энергий ламповой накачки (7-15 Дж) наблюдалась устойчивая генерация стабильных цугов одиночных на аксиальном периоде СКИ (рис. 5).



Рис. 5. Генерируемый цуг СКИ, аксиальный период – 8.5 нс

Полная энергия цуга составляла 1–2 мДж, а полная длительность определялась длительностью ламповой накачки и была порядка 100 мкс. При правильной настройке системы ООС ни разу не было отмечено появления сателлитов основного СКИ на аксиальном периоде за все время наблюдения. Длительность одного СКИ была менее 0.5 нс.

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально исследован процесс селекции одиночного СКИ из флуктуационного люминесцентного шума на аксиальном периоде лазера с малоинерционной (<10⁻⁸с) ООС с малым (<10⁻⁸с) запаздыванием отклика. Дано простое и физичное толкование различным режимам сложных осцилляций, обнаруженных ранее при численном анализе систем с запаздывающей ООС другими авторами. Этим режимам соответствуют конфигурации интенсивностей СКИ, названные нами "балансирующими", так как они реализуют равные коэффициенты пропускания друг для друга и могут существовать неограниченно долго в силу этого. Показано, что для каждой конкретной реализации расположения СКИ на аксиальном периоде существует своя единственная

"балансирующая" конфигурация интенсивностей. Мы привели также общие условия на импульсный отклик системы ООС, при которых все "балансирующие" конфигурации оказываются безусловно неустойчивыми и реализуется единственное устойчивое решение в виде цуга одиночных на аксиальном периоде СКИ. Теоретическое рассмотрение подтверждено результатами экспериментов с YAG:Nd лазером с малоинерционной электрооптической ООС.

Литература

- 1. Кузнецова Т.И. К статистике возникновения сверхкоротких световых импульсов в лазере с просветляющимся фильтром // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С.1673.
- 2. Комаров К.П., Кучьянов А.С., Угожаев В.Д. Стационарные сверхкороткие импульсы при пассивной синхронизации мод твердотельного лазера с активной обратной связью // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 802.
- Запорожченко В.А., Качинский А.В., Пилипович Н.В., Тылец Н.А. Стабилизация выходных параметров УКИ в импульсном ИАГ:Nd-лазере с активной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. С. 56.
- 4. Самсон А.М. Высокочастотная автомодуляция излучения лазеров и генерация сверхкоротких импульсов // Препринт ИФ АН БССР, Минск. 1979. № 189.
- 5. Григорьева Е.В., Лойко Н.А., Самсон А.М. Динамика лазера с запаздывающей отрицательной обратной связью // Препринт ИФ АН БССР, Минск. 1989, № 548.
- 6. Макуха В.К., Смирнов В.С., Семибаламут В.М. Генерация ультракоротких импульсов в лазере с отрицательной обратной связью // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. С. 1023.
- 7. Нилов Е.В., Русов В.А. Высокочастотная автомодуляция моноимпульсной генерации твердотельных лазеров // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 2413.
- 8. Беллман Р. Введение в теорию матриц. М.: Наука, 1976.

ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ В АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ИЗ НЕОДИМОВОГО СТЕКЛА ПРИ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСАХ НАКАЧКИ В.Б. Карасев, В.В. Крамник, В.Ф. Петров, А.А. Солунин, Л.М. Студеникин, В.Ю. Храмов

Представлены результаты разработки и исследования макета системы охлаждения, обеспечивающей адиабатический режим работы активного элемента из неодимового стекла марки ГЛС-6 размером \emptyset 45×300 мм в течение нескольких секунд после импульса накачки длительностью 2.5 мс и энергией 53 кДж. Исследована динамика развития термоискажений, наводимых в активном элементе в процессе накачки. Зафиксировано, что оптическая сила термолинзы, возникающей в одном активном элементе к концу импульса накачки, составляет величину около 2.4×10^{-3} Дптр.

Введение

Особенности генерации твердотельного лазера с неустойчивым резонатором достаточно хорошо освещены в литературе [1]. Известно, что наводимая в процессе генерации тепловая линза в активном элементе приводит к существенному ухудшению пространственных характеристик излучения, особенно в режиме свободной генерации при длительности импульса порядка нескольких миллисекунд в лазере с активным элементом большой апертуры. Для компенсации искажений оптического тракта резонатора, наводимых в процессе накачки, необходимо провести исследование динамики их развития, что является достаточно сложной задачей вследствие наличия значительного уровня помех, создаваемых излучением накачки и люминесценцией активного элемента. При генерации серии таких импульсов с периодом в несколько секунд на искажения, наводимые в активной среде в процессе накачки, накладываются термоискажения, вызванные взаимодействием активного элемента с охлаждающей жидкостью. Для компенсации этой части возмущений необходимо обеспечить адиабатический режим работы активного элемента в промежуток времени между импульсами. Данная работа посвящена исследованию динамики термоискажений, наводимых в элементе из неодимового стекла марки ГЛС-6 размером Ø 45×300 мм, а также разработке системы охлаждения с подогревом хладагента с целью обеспечения адиабатического режима работы данного активного элемента в течение нескольких секунд после импульса накачки.

Система охлаждения с подогревом хладагента

Для обеспечения достаточно большой частоты повторения импульсов лазерного излучения без ухудшения расходимости и без риска разрушения активных элементов в системах на стекле целесообразно применять систему охлаждения с охранным подогревом, обеспечивающие адиабатический режим работы активных элементов между вспышками. В рамках данной работы был собран макет такой системы охлаждения. Схема экспериментальной установки для определения температуры хладагента, обеспечивающей данный режим работы активных элементов в течение нескольких секунд после импульса накачки, изображена на рис. 1.

Были проведены работы по экспериментальному определению температуры хладагента, обеспечивающей адиабатический режим работы активного элемента в течение нескольких секунд после импульса накачки длительностью 2.5 мс и энергией 53 кДж. Характерные поляриграммы и интерферограммы приведены на рис. 2. В данном случае получено, что температура хладагента после вспышки должна быть на 4.5–4.8 К выше температуры активных элементов до вспышки, что согласуется с результатами математического моделирования, проведенного в рамках данной работы.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки для определения температуры хладагента, обеспечивающей адиабатический режим работы активного элемента в течение нескольких секунд после импульса накачки



∆T=4.0 K









Рис. 2. Характерные поляриграммы и интерферограммы, зафиксированные при различной разнице температур активного элемента и хладагента

Исследование термических искажений, возникающих в процессе накачки активного элемента

Так как распределение поглощенной энергии накачки в радиальном направлении не является раномерным, то в процессе генерации в активных элементах возникает отрицательная динамическая тепловая линза, оптическая сила которой меняется по величине от нулевого до некоторого максимального значения *D*. Это

значение тепловой линзы, естественно, зависит от энергии накачки, степени радиальной неравномерности прокачки активного элемента и его термооптических параметров P и Q [2]. Выполнив необходимые расчеты, в нашем случае мы получили среднее значение оптической силы динамической тепловой линзы, наводимой в процессе генерации в одном активном элементе, $D_{\rm cp} \sim 10^{-3}$ м⁻¹. Предполагая, что изменение оптической силы этой линзы происходит по линейному закону, естественно предположить, что ее максимальное значение $D_{\rm max}$ будет в два раза больше, то есть $\sim 2 \times 10^{-3}$ м⁻¹. Такая тепловая линза может вносить существенный вклад в общую расходимость излучения лазера. Улучшить расходимость излучения лазера с такими активными элементами можно, применяя системы динамической коррекции волнового фронта в течение импульса генерации излучения. Для разработки таких систем необходимо знать зависимость изменения оптической силы термолинзы, наводимой в активном элементе в процессе накачки, от времени.

Для динамических измерений термоискажений активных элементов и воздуха в оптическом тракте был разработан и собран наносекундный зондирующий лазер на рубине. Собрана интерференционная схема исследования термоискажений активных элементов, изображенная на рис. 3.



Рис. 3. Интерференционная схема исследования термоискажений активных элементов

При исследованиях с указанными выше параметрами накачки было обнаружено, что через 2.0 мс после поджига возникают искажения в оптическом тракте, вызванные потоками воздуха от ламп накачки (см. рис. 4). Представляется очевидным, что данный эффект должен ухудшать расходимость лазерного излучения, особенно в режиме длинных импульсов. Для уменьшения данного эффекта требуется изолирование оптического тракта от потоков воздуха, распространяющихся от ламп накачки во время импульса. Для этого были изготовлены специальные защитные бленды переменной длины. Установка защитных бленд длиной 70 мм приводbт к исчезновению этих искажений вплоть до времени 3,5 мс после поджига, из чего можно заключить, что их причиной являются только потоки воздуха, возникающиt в процессе накачки. При установке защитных бленд длиной 120 мм эти искажения различимы с задержки около 11 мс после поджига. Дополнительная изоляция квантронов практически исключала этот эффект. Было зафиксировано, что оптическая сила термолинзы, возникающей в одном активном элементе к концу импульса накачки, составляет величину около 2.4×10⁻³ Дптр, ее фокусное расстояние – около 420 м.

без бленд

до поджига 2.7 мс после поджига



с блендами 120 мм

до поджига 2.0 мс после поджига

до поджига 11.7 мс после поджига





Рис. 4. Типичные интерферограммы термоискажений активного элемента в оптическом тракте

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Российской Федерации (программа "Государственная поддержка региональной научнотехнической политики высшей школы и развитие ее научного потенциала", подпрограмма "Международное научное и научно-техническое сотрудничество высшей школы России", раздел 1 "Международные проекты, направленные на развитие вузовской науки, ее интеграцию в мировую систему фундаментальных и прикладных исследований, укрепление экспортного потенциала регионов").

Литература

- 1. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979. 328 с.
- 2. Калинин В.Н., Фромзель В.А. О тепловыделении в иттербий-эрбиевых стеклах при лазерной и ламповой накачке.// ЖТФ. 1980. Т.50. Вып. 5.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯДНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ СИСТЕМ НАКАЧКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫХ ЛИНЕЕК

В.В. Тогатов, П.А. Гнатюк, Д.Г. Резинкин

Одним из главных достоинств полупроводниковых лазеров и лазерных линеек на их основе является высокий КПД преобразования электрической энергии накачки в энергию излучения. Вместе с тем это преимущество может быть сведено на нет при низком КПД преобразования энергии источника питания в энергию импульсов накачки. Так как напряжение на полупроводниковом лазере в период накачки составляет величину порядка 2 В, то для получения высокого КПД преобразования суммарное напряжение на всех компонентах контура накачки должно составлять доли вольта. Это условие нереализуемо при использовании в системах накачки линейных источников тока.

Помимо высокого КПД, схема накачки должна обеспечивать постоянство амплитуды тока в пределах всего импульса накачки. При этом к концу импульса практически вся запасенная в накопительном конденсаторе энергия должна быть передана в лазерный диод. В ряде применений необходимо, чтобы схема накачки выполняла функцию программируемого источника тока, например, формировала заданную последовательность импульсов тока с регулируемой амплитудой и длительностью.

Наконец, очень важно, чтобы разрядный модуль схемы обеспечивал работу полупроводникового лазера как в непрерывном, так и в импульсном режимах.



Рис. 1. Принципиальная электрическая схема высокочастотного разрядного модуля

Перечисленным требованиям отвечает разработанная нами схема высокочастотного разрядного модуля, упрощенная принципиальная электрическая схема которого приведена на рис. 1. Силовая часть схемы состоит из конденсатора С, заряжаемого от источника постоянного напряжения, коммутирующего транзистора VT1, линейного дросселя L, демпфирующего диода Шоттки VD1, датчика тока R_{III} и лазерного диода VD2. Переключение транзистора VT1 осуществляется сигналом с выхода драйвера D1. На вход драйвера поступают два сигнала: сигнал управляющего напряжения U_v, определяющий амплитуду и длительность импульса накачки, а также сигнал обратной связи по току Uoc. Драйвер обладает внутренним гистерезисом по входу. При возрастании напряжения на входе до 1,8 В на его выходе устанавливается высокий уровень напряжения, удерживающий транзистор во включенном состоянии. В этот период (интервал t_{вкл}) происходит рост тока через индуктивность L и разряд накопительного конденсатора С. При снижении напряжения до 1,6 В на входе драйвера устанавливается низкий уровень напряжения, приводящий к выключению транзистора. Таким образом, драйвер поочередно подключает и отключает транзистор VT1, обеспечивая изменение тока накачки в заданном диапазоне I_{min} - I_{max} .

Временные диаграммы тока I_D через лазерный диод, равного току через индуктивность I_L , и напряжения на конденсаторе U_c показаны на рис. 2.



Рис. 2. Временные диаграммы тока через лазерный диод и напряжения на накопительном конденсаторе

По мере прохождения тока накачки происходит разряд накопительного конденсатора С. Однако среднее значение тока накачки I_{cp} будет оставаться неизменным до тех пор, пока напряжение на конденсаторе превосходит напряжение на лазерном диоде. Снижение напряжения на конденсаторе приводит к росту времени включенного состояния транзистора $t_{вкл}$, а значит, к увеличению периода коммутации *T*. Следовательно, к концу импульса частота коммутации падает, причем тем больше, чем ближе напряжение на конденсаторе к напряжению на лазерном диоде.

Так как среднее значение тока накачки не зависит от напряжения на накопительном конденсаторе, то начальное значение этого напряжения, во-первых, некритично и, во-вторых, может быть выбрано достаточно большим, например, на порядок больше напряжения на диоде. При этом максимальная энергия, которая может быть передана за время импульса в лазерный диод без снижения тока, оказывается близкой к энергии, запасенной в накопительном конденсаторе.

При реальных частотах коммутации, имеющих порядок 200 кГц, любое изменение режима накачки осуществляется за несколько периодов коммутации. Это позволяет реализовать практически любой закон изменения тока через лазерный диод, задаваемый напряжением управления U_y . Иными словами, высокочастотный разрядный модуль выполняет функцию программируемого источника тока.

Проанализируем работу схемы, полагая, что в лазерном диоде формируется импульс среднего тока, величина которого постоянна в пределах всего импульса: $I_{cp} = I = \text{const.}$ Ему соответствует постоянное напряжение U_D , определяемое вольтамперной характеристикой диода. Будем считать, что изменение напряжения на накопительном конденсаторе ΔU_c за время включенного состояния транзистора $t_{вкл}$ много меньше текущего значения напряжения на индуктивности $U_L = U_C(t) - U_D$. В этом случае изменение тока через индуктивность в период включенного $t_{вкл}$ и выключенного $t_{выкл}$ состояний транзистора можно считать линейным.

Энергия, отдаваемая конденсатором за время *n*-го переключения транзистора, равна

$$\Delta W_C = \frac{CU_{n-1}^2}{2} - \frac{CU_n^2}{2},\tag{1}$$

где U_{n-1} и U_n – напряжение на конденсаторе в момент *n*-го включения и выключения транзистора, соответственно. Здесь имеется в виду, что напряжение в момент включения транзистора равно напряжению в момент предшествующего выключения. Эта энергия в период включенного состояния транзистора поступает в лазерный диод и частично запасается в магнитном поле индуктивности. В период выключенного состояния транзистора энергия, запасенная в индуктивности, частично поступает в лазерный диод и частично рассеивается в демпфирующем диоде VD1. Таким образом, баланс энергии в период *n*-го включенного состояния транзистора можно записать в виде

$$\frac{CU_{n-1}^2}{2} - \frac{CU_n^2}{2} = IU_D t_n + \frac{LI_{\max}^2}{2} - \frac{LI_{\min}^2}{2}.$$
(2)

Здесь *t_n* – время *n*-го включенного состояния транзистора.

Энергия, запасаемая в индуктивности, одинакова при всех переключениях транзистора и может быть выражена через величину среднего тока I и амплитуду пульсации ΔI

$$\frac{1}{2}L(I_{\max}^2 - I_{\min}^2) = LI\Delta I.$$
 (3)

Величена интервала t_n определяется средним значением напряжения на конденсаторе $(U_{cp})_n$ за время $\mathbf{t_n}$, $(U_{cp})_n = \frac{1}{2}(U_{n-1} + U_n)$:

$$t_{n} = \frac{L\Delta I}{(U_{cp})_{n} - U_{D}} = \frac{2L\Delta I}{U_{n-1} + U_{n} - 2U_{D}}.$$
(4)

Подставляя (3) и (4) в (2), получим уравнение, связывающее напряжение на конденсаторе в начале и конце *n*-го цикла переключения:

$$(U_n - U_D)^2 = (U_{n-1} - U_D)^2 - \frac{2LI\Delta I}{C}.$$
(5)

Первое слагаемое в правой части (5) по той же формуле может быть выражено через $(U_{n-2}-U_D)^2$ и т. д. В итоге уравнение (5) приводится к виду

$$(U_n - U_D)^2 = (U_0 - U_D)^2 - n \frac{2LI\Delta I}{C}.$$
 (6)

В этом выражении U_0 – начальное напряжение на конденсаторе (в начале первого переключения). Таким образом, напряжение на конденсаторе в конце *n*-го включения транзистора может быть представлено как функция числа переключений:

$$U_{n} = U_{D} + (U_{0} - U_{D}) \sqrt{1 - n \frac{2LI\Delta I}{C(U_{0} - U_{D})^{2}}}.$$
(7)

Приравнивая подкоренное выражение нулю, найдем максимальное число переключений

$$n_{\max} = \frac{C(U_0 - U_D)^2}{2LI\Delta I}.$$
(8)

С учетом (8) выражение (7) можно представить в более простой форме:

$$U_{n} = U_{D} + (U_{0} - U_{D}) \sqrt{1 - \frac{n}{n_{\text{max}}}}.$$
(9)

Выразим величину t_n как функцию числа переключений. С этой целью подставим в (4) выражения U_n и U_{n-1} в форме (9):

$$t_n = \frac{2L\Delta I}{U_0 - U_D} \left[\sqrt{1 - \frac{n-1}{n_{\max}}} + \sqrt{1 - \frac{n}{n_{\max}}} \right]^{-1}.$$
 (10)

В реальных режимах работы схемы всегда выполняется условие n_{max} -n>>1. При этом оба корня в (10) практически равны, и выражение (10) упрощается:

$$t_n = \frac{L\Delta I}{U_0 - U_D} \left(1 - \frac{n}{n_{\text{max}}} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$
 (11)

Время выключенного состояния транзистора постоянно при всех переключениях $L\Delta I$ (12)

$$t_n = \frac{D M}{U_D}.$$
(12)

В этом выражении $U_D^{'}$ – суммарное напряжение на лазерном и демпфирующем диодах, соответствующее среднему току І. Период коммутации при *n*-м переключении транзистора находится сложением (11) и (12):

$$T_{n} = t_{n} + t_{n}' = L\Delta I \left\{ \frac{\left[1 - \frac{n}{n_{\text{max}}} \right]^{-\frac{1}{2}}}{U_{0} - U_{D}} + \frac{1}{U_{D}'} \right\}.$$
(13)

Соответствующая этому периоду частота коммутации равна $f_n = \frac{1}{T_n}$.

Чтобы определить текущее значение времени, соответствующее *n*-му переключению транзистора, необходимо найти сумму всех периодов переключения с 1-го по *n*-й включительно:

$$t = \sum_{k=1}^{n} T_{k} = \sum_{k=1}^{n} t_{k} + \sum_{k=1}^{n} t_{k}^{'} .$$
(14)

Компоненты, входящие в (14), определяются выражениями (11)-(13).

Можно показать, что с погрешностью, не превышающей 6 %, искомая сумма может быть аппроксимирована следующей простой функцией:

$$t = \frac{CU_{0}'}{I} \left(1 - \sqrt{1 - n} \right) + \frac{C(U_{0}')^{2}}{2U_{D}'I} \frac{-}{n}.$$
(15)

В этом выражении введены следующие обозначения: $\bar{n} = \frac{n}{n_{\text{max}}}$, $U_0' = U_0 - U_D$.

Выражение энергии накачки, поступившей в лазерный диод за время *t*, дается очевидной формулой

$$W = IU_D t , \tag{16}$$

где *t* определено в (15).

При проектировании схем накачки исходными данными, как правило, являются длительность импульса или энергия, передаваемая в лазерный диод. В этом случае по выражениям (15) и (16) может быть рассчитано количество циклов переключения, обеспечивающее заданную длительность импульса т или величину энергии накачки *W*:

٦

1

ſ

$$\bar{n} = \frac{2U'_{D}}{U'_{0}} \left\{ \left[\left(\frac{U'_{D}}{U'_{0}} + 1 \right)^{2} - \frac{2I\tau U'_{D}}{C(U'_{0})^{2}} \right]^{2} - \left(\frac{U'_{D}}{U'_{0}} + 1 - \frac{I\tau}{CU'_{0}} \right) \right\},$$
(17)
$$\bar{n} = \frac{2U'_{D}}{U'_{0}} \left\{ \left[\left(\frac{U'_{D}}{U'_{0}} + 1 \right)^{2} - \frac{2WU'_{D}}{CU_{D}(U'_{0})^{2}} \right]^{2} - \left(\frac{U'_{D}}{U'_{0}} + 1 - \frac{W}{CU_{D}U'_{0}} \right) \right\}.$$
(18)
$$I, A = \frac{20}{10} - \frac{1}{10} + \frac{1}$$

конденсаторе

На рис. 3 приведена форма импульса тока накачки со средним значением 20 А и длительностью 500 мкс. На этом же рисунке показано изменение напряжения на накопительном конденсаторе в процессе формирования этого импульса. Как следует из рисунка, несмотря на значительное снижение напряжения на конденсаторе, величина среднего тока через лазерный диод оставалась строго постоянной вплоть до окончания импульса. Вместе с тем частота коммутации к концу импульса уменьшилась вдвое, причем особенно резко – в конечной стадии процесса. Все это подтверждает результат качественного анализа работы высокочастотного разрядного модуля.

Для проверки правильности полученных количественных соотношений на рис. 4 проведено сравнение временных зависимостей периода коммутации *T*, одна из которых получена расчетным путем (сплошная кривая), а другая снята экспериментально (штриховая кривая). Расчет выполнялся по формулам (8), (13) и (17) при следующих значениях параметров: I = 20 A, $\tau = 500$ мкс, C = 500 мкФ, $U_D = 2.5$ B, $U_D = 3$ B, $U_0 = 20$ B. Как следует из рисунка, расчетная и экспериментальная кривые хорошо согласуются как по форме, так и по значениям измеряемых величин.



Рис. 4. Зависимость (теоретическая и экспериментальная) периода коммутации от длительности импульса



Рис. 5. Схема пассивного LC – фильтра

В ряде применений принципиально важной является величина пульсаций тока накачки. В рассмотренной схеме снижение пульсаций тока осуществляется за счет уменьшения выставляемого диапазона I_{\min} - I_{max} . Однако такой способ имеет принципиальное ограничение, связанное с быстродействием прохождения сигнала обратной связи, а также с конечной скоростью переключения коммутирующего транзистора. По этой причине для снижения пульсаций нами использован пассивный LC-фильтр, как показано на рис. 5. При частоте коммутации 150 кГц, L=5 мкГн и C=20 мкФ за счет использования фильтра величина пульсаций снизилась более чем на порядок и не превысила 100 мА при среднем значении тока накачки 20 А.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИСКРЕТНЫХ ДЛИНАХ ВОЛН В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ Л.Н. Андреев, М.В. Белякова, С.А. Хромов

Рассмотрены монохроматические оптические системы, которые также могут быть использованы в широкой спектральной области. Приведены некоторые результаты расчетов и область использования таких систем.

По степени коррекции хроматических аберраций оптических систем, как известно [1], различают монохроматы, ахроматы, апохроматы и суперапохроматы. Монохроматы являются системами, рассчитанными при фиксированной длине волны или узкой спектральной области. Рабочая спектральная область ахроматов простирается от линии F' до C', для апохроматов спектральная область расширена до линии g (или G). Суперапохроматы представляют собой системы, у которых коррекция выполнена для видимой и ультрафиолетовой области спектра [2].

Таблица 1

λ , мкм	т,мм	Сферическая аберрация, сек	$\frac{N}{\lambda}$	η,%	d* , мм
0,488	1,5	-1,84	0,04	-0,60	
	1,5√3/4	-1,26	0,02	-0,44	
	1,5√1/2	-0,72	0,01	-0,30	94,97
	1,5√1/4	-0,15	0,00	-0,14	
	0	0	0	0	
	1,5	-0,75	0,01	-0,67	
	1,5√3/4	-0,5	0,01	-0,49	
0,633	1,5√1/2	-0,3	0,00	-0,33	97,50
	1,5√1/4	-0,15	0,00	-0,16	-
	0	0	0	0	
	1,5	-0,44	0,01	-0,68	98,12
	1,5√3/4	-0,36	0,01	-0,50	
0,694	1,5√1/2	-0,23	0,00	-0,33	
	1,5√1/4	-0,1	0,00	-0,16	
	0	0	0	0	
	1,5	-0,14	0,00	-0,70	98,89
0,800	1,5√3/4	-0,17	0,00	-0,52	
	1,5√1/2	-0,13	0,00	-0,34	
	1,5√1/4	-0,06	0,00	-0,17	
	0	0	0	0	
1,060	1,5	0,19	0,00	-0,73	100,00
	1,5√3/4	0,05	0,00	-0,54	
	1,5√1/2	-0,01	0,00	-0,35	
	1,5√1/4	-0,02	0,00	-0,17	
	0	0	0	0	

При проектировании оптических систем для преобразования лазерного излучения (например, систем для коллимации и концентрации лазерного излучения) было обнаружено интересное свойство некоторых из них. Так, например, системы, рассчитанные на фиксированную длину волны лазера, имеют вполне удовлетворительную коррекцию аберраций и для ряда других фиксированных длин волн. Такие оптические системы могут быть названы полимонохроматами.

Для иллюстрации в табл. 1–3 приведены результаты аберрационного расчета трех оптических систем: афокальной насадки и двух объективов для оптической записи и считывания информации. Афокальная насадка представляет собой телескопическую систему типа Галилея, состоящую из плоско-вогнутой и плоско-выпуклой линз с увеличением $\gamma_{\rm T} = 1/5^{\rm x}$ [3], табл. 1.

В табл. 2 приведены аберрации объектива, оптическая схема которого включает плосковыпуклую линзу и апланатический мениск со сферическими поверхностями [4], а в табл. 3 приведены аберрации объектива в виде плосковыпуклой линзы с асферической поверхностью второго порядка (эллипсоидальная поверхность). Оба объектива имеют фокусное расстояние f=5 мм и числовую апертуру A=0,40.

λ, мкм	М, мм	$\Delta y'$, MM	$\frac{N}{\lambda}$	η,%	Число Штреля
0,488	2,0	-0,0003	0,06	0,57	
	2,0√3/4	-0,0002	0,10	0,39	
	2,0√1/2	-0,0000	0,11	0,24	0,96
	2,0√1/4	0,0003	0,08	0,11	
	0	0	0	0	
	2,0	-0,0015	0,08	0,28	
	2,0√3/4	-0,0007	0,17	0,17	
0,633	2,0√1/2	0,0001	0,19	0,09	0,89
	2,0√1/4	0,0006	0,14	0,04	
	0	0	0	0	
	2,0	-0,0018	0,06	0,20	
	2,0√3/4	-0,0009	0,17	0,11	
0,694	2,0√1/2	0,0001	0,20	0,06	0,88
	2,0√1/4	0,0007	0,150	0,02	
	0	0	0	0	
0,780	2,0	-0,0021	0,07	0,11	0,88
	2,0√3/4	-0,0010	0,18	0,05	
	2,0√1/2	0,0001	0,21	0,01	
	2,0√1/4	0,0008	0,15	0,00	
	0	0	0	0	
1,060	2,0	-0,0030	0,04	-0,08	0,89
	2,0√3/4	-0,0014	0,15	-0,09	
	2,0√1/2	0,0001	0,19	-0,07	
	2,0√1/4	0,0010	0,14	-0,04	
	0	0	0	0	

Таблица 2

В табл. 1, 2 и 3 приняты следующие обозначения: m – координаты лучей на входном зрачке, $\frac{N}{\lambda}$ – волновая аберрация, η – величина, характеризующая отступление от условия неизопланазии. В табл. 1 величина d^* обозначает расстояние между первым и вторым компонентом афокальной насадки.

Анализ проведенных аберрационных расчетов показывает, что рассмотренные системы могут быть использованы с различными лазерами, в том числе с аргоновым ($\lambda = 0.488$ мкм), гелий-неоновым ($\lambda = 0.632$ мкм), рубиновым ($\lambda = 0.694$ мкм), полупроводниковым ($\lambda = 0.8$ мкм) и неодимовым ($\lambda = 1.06$ мкм), так как для всех перечисленных лазеров сохраняется практически дифракционное качество изображения. Это свойство объясняется главным образом, высокой коррекцией сферохроматической аберрации у этих оптических систем при неисправленном

хроматизме положения. Оптические схемы рассчитанных объективов состоят из одиночных линз, сферохроматическая аберрация которых мало изменяется в широком спектральном диапазоне.

λ, мкм	М, мм	Δу', мм	$\frac{N}{\lambda}$	η,%	Число Штреля
0,488	2,0	-0,0002	-0,10	0,32	
	2,0√3/4	0,0000	-0,02	0,17	
	2,0√1/2	0,0004	-0,06	0,07	0,96
	2,0√1/4	-0,0001	-0,09	0,02	
	0	0	0	0	
	2,0	-0,0013	-0,08	0,20	
	2,0√3/4	0,0003	-0,05	0,08	
0,633	2,0√1/2	0,0004	-0,10	0,01	0,96
0,000	2,0√1/4	-0,0002	-0,11	0,01	
	0	0	0	0	-
	2,0	-0,0012	-0,08	0,17	0,96
	2,0√3/4	0,0004	-0,06	0,06	
0,694	2,0√1/2	0,0004	-0,10	0,00	
	2,0√1/4	-0,0003	-0,11	-0,02	
	0	0	0	0	
	2,0	-0,0010	-0,08	0,14	
0,780	2,0√3/4	0,0004	-0,07	0,04	
	2,0√1/2	0,0004	-0,11	-0,02	0,96
	2,0√1/4	-0,0003	-0,11	-0,03	
	0	0	0	0	l
1,060	2,0	-0,0007	-0,06	0,07	
	2,0√3/4	0,0006	-0,07	-0,02	
	2,0√1/2	0,0004	-0,10	-0,05	0,96
	2,0√1/4	-0,0004	-0,10	-0,05	
	0	0	0	0	

таолица з	Та	блиц	а	3
-----------	----	------	---	---

В заключение следует отметить, что применение приведенных оптических систем в ряде случаев является удобным и экономически выгодным.

Литература

- 1. Слюсарев Г.Г. Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. 521 с.
- 2. Панов В. А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
- Андреев Л. Н., Никифорова Г. Л., Окишев С. Г. и др. Афокальная насадка для коллимации лазерного излучения //. Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1984.. Т. 27. № 5. С. 93–96.
- 4. Никифорова Г. Л. Проектирование объективов для оптических запоминающих устройств // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1983. Т. 26. № 11. С. 84–87.

ОБ ОПИСАНИИ ПЛАЗМЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД В ПОЛЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

С.А. Козлов, А.А. Королев, С.А. Штумпф

Получены уравнения поляризационной динамики диэлектрических сред в поле интенсивных фемтосекундных импульсов, описывающие различные механизмы электронной нелинейности, включая генерацию свободных электронов. Выведено новое волновое уравнение, которое описывает нелинейную динамику поля излучения с континуумным спектром и учитывает индуцированную светом плазменную нелинейность вещества.

1. Введение

При изучении распространения фемтосекундных лазерных импульсов высокой интенсивности в прозрачных диэлектрических средах необходимо учитывать генерацию плазмы как в газах [1], так и в конденсированных средах [2].

Модели, которые описывают взаимодействие высокоинтенсивного электромагнитного поля с веществом, приводящее к генерации плазмы, хорошо известны из литературы. Например, туннельная и многофотонная ионизация описаны в [3, 4], лавинная ионизация – в [5], ударная ионизация – в [6]). Однако такие теоретические модели обычно разрабатывались для квазимонохроматического излучения "длинных" световых импульсов, и при анализе самовоздействия "коротких" фемтосекундных импульсов, важнейшим эффектом для которых является генерация спектрального суперконтинуума [1, 2], требуют переосмысления.

В настоящей работе приведены уравнения поляризационной динамики вещества, описывающие генерацию свободных электронов в поле фемтосекундных импульсов с широким спектром. Получено новое волновое уравнение, которое описывает динамику поля излучения с континуумным спектром и учитывает индуцированную светом плазменную нелинейность вещества.

2. Уравнения динамики поляризации вещества

2.1. Энергетическая модель "уровень + зона".

Рассмотрим вначале простейшую энергетическую модель вещества, которая позволяет описывать генерацию свободных электронов. Вещество будем считать состоящим из структурных единиц, обладающих одним дискретным (основным) уровнем энергии и зоной квазисвободного движения, в которой оптический электрон обладает спектром значений энергии, близким к сплошному. Модель иллюстрирована на рис. 1. Несмотря на внешнюю простоту такой модели среды, описание ее поляризационной динамики во внешнем поле не является тривиальной задачей. Поэтому при дальнейшем описании зоны квазисвободного движения электрона ограничимся самым простым учетом возможности изменения электроном своего энергетического состояния в зоне и ее квазинепрерывности: энергетическую зону будем рассматривать в виде двух близко расположенных дискретных уровней (см. рис. 1, на котором энергетический зазор между уровнями зоны ħΩ является величиной, много меньшей энергетического расстояния между основным и возбужденным состояниями ħω₁). Будем полагать, что между этими близко расположенными возбужденными состояниями переходы разрешены. Также разрешен переход на один из них (для определенности, на нижний) из основного состояния, тогда как на другой в силу определенной четности он запрещен.



Рис. 1. Простейшая энергетическая модель структурной единицы вещества, учитывающая возможность генерации в среде квазисвободных электронов под воздействием светового поля

Материальные уравнения для получившейся трехуровневой системы с двумя разрешенными и одним запрещенным переходами даны, например, в работе [7]. Описывая среду трехуровневой моделью, приведенной на рис. 1, и полагая, что все спектральные компоненты излучения { ω_i } лежат в диапазоне прозрачности среды, причем $\omega_1 >> \omega_i$, уравнения из [7] для поляризации $\mathbf{P} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2$ можно привести к виду

$$\begin{cases} \ddot{\mathbf{P}}_{1} + \omega_{1}^{2}\mathbf{P}_{1} = \alpha_{1}N_{12}\mathbf{E} + \beta_{1}\mathbf{R}\mathbf{E} - \delta\mathbf{P}_{1}\mathbf{E}^{2} - \xi\dot{\mathbf{P}}_{1}\dot{\mathbf{E}}\mathbf{E} - \zeta\dot{\mathbf{R}}\dot{\mathbf{E}} \\ \ddot{\mathbf{P}}_{2} = \alpha_{2}N_{2}\mathbf{E} + \beta_{2}\mathbf{R}\mathbf{E} + \delta\mathbf{P}_{1}\mathbf{E}^{2} + \xi\dot{\mathbf{P}}_{1}\dot{\mathbf{E}}\mathbf{E} + \zeta\dot{\mathbf{R}}\dot{\mathbf{E}} \\ \ddot{\mathbf{R}} + \omega_{1}^{2}\mathbf{R} = \gamma\mathbf{P}_{1}\mathbf{E} - \eta\dot{\mathbf{P}}_{1}\dot{\mathbf{E}} - \vartheta N_{12}\mathbf{E}^{2} \\ \dot{N}_{1} = -\mu\dot{\mathbf{P}}_{1}\mathbf{E} \\ \dot{N}_{2} = \mu\dot{\mathbf{P}}_{1}\mathbf{E} \end{cases}$$
(1)

Здесь $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – электрическое поле световой волны, \mathbf{R} – эффективный осциллятор, не взаимодействующий непосредственно с полем, $N_{12} = N_1 - N_2$, N_1 – населенность основного состояния, N_2 – возбужденного состояния, переход в которое

paspement b ochobno coctoshue,
$$\alpha_1 = 2\omega_1 \frac{|\mathbf{p}_{12}|^2}{\hbar}$$
, $\alpha_2 = 2\Omega \frac{|\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar}$, $\beta_1 = \frac{2\omega_1 + \Omega}{\hbar}$,
 $\beta_2 = \frac{\omega_1 + 2\Omega}{\hbar}$, $\gamma = \frac{2\omega_1 + \Omega}{\hbar} |\mathbf{p}_{23}|^2$, $\delta = \frac{|\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar^2}$, $\xi = \frac{|\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar^2\omega_1(\omega_1 + \Omega)}$, $\zeta = \frac{1}{\hbar(\omega_1 + \Omega)}$,
 $2|\mathbf{p}_{12}|^2|\mathbf{p}_{23}|^2$, $|\mathbf{p}_{23}|^2$, 1

 $\vartheta = \frac{2|\mathbf{p}_{12}| |\mathbf{p}_{23}|}{\hbar^2}, \quad \eta = \frac{|\mathbf{p}_{23}|}{\hbar\omega_1}, \quad \mu = \frac{1}{\hbar\omega_1}, \quad \mathbf{p}_{ij}$ – дипольный момент перехода между *i* и *j*

состояниями, ω_1 и Ω – частоты, соответствующие разрешенным переходам в системе (см. рис. 1). Изменение населенности третьего уровня, переходы на который из основного состояния запрещены, определяет нелинейность поляризационного отклика среды пятого порядка по полю. Если ограничиваться в данной модели учетом только кубичной по полю нелинейности, то можно положить $\dot{N}_3 = 0$, и, следовательно, $N_3 \equiv 0$, так как в начальный момент времени населенность возбужденных состояний пренебрежимо мала по сравнению с населенностью основного.

При редукции динамических уравнений для поляризации, выведенных в [7], к системе (1) дополнительно к вышеупомянутым предположениям мы полагали, что световые импульсы очень короткие и/или взаимодействие нерезонансное, поэтому

возможно пренебречь релаксационными слагаемыми в системе материальных уравнений.

Отметим, что второе уравнение системы (1) является нелинейным обобщением уравнения классической теории свободного движения электрона [8]

$$\ddot{\mathbf{P}} = \frac{e^2}{m} N \mathbf{E} \,, \tag{2}$$

где N – количество свободных электронов, e и m – их заряд и масса. Уравнения (1) учитывают, в отличие от (2), наличие связанного состояния.

2.2. Энергетическая модель "три уровня + зона".

На рис. 2. представлена более сложная, но более адекватная энергетическая модель вещества. Уровни 1-3 позволяют правильно описывать нерезонансную дисперсию кубичной электронной нелинейности поляризационного отклика диэлектрической среды [7, 9, 10]. Для учета плазменной нелинейности такую трехуровневую модель естественно дополнить рассмотренной выше зоной квазисвободного движения. Уравнения динамики поляризации среды $P = P_1 + P_2 + P_3 + P_4$ с рассматриваемой энергетической структурой принимают вид

$$\begin{cases} \ddot{\mathbf{P}}_{1} + \omega_{21}^{2} \mathbf{P}_{1} = \alpha_{1} N_{12} \mathbf{E} + \beta_{1} \mathbf{R} \mathbf{E} - \delta \mathbf{P}_{1} \mathbf{E}^{2} - \xi \dot{\mathbf{P}}_{1} \dot{\mathbf{E}} \mathbf{E} - \zeta \dot{\mathbf{R}} \dot{\mathbf{E}} \\ \ddot{\mathbf{P}}_{2} + \omega_{32}^{2} \mathbf{P}_{2} = \alpha_{2} N_{23} \mathbf{E} + \beta_{2} \mathbf{R} \mathbf{E} + \delta \mathbf{P}_{1} \mathbf{E}^{2} + \xi \dot{\mathbf{P}}_{1} \dot{\mathbf{E}} \mathbf{E} + \zeta \dot{\mathbf{R}} \dot{\mathbf{E}} \\ \ddot{\mathbf{P}}_{3} + \omega_{2\Omega}^{2} \mathbf{P}_{3} = \alpha_{3} N_{2\Omega} \mathbf{E} \\ \ddot{\mathbf{P}}_{4} = \theta N_{\Omega} \mathbf{E} \\ \ddot{\mathbf{R}} + \omega_{31}^{2} \mathbf{R} = \gamma \mathbf{P}_{1} \mathbf{E} - \eta \dot{\mathbf{P}}_{1} \dot{\mathbf{E}} - \vartheta N_{12} \mathbf{E}^{2} , \qquad (3) \\ \dot{N}_{1} = -\mu_{1} \dot{\mathbf{P}}_{1} \mathbf{E} \\ \dot{N}_{2} = \mu_{1} \dot{\mathbf{P}}_{1} \mathbf{E} - \mu_{3} \dot{\mathbf{P}}_{3} \mathbf{E} \\ \dot{N}_{3} = 0 \\ \dot{N}_{\Omega} = \mu_{3} \dot{\mathbf{P}}_{3} \mathbf{E} \end{cases}$$

где N_{ij} – разность населенностей *i* и *j* состояний, $\alpha_1 = 2\omega_{21} \frac{|\mathbf{p}_{12}|^2}{\hbar}$, $\alpha_2 = 2\omega_{32} \frac{|\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar}$,

$$\beta_{1} = \frac{\omega_{21} + \omega_{31}}{\hbar}, \quad \beta_{2} = \frac{\omega_{31} + \omega_{32}}{\hbar}, \quad \gamma = \frac{\omega_{21} + \omega_{31}}{\hbar} |\mathbf{p}_{23}|^{2}, \quad \delta = \frac{|\mathbf{p}_{23}|}{\hbar^{2}}, \quad \xi = \frac{|\mathbf{p}_{23}|}{\hbar^{2}\omega_{21}\omega_{32}}, \quad \zeta = \frac{1}{\hbar\omega_{31}},$$

$$\vartheta = \frac{2|\mathbf{p}_{12}|^2|\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar^2}, \quad \eta = \frac{|\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar\omega_{21}}, \quad \mu_1 = \frac{1}{\hbar\omega_{21}}, \quad \mu_3 = \frac{1}{\hbar\omega_{2\Omega}}, \quad \mathbf{p}_{ij}$$
 – дипольный момент перехода

между *i* и *j* состояниями, ω_{21} , ω_{31} , ω_{32} – частоты, соответствующие переходам в системе (см. рис. 2). Изменением населенности N_3 , описывающим электронную нелинейность пятого порядка, которая не обусловлена генерацией свободных электронов, в (3) мы пренебрегли.

Система (3) представляет собой уравнения динамики поляризации трехуровневой среды [8, 10], расширенные системой (1), которая учитывает переход электронов в поле высокоинтенсивного излучения в квазисвободное состояние. При формулировке расширенной модели поляризационного отклика (3) мы полагали, что для анализа кубичных по полю ионизационных компонент поляризационного отклика вещества в уравнениях (1) достаточно сохранить лишь линейные члены (это вытекает из того, что населенность первого возбужденного состояния в модифицированной трехуровневой модели квадратична по полю). В силу этого рассмотрение эффективного осциллятора

R становится ненужным, и его можно исключить из системы. Очевидно, что индекс "1" в (1) заменяется на "2", т.к. именно состояние "2" является основным для ионизационной подсистемы, а обозначению N_{Ω} соответствует населенность N_2 из (1) (соответствие разностей заселенностей аналогично).



Рис. 2. Трехуровневая модель оптической среды, дополненной зоной квазисвободного движения электронов

3. Уравнения динамики поля излучения

В работе [11] показано, что в изотропном диэлектрике с дисперсией показателя преломления вида

$$n(\omega) = n_0 + ca\omega^2 + ca_1\omega^4 + \dots - cb\omega^{-2} - cb_1\omega^{-4} - \dots,$$
(4)

где ω – частота излучения, *c* – скорость света в вакууме, *n*₀, *a*, *a*₁, *b*, *b*₁ – феноменологические параметры среды, с помощью которых дисперсия адекватно задается практически во всем диапазоне прозрачности диэлектрика, динамику поля линейно поляризованного излучения с широким спектром, попадающим в область прозрачности среды, возможно описать уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + a_1 \frac{\partial^5 E}{\partial \tau^5} - \dots + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' - b_1 \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} d\tau'' \int_{-\infty}^{\tau''} E d\tau''' + \dots + \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\partial P_{nl}}{\partial \tau} = 0, \quad (5)$$

где z – направление распространения волны, $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$ – время в сопровождающей световой импульс системе координат, P_{nl} – нелинейная часть поляризационного отклика среды.

В нерезонансном приближении, используя итерационную процедуру, примененную, например, в работе [10], из материальных уравнений (3) для нелинейной поляризации можно получить выражение

$$P_{nl} = gE^{3} + (g_{11} + g_{12}) \cdot E\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)^{2} + g_{2} \cdot E^{2} \frac{\partial^{2} E}{\partial t^{2}} + g_{3} \cdot \int_{-\infty}^{t} d\tau \int_{-\infty}^{\tau} E^{5}(\tau') d\tau', \qquad (6)$$

где второе и третье слагаемое описывают дисперсию кубичной нелинейности поляризационного отклика среды, а четвертое – нелинейность плазменной природы;

$$g = \left(\frac{4|\mathbf{p}_{12}|^2|\mathbf{p}_{23}|^2}{(\hbar\omega_{21})^2(\hbar\omega_{31})} - \frac{4|\mathbf{p}_{12}|^4}{(\hbar\omega_{21})^3} - \frac{2|\mathbf{p}_{12}|^2|\mathbf{p}_{2\Omega}|^2}{(\hbar\omega_{21})(\hbar\omega_{2\Omega})^2} - \frac{4|\mathbf{p}_{2\Omega}|^4}{(\hbar\omega_{21})(\hbar\omega_{2\Omega})^2}\right) N_1^0;$$

$$g_{11} = \frac{2|\mathbf{p}_{12}|^2 |\mathbf{p}_{23}|^2}{\hbar^3} (\frac{2}{\omega_{21}^2 \omega_{31}^3} + \frac{2}{\omega_{32} \omega_{31}^3} + \frac{1}{\omega_{21}^3 \omega_{31} \omega_{32}}) N_1^0, \ g_{12} = -\frac{4|\mathbf{p}_{12}|^6}{(\hbar \omega_{21})^4} + \frac{2|\mathbf{p}_{12}|^4 |\mathbf{p}_{23}|^2}{(\hbar \omega_{21})^3 (\hbar \omega_{32})} \Theta N_1^0; \ g_2 = \frac{8|\mathbf{p}_{12}|^6}{(\hbar \omega_{21})^4} - \frac{4|\mathbf{p}_{12}|^4 |\mathbf{p}_{23}|^2}{(\hbar \omega_{21})^3 (\hbar \omega_{32})} \Theta N_1^0; \ g_3 = \frac{3}{8} \frac{|\mathbf{p}_{12}|^2}{(\hbar \omega_{21})^2} \frac{|\mathbf{p}_{2\Omega}|^2}{(\hbar \omega_{2\Omega})^2} \Theta N_1^0;$$

прочие обозначения совпадают с введенными для системы (3).

Волновое уравнение (5) с учетом (6) принимает окончательный вид

$$\frac{\partial E}{\partial z'} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \chi^{(3)} E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} + \chi^{(3)}_1 \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^3 + \chi^{(3)}_2 E \frac{\partial E}{\partial \tau} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \chi^{(3)}_3 E^2 \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \chi^{(5)} \int_{-\infty}^{\tau} E^5 d\tau' = 0$$
(7)

где $\chi^{(3)} = \frac{6\pi g}{cn_0}, \ \chi_1^{(3)} = \frac{2\pi (g_{11} + g_{12})}{cn_0}, \ \chi_2^{(3)} = \frac{4\pi (g_{11} + g_{12} + g_2)}{cn_0}, \ \chi_3^{(3)} = \frac{2\pi g_2}{cn_0}, \ \chi^{(5)} = \frac{2\pi g_3}{cn_0}.$

В выведенном уравнении (7) второе слагаемое описывает дисперсию линейного показателя преломления среды (для простоты ограничиваемся учетом только двух слагаемых из дисперсионного соотношения (4)), третье – безынерционную часть кубичной нелинейности; четвертое, пятое и шестое характеризуют дисперсию кубичной нелинейности; последнее, седьмое слагаемое описывает индуцированную в поле высокоинтенсивного излучения плазменную нелинейность вещества.

Заключение

Построенная в настоящей статье расширенная система уравнений для поляризационного отклика диэлектрической среды включает, наряду с развернутым описанием дисперсии нелинейного показателя преломления, обусловленного нерезонансным взаимодействием световых импульсов со структурным элементом среды, также и описание нелинейности ионизационной природы, связанной с появлением свободных носителей заряда. В процессе построения модели удалось избежать использования приближения медленно меняющейся огибающей, что позволяет применять полученные выражения и для анализа импульсов, состоящих всего из нескольких колебаний светового поля. Полученное в работе новое волновое уравнение учитывает дисперсию как линейного, так и нелинейного поляризационного отклика, в том числе плазменную нелинейность среды.

Работа поддержана Американским фондом поддержки гражданских исследований CRDF (грант RP-2249), Российским фондом фундаментальных исследований (грант 01-02-17841).

Литература

- Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidov V.P. Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser) // J. Nonl. Opt. Phys. And Mater. 1999. V. 8. №1. P. 121– 146.
- 2. Brodeur A., Chin S.L. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. №4. P. 637–650.
- Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1945–1957.
- 4. Делоне Н.Б., Келдыш Л.В. Многофотонная ионизация атомов. М., 1970.
- 5. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С. Лавинная ионизация среды под действием вспышки интенсивного света. ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 290–294.
- 6. Келдыш Л.В. К теории ударной ионизации в полупроводниках // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1693–1707.
- 7. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Козлов С.А. Нерезонансный нелинейный поляризационный отклик среды в поле предельно коротких световых импульсов // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. №2. С. 334–339.
- 8. Бутиков Е.И. Оптика. М.: Высш. шк., 1986. 512 с.
- 9. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. № 8.
- Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 404–418.
- 11. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Метод анализа динамики распространения фемтосекундных импульсов с континуумным спектром в прозрачных оптических средах // Оптический журнал. 2000. Т. 67. №4. С. 5–11.

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗЫ ПОЛЯ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ НА ПОГРЕШНОСТЬ ДИФРАКЦИОННОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ А.С. Митрофанов, Г.Д. Фефилов

В дифракционных измерительных преобразователях в качестве источника излучения обычно используют одномодовый He-Ne лазер, генерирующий излучение с длиной волны λ =0.6328 мкм. Излучение лазера, работающего на основном типе колебаний TEM₀₀, характеризуется гауссовым распределением амплитуды поля в поперечном сечении пучка, расходимостью, пространственной и временной функциями когерентности.

Причинами возникновения неравномерности распределения фазы поля в плоскости отверстия являются расходимость лазерного излучения и неточная установка контролируемого объекта в пучке, а именно:

- наклонное расположение контролируемого отверстия относительно плоского волнового фронта падающего излучения, которое ведет, в основном, к изменению фазы в плоскости отверстия по линейному закону (возникновению линейной фазовой погрешности) [1];
- смещение контролируемого отверстия вдоль оптической оси из плоскости перетяжки гауссова пучка (т.е. из плоскости, в которой фронт волны плоский), что ведет к изменению фазы по квадратичному закону (возникновению квадратичной фазовой погрешности) [1].

Рассмотрим подробнее примеры возможного расположения измеряемого объекта в гауссовом пучке.

Если отверстие наклонено под углом θ^* к оптической оси, для плоского волнового фронта, функция распределения фазы поля на отверстии имеет вид $\Psi(r)=\beta \cdot r$, а проекция отверстия будет иметь вид эллипса. Размер проекции отверстия на плоскости, нормальной к лучам, в зависимости от угла радиального сечения уменьшается по сравнению с размером контролируемого отверстия от 2a до 2a':

 $2a' = 2a\cos\theta^*.$

(1)

Наименьший размер 2a' проекции отверстия наблюдается в радиальном сечении, перпендикулярном к оси наклона отверстия. Как следствие уменьшения размера проекции отверстия, в соответствии с теоремой о видоизменении дифракционной картины, происходит пропорциональное увеличение размера дифракционных максимумов [6]. Численные значения относительного изменения размера проекции отверстия в зависимости от угла его наклона θ^* относительно оптической оси от 1° до 20° принимают значения, приведенные в табл. 1.

Таблица 1. Относительное изменение размера проекции отверстия от угла накпона

θ*	1°	2°	3°	4°	8°	12°	16°	20°
<i>a'/a</i>	0.9998	0.9994	0.9986	0.9975	0.9902	0.9781	0.9613	0.9397

В случае наклонного падения лазерного пучка под углом θ* на отверстие линейное изменение фазы в плоскости отверстия вызывает смещение оси диаграммы направленности и изменение размера проекции отверстия. Координата центра главного максимума соответствует направлению

$$\theta^* = \arcsin \frac{\beta \lambda}{2\pi a} \, .$$

Если отверстие расположено перпендикулярно оптической оси, но смещено из плоскости перетяжки гауссова пучка вдоль оптической оси, на него падает излучение со сферическим волновым фронтом. Для сферического волнового фронта функция распределения фазы поля на отверстии имеет вид $\Psi(r)=\beta \cdot r^2$, где

$$\beta = \frac{2\pi h}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left(H - R\right) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left(\sqrt{\left(R^2 - \rho^2\right)} - R\right).$$
(2)

β - отклонение фазы на краю отверстия (или пучка); *h* - линейный размер, Здесь соответствующий отклонению фазы на краю отверстия (или пучка) (рис. 1); *R* - радиус кривизны волнового фронта.



Рис. 1. Отклонение фазы на краю отверстия

Кривизна волнового фронта гауссова пучка достигает максимального значения на расстоянии $z = z_0$ от плоскости перетяжки [2]:

$$R_{\min} = z \cdot \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right) = 2z_0 \tag{3}$$

где $z_0 = \frac{\pi \cdot \omega_0^2}{\lambda}$ - конфокальный параметр гауссова пучка, ω_0 - радиус перетяжки гауссова пучка.

Следует отметить, что конфокальный параметр пучка характеризует лишь излучение на основной моде TEM₀₀. Исходя из рабочего диапазона измерений 5-500 мкм, выберем размер перетяжки гауссова пучка $\omega_0 = 1000$ мкм (необходимый размер перетяжки можно обеспечить с помощью телескопической системы).

Подставляя значения λ и ω_0 в формулу (3), находим, что гауссов пучок имеет минимальный радиус кривизны $R_{\rm min} \approx 10$ м на расстоянии $z \approx 5$ м от плоскости перетяжки. Несмотря на то, что погрешность установки объекта, равная пяти метрам, маловероятна, приведем оценочный расчет максимального отклонения волнового фронта пучка от плоского на краю отверстия (β_a) и на краю пучка (β_{ω}) для значения радиуса кривизны

 $R_{\min} \approx 10$ м, используя выражение (2).

$$\beta_{a} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sqrt{(R^{2} + a^{2}) - R} = 1.58 \cdot 10^{-7} \pi,$$

$$\beta_{\omega} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sqrt{(R^{2} + \omega_{e}^{2})} - R = 3 \cdot 17 \cdot 10^{-7} \pi,$$

$$\omega_{e} = \sqrt{(R^{2} + \omega_{e}^{2})} = \sqrt{2 \cdot \omega_{e}^{-2}} = \sqrt{2 \cdot \omega_{e}^{-2}}$$

где

- радиус гауссова пучка в сечении с $\omega_e = \sqrt{\omega_0 \cdot (1 + \frac{z_0^2}{z_0^2})} = \sqrt{2 \cdot \omega_0^2}$ координатой $z = z_0$ [2].

Результаты расчетов показывают, что неточность установки измеряемого объекта приводит к незначительному отклонению волнового фронта от плоского на краю отверстия.

В дифрактометрии к наиболее перспективным методам получения информации о геометрических параметрах объекта следует отнести:

 метод, основанный на измерении линейного (углового) размера между экстремальными точками дифракционной картины [3];

– метод, основанный на анализе сигнала $I_g(u)$ в фазовом пространстве [4]. Сигнал $I_g(u)$ получается в результате свертки оптимальной весовой функции g(u) и функции I(u), описывающей распределение интенсивности в дифракционной картине, что позволяет выровнять интенсивность дифракционных максимумов [5].

Рассмотрим влияние величины параметра β на изменение размера между экстремальными точками в дифракционной картине и сигнале $I_g(u)$, а также на изменение значения корня квадратного из отношения производных нечетных порядков сигнала $I_{\sigma}(u)$.

При симметричном распределении фазы поля в плоскости отверстия относительно его центра и равномерном и нормированном к единице распределении амплитуды поля выражение, описывающее распределение амплитуды в дифракционной картине Фраунгофера, записывается в виде [1]:

$$G(u) \approx 2\pi a^2 \int_0^1 r J_0(u, r) \exp(-j\beta r^2) dr , \qquad (4)$$

где *J*₀ – функция Бесселя нулевого порядка.

На практике отклонение волнового фронта от плоского невелико, поэтому может быть применен приближенный метод вычисления интеграла (4). Изменяя пределы интегрирования в выражении (4) на ± 1 и разлагая экспоненциальный множитель $\exp(-j\beta r^2)$ в ряд Тейлора, получим:

$$G(u) \approx \pi a^2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-j)^k \beta^{k+1}}{k!} \int_{-1}^{1} r^{(2k+1)} J_0(u, r) dr \,.$$
(5)

Интеграл в выражении (5) можно выразить через производные от функции

$$G_0(u) = \frac{J_1(u)}{u},$$
 (6)

описывающей распределение амплитуды в дифракционной картине от круглого отверстия при облучении его монохроматическим пучком света с плоским волновым фронтом, тогда

$$G(u) \approx \pi a^{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-j)^{k} \beta^{k}}{k!} \frac{d^{2k}}{du^{2k}} |G_{0}(u)|.$$
(7)

Оставляя только первые два члена, получим выражение

$$G(u) = \pi a^2 [G_0(u) - j\beta G_0''(u)] \quad .$$
(8)

Найдем *G*"(*u*), используя рекуррентные соотношения для дифференцирования функции Бесселя [6,7]:

$$\frac{d}{dx} \left[x^{n+1} J_{n+1}(x) \right] = x^{n+1} J_n(x).$$
(9)

После интегрирования для n = 0 получим

$$\int_{0}^{x} x' J_{0}(x') dx' = x J_{1}(x), \tag{10}$$

тогда

$$\begin{aligned} G_0'(u) &= \frac{d}{du} G_0(u) = \frac{d}{du} \left(\frac{J_1(u)}{u} \right) = \frac{d}{du} \left(\frac{u \cdot J_1(u)}{u^2} \right) = \\ &= \frac{d}{du} \left[u \cdot J_1(u) \right] \frac{1}{u^2} - \frac{2u \cdot J_1(u)}{u^3} = \frac{u \cdot J_0(u)}{u^2} - \frac{2J_1(u)}{u^2} = \frac{J_0(u)}{u} - \frac{2J_1(u)}{u^2}; \\ G_0''(u) &= \frac{d}{du} \left[G_0'(u) \right] = \frac{d}{du} \left[\frac{J_0(u)}{u} - \frac{2J_1(u)}{u^2} \right] = \frac{d}{du} \left[\frac{uJ_0(u)}{u} \right] - 2\frac{d}{du} \left[\frac{uJ_1(u)}{u^3} \right] = \\ &= \frac{d}{u \cdot du} \left[J_0(u) \right] - \left[\frac{J_0(u)}{u^2} \right] - \frac{2d}{u^3 \cdot du} \left[u \cdot J_1(u) \right] + \frac{6uJ_1(u)}{u^4} = \\ &= -\frac{J_1(u)}{u} - \frac{J_0(u)}{u^2} - \frac{2J_0(u)}{u^2} + \frac{6J_1(u)}{u^3} = -\frac{3J_0(u)}{u^2} + \frac{6J_1(u)}{u^3} - \frac{J_1(u)}{u}. \end{aligned}$$

Подставляя выражение для G''(u) в (8), получим окончательное аналитическое выражение, описывающее распределение интенсивности в дифракционной картине при симметричном изменении фазы поля по отверстию по квадратичному закону:

$$I(u) = a^{4} \pi^{2} \left\{ \left[\frac{J_{1}(u)}{u} \right]^{2} + \beta^{2} \left[\frac{6J_{1}(u)}{u^{3}} - \frac{J_{1}(u)}{u} - \frac{3J_{0}(u)}{u} \right]^{2} \right\}.$$
 (11)

Выражение (11) использовано для расчетов на ЭВМ таблично заданной функции, моделирующей дифракционное распределение интенсивности при квадратичном изменении величины отклонения фазы поля β от 0 до 0.3π на отверстии круглой формы.

Относительное изменение линейных размеров $L_{i,k}$ между экстремумами в дифракционной картине и сигнале $I_g(u, \phi)$, рассчитывалось по формуле

$$\delta = \frac{L_{i,k}^* - L_{i,k}}{L_{i,k}},$$

где $L_{i,k}$ – линейный размер между заданными экстремумами в дифракционной картине или сигнале $I_g(u)$ при облучении отверстия пучком с равномерным распределением амплитуды и фазы поля, $L_{i,k}^*$ – линейный размер между заданными экстремумами в дифракционной картине или сигнале $I_g(u)$ при облучении отверстия пучком с квадратичным распределением фазы поля.

Относительное изменение корня квадратного из отношения производных нечетных порядков сигнала $I_g(u)$ рассчитывалось по формуле

$$\delta = \frac{\sqrt{\frac{I_g''(u)}{I_g'(u)}} - \sqrt{\frac{(\sin^2(u))'''}{(\sin^2(u))'}}}{\sqrt{\frac{(\sin^2(u))'''}{(\sin^2(u))'}}},$$

где $u = 2\pi a\omega/\lambda$ - период функции $I_g(u)$.

Численные расчеты показали, что при достаточно большом отклонении сферического волнового фронта от плоского ($\beta \ge 0.2\pi$) происходит существенное изменение амплитудного распределения во всех порядках дифракционной картины (рис. 2) и сигнала $I_g(u)$ (рис. 3), заполняются минимумы дифракционного распределения (появляется постоянная составляющая), нарушается выравнивание интенсивности максимумов в сигнале $I_g(u)$. Геометрические параметры дифракционной

картины заметно изменяются в области центральных дифракционных порядков, происходит смещение положения точек минимальной и максимальной интенсивности в сторону центра. Последнее вызывает изменение размера дифракционных лепестков: размер центрального лепестка увеличивается, а боковых уменьшается, причем с увеличением номера дифракционного лепестка влияние кривизны волнового фронта на изменение размера дифракционных лепестков и периодов сигнала $I_g(u)$ уменьшается.



Рис. 2. Видоизменение дифракционной картины при наличии фазовой погрешности β : 1 – при β =0; 2 – при β =0.1 π ; 3 – при β =0.2 π ; 4 – при β =0.3 π

При реальной величине расходимости лазерного излучения изменение линейного размера дифракционных максимумов, периодов сигнала $I_g(u)$ и изменение отношения производных нечетных порядков сигнала $I_g(u)$ составляет тысячные доли процента, что оказывает незначительное влияние на погрешность рассмотренных дифракционных методов измерения.

- 1. Антенны сантиметровых волн. Пер. с англ. / Под ред. Я.Н. Фельда. М.: Советское радио, 1950. 319 с.
- 2. Климков Ю.М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. М.: Советское радио, 1978.
- 3. Крылов К.И., Митрофанов А.С., Султанов Р.В., Тарлыков В.А. Способ измерения размеров. А.с. № 372429 // БИ. 1983. № 35.
- 4. Соколов В.И., Фефилов Г.Д. Дифракционный способ измерения линейного размера изделия и устройство для его осуществления А.с. № 1469352. // БИ 1989. № 12.
- 5. Фефилов Г.Д. Дифракционный способ измерения линейного размера изделия и устройство для его осуществления А.с. №1357701 // БИ. 1987. № 45.
- 6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
- Справочник по специальным функциям. Пер. с англ. / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М.: Наука, 1979.



Рис. 3. Видоизменение сглаженного сигнала при наличии фазовой погрешности β : 1 – при β =0; 2 – при β =0.1 π ; 3 – при β =0.2 π ; 4 – при β =0.3 π

ДИФРАКТОМЕТРИЯ КРАЯ КОНТУРА МИКРООБЪЕКТА С.Л. Звонарев, В.А. Тарлыков

Развитие ряда отраслей науки и техники тесно связано с широким использованием малоразмерных объектов, имеющих отверстия различной формы: круглые, прямоугольные, щелевые и т.п. В зависимости от технологии изготовления контур отверстия имеет различные дефекты края. К отклонениям формы края можно отнести как шероховатость (геометрия края), так и распределенные отклонения [1].

При контроле геометрии изделий широкое распространение получили оптические и, в частности, когерентно-оптические методы. Одним из таких методов является лазерная дифрактометрия [2]. Наличие дефектов контура существенным образом влияет на дифракционную картину (ДК) [1, 3–5]. Поэтому представляет интерес исследование влияния статистического характера дефектности формы края отверстия на параметры распределения интенсивности излучения поля в ДК.

Целью данной работы является исследование возможности лазерной дифрактометрии по определению дефектности контура изделия. В работе в приближении Фурье-оптики рассмотрена дифракция когерентного излучения на модели изделия, имеющего прямоугольное отверстие с неровным краем, характер неровности которого подчиняется статистическому закону, а характерные размеры отверстия много больше его глубины.

В технике, при оценке шероховатости поверхности, принято использовать числовые оценки, например, среднее отклонение R_a , максимальное отклонение R_{max} и т.д. Рассматривая малые отклонения края отверстия как шероховатость края, можно воспользоваться числовыми характеристиками шероховатости. Эти характеристики связаны с точечной характеристикой случайной функции, а именно, дисперсией, которая и рассматривается в качестве основного влияющего фактора на параметры ДК.

Пусть плоская однородная световая волна освещает прямоугольное отверстие с единично-нулевой функцией пропускания

$$f(x,y) = \begin{cases} 1 \operatorname{прu} -a \le x \le a(y), -b \le y \le b \\ 0 \operatorname{B} \operatorname{octanbhis} \operatorname{cnyuax} \end{cases}$$
(1)

где *a*(*y*) – случайная функция, описывающая форму профиля неровного края апертуры (рис. 1).

Известно, что распределение U(X,Y) комплексных амплитуд светового поля в Фурье-плоскости связано с распределением амплитуд поля в предметной плоскости преобразованием Фурье

$$U(X,Y) = A_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int f(x,y) \exp\{-j(xX+yY)\} dxdy, \qquad (2)$$

где A₀ – амплитуда световой волны; *X*, *Y* – пространственные циклические частоты.

Учитывая соотношение (1) и опуская постоянный множитель A_0 , выражение для амплитуды поля в Фурье-плоскости запишется следующим образом:

$$U(X,Y) = \int_{-b}^{b} \int_{-a}^{a(y)} \exp\{-j(xX+yY)\} dxdy.$$
(3)

Используя свойство аддитивности операции интегрирования, разобьем область интегрирования вдоль оси у на *N*-ое количество областей

$$U(X,Y) = \sum_{i=1}^{N} \int_{b(i-1)}^{b(i)} \int_{-a}^{a(y)} \exp\{-j(xX+yY)\} dxdy, \qquad (4)$$

где - $b_0 = -b, b(i) = -b + \Delta b, \Delta b = 2b/N$.



Рис. 1. Пример формы профиля края апертуры

Представим каждую новую область интегрирования в виде прямоугольной области.

С учетом этой замены выражение (4) примет вид

$$U(X,Y) = \sum_{i=1}^{N} \int_{b(i-1)}^{b(i)} \int_{-a}^{a(i)} \exp\{-j(xX + yY)\} dxdy, \qquad (5)$$

где *a*(*i*) – высота *i*-того прямоугольника.

Для перехода к общепринятому представлению дефектности формы изделия введем средний размер щели. Тогда интервал интегрирования относительно линии среднего размера разбивается вдоль оси *x* на два интервала (рис. 1).

Это обстоятельство позволяет результирующее распределение комплексных амплитуд представить в виде суммы полей: поля, соответствующего дифракции на щели с размером, равным среднему размеру щели, и двух полей от областей, выступающих либо как дополнительные экраны, либо как отверстия в зависимости от их положения относительно средней линии. Если "дефект" расположен наружу относительно края идеальной щели, то в соответствии с принципом Бабине поле нужно брать со знаком плюс, и со знаком минус, если "дефект" направлен во внутрь идеальной щели. С учетом этого выражение (5) примет вид

$$U(X,Y) \approx \sum_{i=1}^{N} \int_{b_{(i-1)}}^{b_{i}} \int_{-a}^{a} \exp\{-j(xX + yY)\} dx dy + \sum_{i=1}^{N} \int_{b_{(i-1)}}^{b_{i}} \int_{-a}^{a} \exp\{-j(xX + yY)\} dx dy,$$

$$a = |a(i), a| = b = b(i)$$
(6)

где $a_i = |a(i)-a|, b_i = b(i).$

Выделим часть поля, соответствующую дифракции на щели:

$$U(X,Y) = \int_{-b-a}^{b} \int_{-b-a}^{a} \exp\{-j(xX+yY)\} dxdy + \sum_{i=1}^{N} \int_{b_{(i-1)}}^{b_i} \int_{a}^{a_i} \exp\{-j(xX+yY)\} dxdy,$$
(7)

и, воспользовавшись известным выражением для дифракции на щели, получим:

$$U(X,Y) = ab \frac{\sin bY \sin aX}{bYaX} + \sum_{i=1}^{N} \frac{a_i \Delta b \sin a_i X \sin \Delta bY}{\Delta bYa_i X} \exp\{-j(c_i X + d_i Y)\},\tag{8}$$

где $\Delta b = b/N$, $a_i = a_i/2$, c_i и d_i – смещение *i*-го прямоугольника по *x* и *y* соответственно.

Преобразуя экспоненту, выделим действительную и мнимую части комплексного поля:

$$U(X,Y) = ab \frac{\sin bY \sin aX}{bYaX} + \sum_{i=1}^{N} a_i \Delta b \frac{\sin \Delta bY \sin a_i X}{\Delta bYa_i X} \cos(c_i X + d_i Y) + i\sum_{i=1}^{N} a_i \Delta b \frac{\sin \Delta bY \sin a_i X}{\Delta bYa_i X} \sin(c_i X + d_i Y) /$$
(9)

Интенсивность дифракционной картины

 $I(X,Y) = U(X,Y)U^*(X,Y) .$

При расчете модели примем, что отклонение края от среднего размера подчиняется нормальному закону. Величина отклонения лежит в интервале $\pm 3\sigma$, где σ – среднеквадратическое отклонение случайной величины.

Выберем количество разбиений области интегрирования. С этой целью в соответствии с нормальным законом распределения построим гистограмму.

Средняя величина отклонения края для *j* группы *a* max(*avn*) + *a* max(*ome*)

$$\Delta a j = \frac{a \max(\Im \kappa p) + a \max(OmB)}{n},\tag{11}$$

Определим вес каждой группы, округляя его до целочисленного значения. Минимальное значение веса примем равным единице:

$$P_i = \frac{1}{\sqrt{2\delta}} \exp\left(\frac{(a-a_i)^2}{2\delta^2}\right).$$
(12)

Тогда количество разбиений

$$N = \sum_{j=1}^{n} P_j , \qquad (13)$$

а интервал интегрирования по координате у

$$\Delta b = \frac{2b}{N}.\tag{14}$$

Координата центра области интегрирования по у:

$$d_i = -b + \frac{\Delta b}{2} + \Delta b^*(A_i), \qquad (15)$$

где A_i – случайное число из выборки N.

Отклонение центра области интегрирования по координате х

$$c_i = a + \frac{a_i}{2}.$$

Сопоставляя характерные размеры щели и высоты неровностей, отметим, что неровности контура вносят основной вклад в дальние дифракционные порядки. С увеличением среднеквадратического отклонения размера щели (увеличения шероховатости поверхности) идет перераспределение интенсивности в пределах разных порядков дифракционной картины.

Для получения численной оценки влияния дефектности контура на дифракционную картину воспользуемся спектральным методом. Выполним Фурьепреобразование выровненного распределения интенсивности

$$\left|S(\omega)\right| = \left|\int_{0}^{\omega_{cp}} I'(X,Y) \exp(j\omega u) du\right|,\tag{17}$$

где I'(X,Y) – выровненное распределение интенсивности, равное

 $I'(X,Y) = I(X,Y)(XY)^2,$

и найдем амплитуду гармоники, соответствующую основной пространственной частоте ДК.





Ее амплитуда однозначно связана с величиной дисперсности края (рис. 3).

Фурье-спектр выровненной дифракционной картины от щели соответствует спектру ограниченного синусоидального сигнала; величина амплитуды основной гармоники которого равна 0.5. Наличие дефектности контура щели ведет к искажению формы спектра: амплитуда гармоники, соответствующая основному пространственному периоду исходной дифракционной картины, уменьшается.

Спектральный метод анализа дифракционной картины позволяет получить интегральную оценку величины дисперсии края микрообъекта.

- 1. Тарлыков В.А. Дифрактометрия микроотверстия круглой формы при наличии огранки контура // Изв. вузов. Приборостроение. 2000. Т. 43. № 1–2. С. 103–109.
- 2. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л.: Машиностроение, 1978. 336 с.
- 3. Звонарев С.Л., Тарлыков В.А. Структура дифракционного спектра круглого отверстия с локальным дефектом // Автометрия. 1995. № 2. С. 33–38.
- 4. Магурин В.Г., Тарлыков В.А. Влияние локального дефекта многоугольной формы на структуру дифракционной картины Фраунгофера круглого отверстия // Автометрия. 2000. № 1. С. 57–64.

5. Тарлыков В.А., Кийко В.В. Дифрактометрия микроотверстий с локальными дефектами // Дефектоскопия. 1988. № 11. С. 16–21.

ПРИМЕНЕНИЕ АППАРАТА ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ФРАУНГОФЕРА ОБЪЕКТА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В.Г. Магурин, В.А. Тарлыков

1. Постулаты геометрической теории дифракции

Наиболее продуктивным теоретическим подходом к изучению дифракционных явлений по критерию простоты и надежности получения численных результатов, с одной стороны, и удобства их качественной физической интерпретации, с другой, следует признать комбинацию методов непосредственного интегрирования и построения наглядных интерпретационных моделей, базирующихся на неравномерных асимптотиках вычисляемых интегралов. Мощным средством построения таких моделей является геометрическая теория дифракции (ГТД), предложенная именно как феноменологическое обобщение результатов асимптотических разложений дифракционных интегралов. Это обобщение в ГТД осуществлено в форме нижеследующих постулатов [1].

1) Во всех случаях, когда при падении первичного поля на объект возникает граница "свет-тень", т.е. возникает разрыв геометрооптического решения, постулируется образование дополнительных дифракционных волн, компенсирующих эти разрывы. Лучи этих волн порождаются лучами первичного поля.

2) Лучи дифракционных волн порождаются не всеми падающими лучами, а только теми, которые: а) падают на неоднородные участки объекта – острия, ребра, линии разрыва кривизны; б) касаются объекта. Иными словами, дифракционные лучи порождаются только теми лучами падающего поля, которые образуют границу "свет-тень".

3) Каждый луч первичного поля, удовлетворяющий этому условию, порождает бесконечное множество дифракционных лучей.

4) При падении луча первичного поля на острие дифракционные лучи идут во всех направлениях, образуя сферическую волну.

5) При падении луча первичного поля на ребро дифракционные лучи образуют конус, ось которого совпадает с касательной к ребру в точке падения луча, а угол раствора ω равен углу α между касательной к ребру и лучом.

6) Образованные таким образом дифракционные лучи далее распространяются по законам геометрической оптики. Если же они упадут на границы объекта, то, в свою очередь, породят дифракционные лучи второго порядка, и т.д.

7) Распределение дифракционного поля в плоскости наблюдения ищется в виде $U(Q) = \sum A_n \cdot \exp(iks_n)$ (1)

Данное выражение представляет собой сумму дифракционных полей, соответствующих каждому из дифракционных лучей, пришедших в точку Q. Здесь $s_n(P,Q)$ – эйконал вдоль n-го луча; P – точка его выхода. $A_n(P,Q)$ – комплексный амплитудный коэффициент, называемый также коэффициентом дифракции для *n*-го луча. Его физический смысл – "сила" некоего виртуального источника света, расположенного в точке P и посылающего луч в Q.

Таким образом, алгоритм нахождения решения дифракционной задачи по ГТД сводится к определению положения постулированных источников дифракционных волн с последующим сложением комплексных амплитуд этих волн в точке наблюдения. Фактически это означает, что дифракционная задача сводится к

интерференционной. В таком случае очевидно, что формула для интенсивности $I(Q)=U(Q) \cdot U(Q)^*$ совпадает с интерференционной формулой Юнга [2]:

$$I(Q) = \sum_{n} I_{n}(Q) + 2 \cdot \sum_{n \neq m} \sqrt{I_{mn}(Q) \cdot I_{mn}(Q)} \cdot \cos(\delta_{mn} + \phi_{mn})$$
(2)

Здесь δ_{mn} – разность фаз для волн источников *m* и *n*, обусловленная геометрической разностью хода; по определению $\delta_{mn} = k(s_m - s_n)$; $I_n(Q) = A_n^2$ - интенсивность, создаваемая п-м источником в точке *Q* в отсутствии других источников; ϕ_{mn} – начальный взаимный фазовый сдвиг интерферирующих волн. Величины $I_n(Q)$ и ϕ_{mn} могут быть определены путем отождествления распределений дифракционного поля, полученных аналитически или путем численных расчетов, и картин, полученных согласно положениям ГТД. При нормальном падении излучения на тонкую плоскую апертуру постулаты ГТД могут быть конкретизированы следующим образом:

- источниками сферических дифракционных волн служат угловые точки контура апертуры;
- контур апертуры излучает краевую волну. Причем, поскольку свет падает нормально, согласно постулату 5 раствор конуса ее лучей также равен π/2, таким образом, краевая волна является цилиндрической;
- вторичными дифракциями можно пренебречь, так как вторичные дифракционные волны распространяются в направлениях, практически нормальных к линии, соединяющей плоскости апертуры и картины; кроме того, их амплитуды весьма малы [1].

2. Формирование дифракционной картины

Рассмотрим модель интерференции волн от двух точечных источников света (рис. 1):





Здесь \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 – радиус-векторы двух источников в плоскости апертуры; \mathbf{q} – радиус-вектор точки наблюдения Q в плоскости картины; θ – угол дифракции.

Определим теперь разность фаз волн источников a_1 и a_2 приближении $r >> a_1, a_2$:

$$\delta = k \cdot (s_2 - s_1) = k \cdot \frac{s_2^2 - s_1^2}{s_2 + s_1} \approx k \cdot \frac{s_2^2 - s_1^2}{2 \cdot r} = \frac{k}{2 \cdot r} \cdot (\mathbf{a}_2^2 - \mathbf{a}_1^2 - 2 \cdot \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{q} + 2 \cdot \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{q})$$
(3)

В формуле (3) расстояние r и волновое число k вынесены за скобку, и это обстоятельство фактически сводит объемную задачу к плоской, где отношение k/r играет лишь роль масштабного коэффициента.

Согласно определению, в дальней зоне дифракции:

$$k \cdot \frac{a_1^2}{r} << 1, \quad k \cdot \frac{a_2^2}{r} << 1.$$
 (4)

Следовательно, формулу для разности фаз дифракционных волн в виде (3) следует применять для построения моделей дифракции в ближней зоне, а для дальней зоны формулу целесообразно упростить:

$$\delta \approx \frac{k}{z} \cdot \mathbf{q} \cdot \left(\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2\right),\tag{5a}$$

или, в полярных координатах:

$$\approx \mathbf{k}' \cdot \left(\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2\right) \,, \tag{56}$$

где **k**' – проекция на плоскость ДК волнового вектора дифракционной волны, распространяющейся в направлении на точку *Q* (рис. 2):



Рис. 2. "Плоская" модель интерференции излучения двух точечных источников

Далее необходимо сформулировать правила определения числа и положения постулированных источников, т.е. фактически длины и ориентации векторов **a**_n. Согласно сказанному выше, можно выделить три типа постулированных ГТД источников.

а) Угловая точка. Она излучает всенаправленную сферическую волну, и поэтому здесь радиус-вектор источника просто совпадает с радиус-вектором данной точки.

б) Точка на прямолинейном участке контура апертуры. Прямой край излучает цилиндрическую волну, лучи которой нормальны к краю. Поэтому источник будет расположен в той точке контура апертуры, из которой можно провести вектор в точку Q, нормальный к краю. Если этот вектор обозначить c, то вектор a=q-c. В зоне Фраунгофера прямолинейный участок рассматривается как единый виртуальный источник c диаграммой излучения линейного осциллятора, расположенный в центре участка.

в) Точка на криволинейном участке контура апертуры. Аналогично предыдущему случаю, лучи в точку *Q* посылают те точки контура, в которых нормаль к нему коллинеарна вектору **q**.

Здесь уместно отметить, что для дальней зоны данные условия совместно с формулой (3) означают не только то, что схема задачи становится двумерной, но и что в процессе интерференции сами дифракционные волны фактически рассматриваются

как плоские, причем взаимодействуют только те волны, что идут в одном направлении. Эта ситуация аналогична той, что возникает при выводе интеграла Фраунгофера, только в ГТД количество взаимодействующих вторичных волн ограничено и невелико.

Наконец, необходимо привести несколько эмпирических правил относительно оценки "мощности" постулированных источников. Наиболее сильны краевые волны от прямолинейных участков контура; чем длиннее участок, тем они мощнее. Затем идут точки на криволинейных участках; чем меньше кривизна, тем они сильнее. Самые слабые – угловые точки; чем острее угол, тем они слабее [1].

Таким образом, пользуясь аппаратом ГТД, можно без сложных расчетов определить особенности распределения дифракционных полей – структуру дифракционной картины, причем достаточно наглядно с точки зрения физической сути явления дифракции как интерференции особых дифракционных волн. Это представление позволяет разделить ДК на зоны по принципу взаимодействия различных волн.

3. Общая структура ДК

Под термином "общая структура" будем понимать совокупность зон ДК, в каждой из которых дифракционное поле формируется взаимной интерференцией характерного набора дифракционных волн. Данный набор можно классифицировать по следующим признакам: типу волн (определяется согласно форме волнового фронта и уровню амплитуды) и количеству волн.

Как было сформулировано в предыдущем разделе, типов дифракционных волн традиционно выделяется три: сферические волны угловых точек; тороидальные волны криволинейных участков контура; цилиндрические волны прямолинейных участков.

По амплитуде волны могут рассматриваться как волны с равными амплитудами; волны со сравнимыми амплитудами; волны, резко отличающиеся по амплитуде. Данная характеристика также связывается и с типом волн – как правило, волны равной амплитуды относятся к одному типу, а отличающиеся по амплитуде – к разным.

Что касается количества волн, то данный признак необходимо рассматривать не изолированно, но совместно с отношением амплитуд волн набора. Это особенно актуально в дальней зоне, поскольку в ДК Фраунгофера не может быть зон, где в строгом смысле существует только одна дифракционная волна, но может быть так, что амплитуда прочих волн много меньше, чем у главной волны набора.

В первую очередь это касается волн угловых точек, поскольку они обязательно присутствуют на всей плоскости ДК и входят во все наборы волн, определяющие ее зоны. Поэтому зону ДК будем классифицировать именно по главной волне набора, имеющей максимальную амплитуду.

Так как каждая из дифракционных волн порождается соответствующим участком контура апертуры, то информация о числе и типе образующих контур линий, а также наличии угловых точек, позволяет определить общую структуру ДК без расчетов:

- прямолинейному краю длиной *a* соответствует зона ДК в виде полосы шириной *a* в ближней зоне и 2πг/ka в дальней;
- участку кривой соответствует зона ДК в виде двух противолежащих секторов, угол при вершине которых равен максимальному углу между нормалями к данному участку;
- каждая из угловых точек влияет на всю плоскость ДК.

Кроме геометрических характеристик контура, можно рассматривать влияние на структуру ДК и других геометрических и топологических свойств апертур: выпуклости, связности и симметрии. Первые два свойства не всегда однозначно соответствуют каким-либо элементам ДК, но могут быть полезны при рассмотрении конкретных задач. Симметрия же имеет особенное значение [3]. Эта характеристика

апертуры исключительно важна с точки зрения влияния на структуру ДК и будет рассмотрена подробно.

Согласно пятому постулату ГТД, при нормальном падении исходного излучения на апертуру раствор конуса лучей краевой волны ω составляет $\pi/2$. Следовательно, произвольному лучу, дифрагировавшему в направлении θ , всегда можно сопоставить другой луч, дифрагировавший в направлении - θ . Таким образом, происходит "удвоение" образов единственных в своем роде элементов контура апертуры. Если же апертура четно-симметрична, то каких-либо "уникальных" элементов нет – каждому можно поставить в соответствие его симметричный аналог, и удвоение симметрии ДК вырождается. Так, у четно-симметричного многоугольника каждому ребру соответствует параллельное ребро такой же длины. У фигуры с гладким контуром (например, эллипса) для любой точки контура можно найти другую точку, касательная в которой ориентирована под тем же углом. Иными словами, если апертура имеет ось симметрии порядка n, то ДК будет иметь ось порядка 2n в случае нечетного n, и ось порядка n, когда n – четное.

Помимо плоскостей и осей симметрии, называемых точечными элементами симметрии, в ДК некоторых апертур присутствуют элементы симметрии трансляционной. Самый известный пример такого рода – ДК прямоугольника.

Определим общую структуру данной ДК согласно предложенному алгоритму для дальней зоны.

Контур прямоугольника состоит из двух взаимно-ортогональных пар равных и параллельных прямых и имеет четыре угловые точки.

Следовательно, в ДК выделяется шесть зон:

- две зоны интерференции цилиндрических волн параллельных ребер; полосы, ширина которых обратно пропорциональна длинам ребер, расположенные ортогонально;
- четыре зоны интерференции волн угловых точек; четверти плоскости, разделенные полосами.

Изофоты ДП оказываются полностью геометрически подобными (хотя и разными по уровню, из-за затухания ДП). Их форма – эллиптическая вблизи локальных максимумов, а линии нулей образуют правильную прямоугольную сетку – типичный случай трансляционной симметрии. Элементарная ячейка сетки будет содержать локальный максимум ДП, ее стороны являются векторами переноса при трансляции. Группа симметрии такой сетки обозначается (*a*:*b*):2*·m*.

С помощью ГТД-моделей также можно объяснить механизм возникновения особенностей распределения интенсивности в рамках характерных зон ДК, обусловленные интерференцией дифракционных волн, избегая при этом трудностей, связанных с аналитическими преобразованиями дифракционных интегралов. Данные особенности – расположение, форма, относительные размеры и яркость экстремумов интенсивности, и т.п. будем в дальнейшем называть "тонкой структурой ДК".

4. Тонкая структура ДК

В ГТД основная формула для вычисления интенсивности – интерференционная формула (2). Согласно (2), вид ДК определяется выражениями для разностей фаз интерферирующих волн δ_{mn} , следовательно, линии постоянной разности фаз будут являться структурными, а именно, вдоль данных линий будут группироваться экстремумы: при значениях δ_{mn} + ϕ_{mn} четно-кратных π (максимумы) и нечетно-кратных (минимумы).

Согласно (5б) разность фаз волн *n*-го и *m*-го источников:

$$\delta_{nm} = \frac{k}{z} \cdot \left(\mathbf{q} \cdot \left[\mathbf{a}_n - \mathbf{a}_m \right] \right) = \frac{k}{z} \cdot \left[x (\xi_n - \xi_m) + y (\eta_n - \eta_m) \right].$$

Уравнение линии постоянной разности фаз, равной $\delta = (\delta_{mn} + \phi_{mn})$:

$$y = \frac{\delta - \frac{k}{z} \cdot (\xi_n - \xi_m) \cdot x}{\frac{k}{z} \cdot (\eta_n - \eta_m)}$$
(6)

Для сферических волн угловых точек координаты виртуальных источников ξ_{n},η_{n} и ξ_{m},η_{m} совпадают с координатами самих угловых точек, и (6) представляет собой уравнение прямой.

Координаты источников, лежащих на дугах окружностей:

 $\xi = R \cdot \cos \phi + \xi_c, \eta = R \cdot \sin \phi + \eta_c$

(q параллелен внешней нормали к дуге);

 $\xi_{o} = R \cdot \cos(\phi + \pi) + \xi_{c}, \eta = R \cdot \sin(\phi + \pi) + \eta_{c}$

(q антипараллелен внешней нормали к дуге).

Здесь R – радиус кривизны дуги, ξ_c, η_c – координаты центра кривизны, $\phi = \arctan(y/x)$. Линия (6) в этом случае – кривая второго порядка.

Таким образом, если в ДК есть зоны, в которых присутствует только излучение угловых точек, то все структурные линии будут эквидистантными прямыми, что означает возможность наблюдения трансляционной симметрии в данных зонах.

Выводы

Геометрическая теория дифракции (ГТД), являющаяся феноменологическим обобщением результатов асимптотических разложений интегралов теории дифракции Френеля-Кирхгофа, позволяет без сложных расчетов определить общую структуру дифракционной картины – набор характерных зон картины, отличающихся механизмом формирования дифракционного поля.

По ГТД процесс формирования ДК рассматривается как интерференция особых дифракционных волн, испускаемых контуром апертуры; соответственно, механизмы формирования поля в характерных зонах ДК различаются согласно типу и количеству присутствующих в данных зонах дифракционных волн.

Выделяется три основных типа дифракционных волн: цилиндрические волны прямолинейных участков контура апертуры, тороидальные волны гладких криволинейных участков и сферические волны угловых точек. Показано, что если в общей структуре ДК имеются зоны, сформированные излучением угловых точек, то в данных зонах распределение интенсивности ДК может обладать элементами трансляционной симметрии.

В рамках ГТД-модели возможно также выявление тонкой структуры ДК – особенностей распределения интенсивности в рамках характерных зон ДК, обусловленных интерференцией соответствующих наборов дифракционных волн. Данные особенности – взаимное расположение, форма, относительные размеры и яркость экстремумов интенсивности.

- 1. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978. 248 с.
- 2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
- 3. Магурин В.Г., Тарлыков В.А. Трансляционная симметрия дифракционных картин Фраунгофера плоских фигур с обобщенными прямыми углами // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 88. № 4. С. 636–640.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ Н.В. Мирошникова, О.В. Андреева

Разработка в ГОИ им. Вавилова новой светочувствительной среды с диффузным усилением "Диффен" [1, 2] позволила получить высококачественные оптические элементы на основе объемных пропускающих голограмм – узкополосные селекторы лазерного излучения. Особенностью объемных голографических решеток является высокая дифракционная эффективность, достигающая 100 %.

Настоящая статья посвящена описанию методики измерения дифракционной эффективности объемных пропускающих голограмм при изменении внешних условий (температуры и влажности).

Схема измерения показана на рисунке.



Рис. Схема измерения дифракционной эффективности: 1 – источник излучения, 2 – телескопическая система для расширения и пространственной фильтрации пучка лазера, 3 – диафрагмы, 4 – анализатор – поляризатор, 5 – пропускающая голограмма, 6 – фотоприемник, 7 – экран

Голограмма в кассете устанавливалась на микропозиционере, снабженном микрометрической угловой подвижкой, с ценой деления (1,021 ± 0,012)×10⁻⁴ рад. Вращением микропозиционера голограмму устанавливают под углом Брэгга к падающему излучению.

Полиметилметакрилат (IIMMA) _ гигроскопичная полимерная среда. Предположили, что в момент вынимания голограммы из эксикатора, где образец находится в условиях 100 % влажности, влага по всему его объему распределена равномерно, но с течением времени постепенно испаряется, выходя из объема образца на поверхность. Это должно привести к неравномерному распределению влаги в объеме образца, деградации решетки, изменению фазовой модуляции, анизотропии и, следовательно, дифракционной эффективности. За некоторый период времени параметры голограммы должны были вернуться К стабильному значению, соответствующему равномерному распределению влаги в объеме образца.

Исходя из вышесказанного, проводили два эксперимента:

- в случае равномерного испарения влаги предполагается, что произойдет только отклонение пучка за пропускающей объемной голограммой от направления, задаваемого условием Брэгга (опыт 1);

- в случае неравномерного распределения можно ожидать и отклонение от угла Брэгга, и изменение дифракционной эффективности (опыт 2).

Опыт 1.

- 1. В течение нескольких дней образец выдерживается на открытом воздухе при комнатной влажности, температуре и давлении.
- Образец устанавливается на микропозиционер, и измеряется дифракционная эффективность голограмм η при двух ортогональных поляризациях в стабильном состоянии – η⊥стаб, η∥стаб.
- 3. На 1-2 дня образец помещается в эксикатор.
- 4. Образец вынимают из эксикатора и устанавливают на микропозиционер, где через каждые 10 минут измеряется дифракционная эффективность при двух ортогональных поляризациях:

(1)

где *I*_{БРЭГГА}, І_{ВНЕ БРЭГГА} – интенсивность нулевого пучка при установке исследуемой голограммы под углом Брэгга к падающему излучению и при отклонении от угла Брэгга, соответственно.

Опыт 2.

В схеме измерения, показанной на рисунке, на место экрана 7 устанавливается дополнительный фотоприемник 6, обозначенный пунктиром.

- 1. В течение нескольких дней образец выдерживается на открытом воздухе при комнатной влажности, температуре и давлении.
- Образец устанавливается на микропозиционер, и измеряется дифракционная эффективность голограмм η при двух ортогональных поляризациях в стабильном состоянии – η⊥стаб, η∥стаб.
- 3. Голограмма выставляется на максимум дифракционной эффективности (при максимальной интенсивности нулевого пучка), и далее схема эксперимента строится так, чтобы проводить измерения, не меняя положение образца относительно падающего на голограмму пучка света. Около образца ставится небольшой бюкс с дистиллированной водой. Образец и бюкс накрываются стеклянной колбой, и место соприкосновения поверхностей колбы и микропозиционера обрабатывается глицерином. Глицерин необходим для того, чтобы под колбой постоянно поддерживались такие же условия как в эксикаторе, а именно 100 % влажность.
- 4. Через 1-2 дня колбу и бюкс убирают.
- 5. Через каждые 10 минут измеряют дифракционную эффективность. При этом используют два кремниевых фотоприемника, один из которых устанавливается в дифрагированный пучок, а другой в нулевой, и два вольтметра.

$$\eta = I_{\mu\mu\phi p.} / (I_{\mu\mu\phi p.} + I_o \alpha),$$
 (2)
где I_o и $I_{\mu\mu\phi p}$ – интенсивности нулевого и дифрагированного пучков, соответственно,
 α – коэффициент, связывающий показания фотоприемников и определяемый
экспериментально. Для фотоприемников, использованных в данном эксперименте,
 $\alpha = 0,6.$

При изменении температуры окружающей среды измерения дифракционной эффективности проводятся по схеме, представленной на рисунке. Методика эксперимента состоит в следующем:

1. В течение нескольких дней образец выдерживается на открытом воздухе при комнатной влажности, температуре и давлении.

2. Образец устанавливается на микропозиционер, и производится измерение η при двух ортогональных поляризациях в стабильном состоянии – η⊥стаб, η∥стаб.

3. Образец помещается в холодный термостат, постепенно нагреваемый до определенной температуры, которая поддерживалась в нем в течение 1,5–2 часов.

4. Образец вынимается из термостата (считается, что в этот момент он равномерно прогрет по всему объему), устанавливается на микропозиционер, и измеряется $\eta \perp u$ $\eta \parallel$ через каждые 10 минут в течение часа. При этом используется формула (1).

Предпосылки и результаты исследования подробно изложены в работе [3].

Выводы

Собрана и отъюстирована схема для измерения дифракционной эффективности объемных пропускающих голограмм при двух взаимно перпендикулярных направлениях поляризации лазерного излучения.

Отработана методика измерения дифракционной эффективности при изменении температуры и влажности окружающей среды.

- 1. Вениаминов А. В., Гончаров В. Ф., Попов А. П. Усиление голограмм за счет диффузной деструкции противофазных периодических структур // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. Вып. 4. С. 864–869.
- 2. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Черкасов А.С., Гаврилюк Е.Р., Андреев П.В. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном (в печати).
- 3. Мирошникова Н.В., Прокопенко В.Т., Андреева О.В. Влияние температуры и влажности окружающей среды на параметры объемных пропускающих голограмм, зарегистрированных на полимерной среде Диффен (в печати).

ДИСПЕРСИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Н.В. Мирошникова, О.М. Ялукова, О.В. Андреева

При решении целого ряда научных и технических задач возникает необходимость в создании высококачественных делителей лазерного пучка. Потребность в них остро ощущается в спектроскопии, астрономии, лазерной оптике и лазерной локации. В ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова" была разработана новая светочувствительная полимерная среда с диффузным усилением – ДИФФЕН [1, 2], позволившая получить на основе объемных голограмм узкополосные селекторы лазерного излучения.

Настоящая работа посвящена оценке влияния показателя преломления полиметилметакрилата (ПММА) на рабочий угол при восстановлении голограммы I_p , такой, при котором наблюдается максимум дифракционной эффективности, т.е. выполняется условие Брэгга. Рассматриваются пропускающие и отражательные голограммы, записанные по симметричной и несимметричной схемам.

Зависимость показателя преломления от длины волны излучения описывается формулой Зельмейера (1) для случая дисперсии вдали от линии поглощения (нормальная дисперсия) [3]:

 $n^2 = 1 + A (1 + B / \lambda^2),$

(1)

где $A = 1.1851, B = 0.0105 \times 10^{-12}$.

Для определения коэффициентов *A* и *B* использовались известные показатели преломления для красной "*c*" и синей "*f*" длин волн: $n_c = 1.488$, $\lambda_c = 656.3$ нм, $n_f = 1.469$, $\lambda_f = 486.1$ нм. График дисперсии показателя преломления для видимого диапазона длин волн – 380–750 нм представлен на рис. 1, а численные значения указаны в таблице.



Рис. 1. Дисперсия показателя преломления

При восстановлении (реконструкции) голограммы плоской однородной монохроматической волной максимальная ДЭ (дифракционная эффективность) наблюдается в том случае, когда для данной длины волны соблюдается условие Брэгга [4]:

Выведем формулы для расчета угла падения I_p пучка света на голограмму и угла между пучками $(I_p + I''_p)$ за голограммой в случае, когда выполненяется условие Брэгга и учитывается дисперсия показателя преломления. Здесь $\lambda = \lambda_0/n$, $\lambda - длина волны света в среде, <math>\lambda_0 - длина волны света в вакууме, <math>n$ – показатель преломления среды.

Сначала рассмотрим восстановление пропускающих (рис. 2, а) и отражательных (рис. 2,б) голограмм, записанных по симметричной схеме. Их период определяется по формуле [5]

$$d = \lambda / (2 \sin(I_3))$$



Рис. 2. Восстановление пропускающих (а) и отражательных (б) объемных голограмм, зарегистрированных по симметричной схеме

Для пропускающих объемных голограмм (см. рис. 2, а) видно, что $I'_p = \theta$, т.е. $\lambda_0 = 2dn \sin(I'_p)$. Следовательно, $\sin(I'_p) = \lambda_0 / (2nd)$. Из закона Снеллиуса: $\sin(I_p) / \sin(I'_p) = n$. Тогда $\sin(I_p) = \lambda_0 / (2d)$ или

 $I_{p} = \arcsin(\lambda_{0} / (2 d)).$ (4) Так как $\sin(I''_{p}) / \sin(I'''_{p}) = 1 / n$, следовательно, sin $I'''_{p} = n \sin(I''_{p})$. Но из рис. 2, а $I''_{p} = \theta = I'_{p}$. Тогда $\sin(I'''_{p}) = n \sin(I'_{p})$, т.е. $\sin(I'''_{p}) = \sin(I_{p})$ и $I'''_{p} = I_{p}$.

Угол между пучками *I*_p и *I*^{'''}_p за голограммой

 $I_{\rm p} + I'''_{\rm p} = 2 \arcsin (\lambda_0 / (2 d)).$

(5)

(3)

Для отражательных объемных голограмм (см. рис. 2, б).) видно, что угол Брэгга определяется из соотношения: $\theta = \pi/2 - I'_p$.

Подставив в закон Снеллиуса это значение θ , получим следующее выражение для $I_{\rm p}$:

$$I_{\rm p} = \arcsin\left[n\cos(\arcsin(\lambda_0/2dn))\right]. \tag{6}$$

Так как $\sin(I''_p) = n \sin(I'_p)$, а $I'_p = \pi/2-\theta$, то $I'_p = I_p$. Тогда $\sin(I''_p) = n \sin(I_p)$ и $I''_p = I_p$, т.е. световой пучок выходит из голографической решетки под тем же углом к нормали I''_p , под которым падает на нее Ір и угол между пучками

 $I_{\rm p} + I^{\rm m}_{\rm p} = 2 \arcsin\left[n \cos(\arcsin(\lambda_0 / (2 \ d \ n)))\right]. \tag{7}$

При расчете решеток, работающих на отражение, необходимо также учесть и то, что по мере увеличения длины волны λ следует использовать решетки с различными периодами *d*, выбирая их из условия (8), приведенного ниже.

Решая неравенство $n \cos(\arcsin(\lambda_0 / 2 n d)) \le 1$, получим в результате условие для выбора оптимального соотношения между λ_0 , n и d:

 $\arccos(1/n) \le \arcsin(\lambda_0/2 n d) \le \pi/2.$

Рассчитанные значения рабочего угла падения света I_p для пропускающих и отражательных объемных голограмм при выполнении условия Брэгга, а также

оптимальное значение *d*, выбранное из условия (8) для отражательных объемных голограмм, приведены в таблице.

Для объемных голограмм, записанных по несимметричной схеме (см. рис. 3, а, б):

• пропускающая голограмма (рис. 3, а) – период решетки определяется по формуле $d = \lambda / (2 \sin((\Gamma_{31} + \Gamma_{32}) / 2)),$ (9)

а угол наклона изофазных поверхностей к нормали – по формуле $\Phi = (I'_{32} - I'_{31}) / 2 = (\arcsin((1 / n) \sin(I_{32}) - \arcsin((1 / n) \sin(I_{31}))) / 2.$ (10)

• отражательная голограмма (рис. 3, б) – $d = \lambda / (2 \cos((I'_{31} + I'_{32}) / 2)),$ (11)

$$\Phi = 90 + (I'_{3_1} - I'_{3_2}) / 2 = 90 + (\arcsin((1 / n) \sin(I_3)) - \arcsin((1 / n) \sin(I_3))) / 2.$$
(12)





Рассмотрим восстановление пропускающих (рис. 3, а) и отражательных (рис. 3, б) объемных голограмм, записанных по несимметричной схеме.

Для пропускающей голограммы (см. рис. 3, а) $\theta = \Phi + I'p$. По закону Снеллиуса sin $I_p = n \sin I'_p = n \sin(\theta - \Phi)$. Подставляя условие Брэгга, получим:

 $I_{p} = \arcsin[n \sin(\arcsin(\lambda_{0}/2 d n) - \Phi)].$ (13) Из рис. 3, а $I'_{p} = \Phi + \theta$. Т.к. $\sin I''_{p} = n \sin I''_{p} = n \sin (\Phi + \arcsin(\lambda_{0}/2 d n)))$, тогда $I''_{p} = \arcsin[n \sin(\Phi + \arcsin(\lambda_{0}/2 d n))]$. Следовательно, угол между пучками за голограммой

 $(I_p + I''_p)$ равен:

 $I_p + I''_p = \arcsin [n \sin(\arcsin(\lambda_0 / 2 d n) - \Phi)] + \arcsin [n \sin(\Phi + \arcsin(\lambda_0 / 2 d n))].$ (14) Для отражательной голограммы (см. рис. 3, б) $\theta = \Phi - I'_p$. Тогда

 $I_{\rm p} = \arcsin\left[n\sin(\Phi - \arcsin\left(\lambda_0/2\ d\ n\right))\right]. \tag{15}$

Из рис. 3, б $I'_p = \Phi - \theta$. Так как sin $I''_p = n \sin I'_p = n \sin (180 - \theta - \Phi)$. Следовательно, $I''_p = \arcsin[n \sin(\Phi + \arcsin(\lambda_0 / 2 \ d \ n))]$. Тогда угол между пучками за голограммой $(I_p + I''_p)$ равен

 $I_{\rm p} + I^{\prime\prime}_{\rm p} = \arcsin[n\sin(\Phi - \arcsin(\lambda_0/2\,d\,n))] + \arcsin[n\sin(\Phi + \arcsin(\lambda_0/2\,d\,n))].$ (16)

Рассчитанные значения I_p с учетом дисперсии показателя преломления для пропускающих и отражательных объемных голограмм, записанных по несимметричной схеме, приведены в таблице.

При расчете Ф были использованы следующие данные: $\lambda_0 = 633$ нм, $I_p = 0$, n = 1,4886; из них по формулам (13) или (15) можно определить угол наклона изофазных поверхностей к нормали: $\Phi = 7,83^{\circ}$.

Таблица

λ,		$dn / d\lambda \times$	Симметричная схема записи			Несимметричная схема записи	
			Пропускающая	Отражательная		Пропускающая	Отражательная
МКМ	n	$\times 10^4$	голограмма	голограмма		голограмма	голограмма
			$I_{ m p}$, рад.	<i>d</i> , мкм	$I_{\rm p}$, рад.	$I_{ m p}$, рад.	$I_{ m p}$, рад.
380	1,50707	-	0,1220		0,954	-0,084	0,084
400	1,50428	1,395	0,1285	0.15	0,770	-0,077	0,077
420	1,50188	1,200	0,1350	0,15	0,574	-0,070	0,070
440	1,49979	1,045	0,1414		0,318	-0,063	0,063
460	1,49797	0,910	0,1479		1,286	-0,057	0,057
480	1,49637	0,800	0,1544		1,105	-0,050	0,050
500	1,49495	0,710	0,1609		0,961	-0,043	0,043
520	1,49369	0,630	0,1674	0.2	0,826	-0,037	0,037
540	1,49257	0,560	0,1739	0,2	0,689	-0,030	0,030
560	1,49157	0,500	0,1804	0,540		-0,023	0,023
580	1,49067	0,450	0,1869		0,353	-0,017	0,017
600	1,48985	0,410	0,1935		1,082	-0,010	0,010
620	1,48912	0,365	0,2000	0.25	0,669	-0,004	0,004
640	1,48845	0,335	0,2065	0,25	0,862	0,002	-0,002
660	1,48784	0,305	0,2131		0,756	0,008	-0,008
680	1,48728	0,280	0,2197		1,279	0,015	-0,015
700	1,48677	0,255	0,2262	0.2	1,172	0,022	-0,022
720	1,48631	0,230	0,2328	0,5	1,069	0,028	-0,028
740	1,48587	0,220	0,2394		0,975	0,035	-0,035
760	1,48548	0,195	0,2460		0,888	0,041	-0,041

Выводы

В данной работе исследовалась зависимость рабочего угла падения лазерного пучка на объемные пропускающие и отражательные голограммы *I*_p, при котором выполняется условие Брэгга, для голограмм, зарегистрированных по симметричной и несимметричной схемам, от дисперсии показателя преломления ПММА. Результаты расчета приведены в таблице.

Произведена оценка дисперсии показателя преломления полимерного материала ДИФФЕН.

Получены формулы для расчета углов I_p и $(I_p + I''_p)$ с учетом дисперсии показателя преломления.

Произведен расчет рабочего угла падения света на объемные пропускающие и отражательные голограммы I_p , записанные по симметричной и несимметричной схемам на полимерном материале ДИФФЕН.

- 1. Вениаминов А.В., Гончаров В.Ф., Попов А.П. Усиление голограмм за счет диффузной деструкции противофазных периодических структур // Опт. и спектр. 1991. Т.70. Вып. 4. С. 864–869.
- 2. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Черкасов А.С., Гаврилюк Е.Р., Андреев П.В. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном (в печати)
- 3. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. Учебное пособие для вузов. М: Высш. Шк., 1995.
- 4. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. / Под ред. Островского Ю.И. М.: Мир, 1973.
- 5. Островский Ю.Г. Голография. Л.: Наука, 1970.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МНПВО (НПВО) НА ОСНОВЕ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ СТЕКОЛ Р.К. Мамедов, Н.А. Малинина, Б.З. Волчек, Е.Н. Власова

Весьма важным аспектом корректного использования термопластичного стекла ИКС-35 в практике спектроскопии НПВО и МНПВО является учет влияния условий эксплуатации и технологических режимов изготовления элементов внутреннего отражения на спектроскопические характеристики стекла. Это обстоятельство определило необходимость изучения влияния условий и времени хранения и эксплуатации стекла ИКС-35 на его оптические параметры.



Рис. 1. Спектры пропускания элементов НПВО из стекла ИКС-35: 1 – "свежее" стекло (в слое 2,5 мм); 2, 3, 4 – стекла различных условий и времени хранения (в слое 15 мм)

Были отобраны образцы стекол, хранившиеся 3-7 лет в условиях открытой атмосферы и негерметичной упаковки, из которых по соответствующей технологии [1] изготовлены элементы НПВО. Далее регистрировались спектры пропускания этих элементов (рис. 1, поз. 2, 3, 4) в сопоставлении со спектром элемента НПВО, изготовленного из "свежего" стекла (рис. 1, поз. 1). Как видно из рисунка, различные условия и время хранения стекла приводят к относительному уменьшению его светопропускания и появлению примесных полос поглощения. Эти полосы обусловлены, по-видимому, окислами, образованными исходными компонентами термопластичного стекла [2]. Такое изменение пропускания может вносить искажения в спектры внутреннего отражения при исследовании объектов. Для метрологической оценки степени влияния примесей и оксидов, образуемых в стекле, на регистрируемые спектры НПВО нами были выполнены сравнительные исследования спектров одного и того же образца ПТФ, полученные с помощью комбинированных элементов МНПВО, в которых в качестве иммерсии использовано "старое" (рис. 1, поз. 2) и "свежее" (рис. 1, поз. 1) стекло ИКС-35. Спектры МНПВО образца ПТФ представлены на рис. 2.

Как видно из рисунка, имеет место существенное несоответствие значений коэффициентов отражения на аналитических частотах. Этот эффект связан с суперпозицией примесных полос, относящихся к иммерсии, и собственных полос

поглощения образца ПТФ. Абсолютные погрешности коэффициентов отражения R(v) на аналитических частотах 1685 см⁻¹, 1223 см⁻¹ и 710 см⁻¹ составляют около 10 %, а на частоте 1130 см⁻¹ – около 5 %. Очевидно, что такие погрешности $\Delta R(v)$ внесут значительную ошибку при последующем расчете из экспериментальных спектров МНПВО оптических постоянных (ОП) исследуемого образца.



Рис. 2. Спектры МНПВО образца ПТФ: 1 – спектр ПТФ с иммерсией из "свежего" стекла; 2 – спектр ПТФ с иммерсией из "старого" стекла

Далее было исследовано влияние технологических режимов изготовления элемента внутреннего отражения на изменение оптических характеристик стекла. Образец стекла (рис. 1, поз. 2) подвергали многократному прогреву в соответствии с нормированными температурными режимами технологического цикла изготовления элементов НПВО (рис. 3, поз. 1, 3, 4), а также воздействию температуры, превышающей допустимый технологией предел (90°С) (рис. 3, поз. 5). Полученные результаты показали возможность двух-трехкратного (при светосильной оптике) практического использования стекла. Большее число прогревов стекла (рис. 3, поз. 4) и его перегрев (рис. 3, поз. 5) приводят к потере светопропускания, связанной, вероятно, с возгонкой J и кристаллизацией стекла.

Исключить появление примесных полос поглощения в стекле позволяет технология изготовления элементов НПВО в вакууме. Об эффективности такой технологии свидетельствует спектр пропускания элемента НПВО (рис. 3, поз. 2), изготовленного по предложенной технологии из образца стекла (рис. 3, поз. 1). Единственная слабоинтенсивная полоса поглощения 2354 см⁻¹, зарегистрированная в спектре, обусловлена колебаниями СО₂, присутствующего в кюветной камере спектрофотометра. Эта методика позволяет значительно (примерно в 2 раза) увеличить коэффициент пропускания стекла и стабилизировать его по спектру.

Результаты выполненных исследований и проведенных на ИХ основе методологических и технологических разработок, а также корректное материальное обеспечение для обработки данных эксперимента позволяют эффективно использовать комбинированные элементы МНПВО применительно к количественным исследованиям конденсированных веществ И В целом усовершенствуют метрологическую базу термопластичной спектроскопии внутреннего отражения.



Рис. 3. Спектры пропускания элементов НПВО из стекла ИКС-35 в зависимости от числа нагреваний: 1 – однократный нагрев; 2 – прогрев в вакууме; 3 – двукратный прогрев; 4 – трехкратный нагрев; 5 – перегрев

- 1. Золотарев В. М., Мансуров Г. М., Мамедов Р. К. и др, Способ получения оптического контакта между двумя твердыми телами. Устройство для реализации способа и оптический элемент НПВО. Great Britain Patent № 2141423B Int. CL. C03C, 1986.
- 2. Золотарев В. М., Спектроскопия НПВО на термопластичных стеклах неразрушающий метод исследования твердых тел // ОМП. 1998. № 8. С. 50–60.

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ МИКРО– И НАНОТЕХНОЛОГИИ В.П. Вейко

Лазерные микротехнологии в настоящее время развиваются прежде всего в интересах трех важнейших направлений:

- микроэлектроника (МЭ) осаждение тонких пленок, лазерная литография (куда входят ретушь и генерация фотошаблонов, а в более общем смысле – формирование топологии), подстройка резисторов и других электронных компонентов, запись информации, а также процессы отжига, активации, легирования микроэлектронных структур и сборочно-монтажные процессы (сварка, пайка, сверление и разделение подложек микросхем [1, 2] и т.п.);
- микромеханика (MM) лазерная прецизионная резка, сверление, маркировка, гравировка, скрайбирование, сварка, упрочнение и т.д. [1, 3];
- микрооптика (MO) лазерное формирование микрооптических компонентов обработкой поверхности типа микропрофилирования, полировки, а также локальным направленным изменением структуры и свойств, например, денсификацией пористого стекла, аморфизацией стеклокерамики, закалкой и т.п., в том числе с применением дополнительных воздействий (плазмы, механических сил и т.п.) [4].

Эти три направления в совокупности обеспечивают прогресс во многих новых областях техники, таких как микросистемная, информационная, медицинская техника, связь, микроробототехника и многие другие, которые часто включают микро-, опто- и электромеханические системы (МОЭМС) как единые узлы.

В последнее время к ним добавилась фотоника (Ф) ("электроника на фотонах"), все более оформляющаяся как отдельное направление, интегрирующее основные достижения микрооптики, волоконной и интегральной оптики, микроэлектроники и оптоэлектроники.

При этом в сферу возможностей и интересов лазерной технологии включается все более широкий круг операций, к которым, наряду с перечисленными, добавляются процессы лазерного управления топологией поверхности, позиционирования микродеталей в пространстве, создание искусственных (фотонных) кристаллов и другие.

В статье рассмотрены некоторые новые направления лазерной обработки, которые являются предметом исследований кафедры лазерных технологий.

Основные физические процессы лазерного микроформообразования (ЛМФО)

1. Испарение (и абляция в расплавленной фазе) – наиболее популярный процесс, который лежит в основе большинства промышленных технологий любых материалов в МЭ, ММ, МО и Ф; в настоящее время актуальными остаются проблемы точности и качества этих процессов [5].

Вместе с тем буквально в последние годы разработаны и, главное, использованы для ЛМФО совсем иные физические принципы.

2. Нагрев до температуры размягчения (или плавления) с последующим деформированием в вязко-текучей фазе (дополненный тем или иным механическим воздействием – вытяжкой, вращением и т.п.) применяется для изготовления

ближнепольных оптических зондов, медицинского оптического инструментария и т.п. [6].

3. Направленный локальный нагрев в твердой фазе, вызывающий появление контролируемого поля напряжений, приводящего к управляемому деформированию листовых материалов (Laser forming), причем не только с целью формообразования, но и прецизионной сборки и юстировки микромеханических компонентов [7].

4. Локальный нагрев, вызывающий появление избыточного давления газа (пара) на поверхности раздела двух сред (например, пленка-подложка) с целью создания направленных микродеформаций [8].

5. Послойный синтез трехмерных объектов методом наращивания слоев, в том числе стереолитография, селективное лазерное спекание и послойная сборка из листовых материалов (laminated object manufacturing).

6. Комбинированные лазерные процессы совместного действия с другим излучением или с плазмой для инициирования поглощения и т.п..

7. Манипулирование микрочастицами (молекулярная сборка), основанное на захвате частиц в фокусе лазерного излучения давлением света и последующем построении микро- и наноструктур.

8. Формирование фотонных кристаллов на основе фемтосекундного воздействия лазерного излучения на прозрачные оптические материалы.

Далее приведены некоторые результаты исследований кафедры лазерных технологий по следующим направлениям:

- 1. Лазерная асферизация оптических элементов (рис. 1).
- 2. Лазерная полировка оптических поверхностей (рис. 2).
- 3. Лазерное микроструктурирование (управление микрогеометрией) поверхности (рис. 3, 4).
- 4. Лазерное позиционирование микродеталей (рис. 5, 6). Более подробно некоторые из них представлены в [9–10].
- 1. Лазерная асферизация оптических элементов.



Рис. 1, а. Лазерная асферизация оптических элементов: схема профилирования цилиндрической поверхности (на основе) лазерного испарения стекла



Рис. 1, б. Лазерная асферизация оптических элементов: графики изменения скорости сканирования по ширине образца $V_{sc}(D)$ для получения асферической поверхности гиперболической формы $y = -(0.4 - \sqrt{0.16 + 4.4 x^2}/2.2)$ с различным сжатием сканируюшей функции y (б₁) и соответствующие профили изготовленных (х) и рассчитанных (–) линз (б₂) [11].

2. Лазерная полировка оптических поверхностей



Рис. 2, а. Лазерная полировка стекла: электронная микрофотография стекла В–270 после механической полировки (вверху) и после дополнительной лазерной полировки (внизу), видна переходная зона между облученным и необлученным участком поверхности



Рис. 2, б. Лазерная полировка стекла: измеренные профили после механической (вверху) и лазерной (внизу) обработки стеклянных образцов [12]



Рис. 2, в. Лазерная полировка стекла: асферические цилиндрические линзы после лазерной обработки и полировки

3. Лазерное микроструктурирование поверхности



Рис. 3. Микроструктуры, сформированные лазерным испарением на различных поверхностях: а – РЭМ–изображение поверхности стальной детали, структурированной для улучшения ее трибологических свойств (Nd–YAG лазер с акустооптической модуляцией) [13], б – участок поверхности алмазного покрытия с четырехуровневым профилем цилиндрической линзы Френеля (KrF лазер) [14]; в, г – микрооптические поверхности, сформированные обработкой излучением KrF лазера (в – ИК оптический кристалл иодида цезия, г – поликарбонат) [15]

4. Лазерное управление шероховатостью поверхности



Рис. 4, а. Схема лазерного управления шероховатостью [16]



Рис. 4, б, в. SEM–изображения толстых алмазных пленок до и после лазерной полировки излучением лазера на парах Cu (б) и ArF лазера (в) [17]

5.	Лазерное	позициони	рование	механических	элементов в	в пространств	e
U •	Jusephoe	noonquonn	pobaline	menuin reenna	Sitementor E	, upoerpanero	-

Механизмы 1 & 2		Механизм 3	Механизм 4		
Распределение температуры по сечению детали Нагревание	То >> Ти Ти негомогенное	То ≈ Ти Ти Гомогенное	То≈Ти Ти гомогенное		
Варианты деформации	Поверхностная усадка	Выгибание (buckling)	Равномерная усадка (upsetting)		
Траектория облучения	Г очка	П рямая	Радиус Прямая		
Примеры применения	сла а Регулировка	Часть корпуса	Купол Регулировка решетчатым приводом		

Рис. 5. Основные механизмы лазерного деформирования [7]



Рис. 6. Элементарные приводы на базе лазерного деформирования [7].

- 1. Вейко В.П. Лазерная обработка пленочных элементов. Л., Машиностроение, 1986.
- 2. Boyd I.W. Laser Processing of Thin Films and Microastructures // Springer Ser. Mat. Sci., Vol.3 (Springer, Berlin, Heidelberg, 1987).
- 3. Лазеры в технологии / Под ред. М.Ф. Стельмаха. М.: Энергия, 1975.
- 4. Вейко В.П. Лазерная технология формирования рефракционных оптических элементов // Известия РАН. Сер. физ. 1992. №6. С.169–176.
- 5. Алгаер В.В., Вейко В.П., Смирнов В.Н. Лазерная резка металлических стентов.
- 6. Вейко В.П., Березин Ю.Д., Чуйко В.А. и др. Лазерные технологии формирования волоконно–оптических инструментов // Известия РАН. Сер. физ. 1997. Т.61. №8. С.1627–1631.
- 7. Vollertsen F. Mechanisms in Laser Forming // In: M.Geiger, M.Vollertsen (editors): Laser Asssited Net shape Engineering I, Bamberg: Meisenbach (1994), p.345–360.
- 8. Вейко В.П., Кайданов А.И., Ковачки Х.А. и др. Локальное лазерное нанесение тонких пленок // Известия РАН. Сер. физ. 1997. Т.56. № 2. С.169–176.
- 9. Вейко В.П., Дышловенко С.С. Лазерное микроструктурирование поверхности / Настоящий сборник.
- 10. Вейко В.П., Петров А. Лазерное позиционирование микродеталей / Настоящий сборник.
- 11. Вейко В.П., Шакола А.Т., Яковлев Е.Б. Лазерная технология формирования асферических оптических поверхностей // Известия РАН. Сер. физ. 1997. Т.61. №8. С.1565–1572.
- 12. Laquarta F., Lupon N. and Armengol J. Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment // Applied Optics. 1994. V.33. № 27. P.6508.
- G. Dumitry, V. Romano, H.P. Weber et al. Laser microstructuring of surface for improving of their tribological performance // Proceedings SPIE.. V.4157, Laser– Assisted Microtechnology 2000. P.105. 2001.
- V.I. Konov, V.V. Kononenko, S.M. Pimenov et al. Excimer laser micromachining for fabrication of diamond diffractive optical elements // Proceedings SPIE, v.3933, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing, p.322, 2000.
- 15. M. Gower. Excimer laser microfabrication and micromachining // Proceedings SPIE. 2000. V.4088. Laser Precision Microfabrication. P.124.
- 16. Вейко В.П., Тучкова Е.А. Способ лазерной обработки поверхности материалов. А.с. № 1107431 от 08.04.84.
- 17. S.M. Pimenov, V.V. Kononenko, V.I. Konov et al. Laser polishing of diamond plates // Applied Physics A. 69 (1). P.81. 1999.

ЛАЗЕРНАЯ РЕЗКА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕНТОВ В.П. Вейко, В.В. Алгаер, В.Н. Смирнов

Введение

Одним из самых распространенных заболеваний системы кровообращения является атеросклероз сосудов. В России, по самым скромным подсчетам, данным заболеванием страдает до 30 % взрослого населения. Атеросклероз – один из факторов риска развития ишемической болезни сердца, включая инфаркт миокарда, и главная причина мозгового инсульта.

Перспективным методом лечения этого заболевания является "стентирование" – установка в сосуд ажурных металлических конструкций – стентов, которые создают каркас для поддержания просвета и ограничения поврежденной поверхности артерии от потока крови.

К настоящему времени в качестве эндопротезов-стентов применяют более 60 их разновидностей. Среди них наиболее известны самораскрывающийся стент – Wallstent, Medinventsten, стенты Palmaz-Schatz, Wiktor, Gianturco-Roubin, Cordis, Strecter, Multi-Link, Jostent и др. (рис.1).



Рис. 1. Фотография трубчатого стента

Стенты бывают трубчатые и проволочные, толщина стенок трубки или проволоки колеблется от 0,015 до 0,125 мм, длина стентов достигает 9–22 мм, а диаметр в расправленном состоянии – 2,5–3,0–3,5–4,0 мм. Материал, из которого выполняется стент, чаще всего – нержавеющая сталь, нитинол, сплавы с эффектом памяти [1].

Ключевой операцией производства стентов является формирование сложной структуры методом лазерной резки [2]. Срок службы стента в первую очередь зависит от чистоты и качества лазерной резки.

Лазерная технология изготовления имеет ряд преимуществ перед другими методами прецизионной резки тонколистовых материалов: качество получаемого реза, экономия времени и возможность получения отверстий любой формы. Она широко используется в США, Германии и Японии [2].

До сих пор в России нет собственного производства стентов. Только сейчас предпринимаются попытки разработки и налаживания такого производства.

Особенности лазерной резки стентов

Сфокусированное лазерное излучение, обеспечивая высокую концентрацию энергии, позволяет резать практически любые металлы и сплавы независимо от их механических и теплофизических свойств. При этом можно получать узкие резы с
минимальной зоной термического влияния. Возникающие при лазерной резке деформации минимальны. Вследствие этого ее можно осуществлять с высокой степенью точности, что необходимо при изготовлении таких тонких металлических структур, как стенты. Сравнительно простое управление лазерным излучением позволяет осуществить лазерную резку по сложному контуру плоских и объемных заготовок с высокой степенью автоматизации процесса [3].

При формировании тонкого узора методом лазерной резки на трубке заготовки к качеству предъявляются жесткие требования, так как минимальные шероховатости – следы жидкой фазы, капли, грат, окисление зоны обработки и др., показанные на рис. 2, приводят к заметному снижению срока службы стентов и необходимости повторных операций.

Целью проводимых нами исследований и экспериментов является отработка технологии лазерной резки стентов на основе отечественного оборудования и материалов.

Эксперименты проводились на установке с YAG:Nd лазером, работающим в режиме свободной генерации с длительностью импульса 0,3 мс. В ходе исследований были отработаны основные режимы прецизионной резки и изготовлены экспериментальные стенты диаметром 2,5 и 3 мм. Исследовалась зависимость качества реза от скорости обработки и особенностей программирования перемещения координатного стола.



Рис. 2. Фото сечения реза

Для определения зависимости качества от скорости сканирования изучались резы, полученные на различных скоростях (50– 500 мм/мин) на пластине нержавеющей стали (толщина 0,15 мм). Измерения производились со стороны входа и выхода лазерного луча. Скорость, при которой размеры реза совпадают с обеих сторон (рис. 3, а – форма реза цилиндрическая) является оптимальной для прецизионной лазерной резки.





График зависимости ширины реза от скорости резки представлен на рис. 4.





Из графика видно, что оптимальное соответствие размера отверстия на входе и выходе луча достигается при скоростях 100–120 мм/мин. При больших значениях отверстие приобретает коническую форму, на поверхности появляется грат, следовательно, качество падает

По результатам эксперимента определены пороговые значения скоростей, при которых возникают такие дефекты, как появление грата, снижение качества реза, увеличения количества жидкой фазы и др. (табл. 1).

Таблица 1. Пороговые значения	скоростей,	при которых	к возникают	основные
недостатки лазер	рной преци	изионной рез	КИ	

N⁰	Дефекты	Порог. знач. скоростей,		
		мм/мин		
1	Появление грата на поверхности	150-200		
2	Заметное снижение качества реза	200-220		
3	Значительное увеличение	270-300		
	количества расплава			
4	Рез состоит из череды отверстий	300-320		
5	Частичное прорезание	320-370		
6	Перфорация поверхности	400-420		

Существенной проблемой при проведении экспериментов было программирование процесса. Так как структура стента очень тонкая, необходимо учитывать последовательность обхода контуров. В противном случае элементы стента могут прогорать и деформироваться.

Как показали исследования, основным, лимитирующим качество лазерной резки фактором, является образование жидкой фазы, ее неполное удаление из отверстия и перемещение под действием сил поверхностного натяжения после окончания лазерного воздействия, что можно увидеть на фотографии поперечного сечения реза (рис. 2).



Рис. 5. Характеристики качества лазерного реза

Основные характеристики качества лазерного реза: m – переплавленные остатки, s – бороздки, Δr_n – размер зоны термовлияния, R – радиус закругления реза с фронтальной стороны, R_z – неровность реза, b_f и b_b – ширина реза с обратной (b_b) и с фронтальной (b_f) сторон, β – угол наклона реза и бороздок (разрез (a) и полный (в) вид) – указаны на рис. 5. Большинство приведенных недостатков связаны с образованием жидкой фазы на поверхности материала при лазерной резке. Перераспределение жидкой фазы до кристаллизации играет существенную роль в формировании отверстия при обработке материалов импульсами вплоть до наносекундной длительности. В результате к моменту затвердевания расплава форма отверстия может существенно отличаться от той, которая к окончанию лазерного импульса определяется геометрией луча, кинетикой испарения и гидродинамикой выброса материала в жидкой фазе.

Основные причины появления расплава – это:

- собственно расплавление материала, в том числе под поверхностью испарения в зоне, размер которой r_{nn} приблизительно можно оценить как $r_{nn} \approx \sqrt{a\tau}$ (*a* температуропроводность материала);
- уменьшение плотности потока на дне отверстия по мере роста его глубины из-за дефокусировки пучка;
- медленное снижение мощности излучения к концу лазерного импульса;
- чрезмерная длительность воздействия τ; чем дольше τ, тем больше размер расплавленной зоны, тем сильнее увеличивается диаметр отверстия (или ширина реза), одновременно растут размеры зон окисления, структурных изменений и т.д.
- нерезкость края светового пятна на поверхности при дифракционном или гауссовом распределении энергии в нем.

Основной фактор, способствующий удалению расплава – это давление отдачи паров $p_{\Pi} \approx F_{\Pi} / S \approx \rho h w/\tau$, где F_{Π} – импульс отдачи паров, w – скорость вылета паров (≈ 1 км/с), ρ – плотность материала. При $h \approx 1$ мкм и $\tau \approx 10^{-9}$ с p_{Π} может достигать тысяч атмосфер и более.

Методы повышения качества

Для повышения качества прецизионной лазерной резки стентов необходимо учесть следующее.

- 1. По энергетическим затратам импульсные лазеры предпочтительнее, что можно видеть из сравнения мощностей работы лазера в непрерывном и импульснопериодическом режимах, обеспечивающих достижение одной и той же температуры материала [4].
- 2. Длительность импульса/воздействия, влияет на пороговую энергию испарения $W_{\mu} = kT_{\mu}/2A \sqrt{\pi/a} \sqrt{\tau}$, количество образующегося расплава $x_{nn} \sim \sqrt{a\tau}$, реактивное давление отдачи паров $p_n \sim w/\tau$, термомеханическое напряжение $\sigma_{mM} \sim \sqrt{\tau}$, эффект экранирования поверхности эрозионной плазмой $\sim \tau$, нестабильность размеров облученной зоны $\sim \sqrt{\tau}$, стабильность порога испарения, зависящего от размеров зоны $\sim \sqrt{\tau}$. Чем короче длительность импульса, тем благоприятнее условия для лазерной микрообработки.
- 3. Мощность лазера должна обеспечить плотность мощности на поверхности, достаточную для удаления материала и следов расплава, т.е. между порогами испарения и поглощения в плазме.
- 4. Длина волны должна лежать в области сильного поглощения: чем больше коэффициент поглощения, тем более управляемым и менее "травмирующим" является процесс воздействия.
- 5. Частота следования импульсов напрямую влияет на производительность процесса микрообработки, выбор технологической операции и, при больших частотах и малых скоростях сканирования, на порог экранировки.
- 6. Необходимо учесть требования к оптическим системам, которые должны обеспечить оптимальную пространственную форму пучка поперечное и продольное распределение интенсивности в зоне обработки.

Выводы

Оптимальным диапазоном скоростей для изготовления стентов в режиме свободной генерации при длительности импульса 0,3 мс является 100–120 мм/мин. Этот диапазон позволяет получать отверстия с минимальным количеством жидкой фазы, грата на поверхности и хорошим качеством реза.

При программировании перемещения координатного стола необходимо учитывать порядок обхода контуров "узора" стента.

Для дальнейшего улучшения качества лазерной обработки необходимо уменьшать длительность импульса.

Литература

- 1. Kathuria Y.P. Laser Microprocessing of Stent for Medical Therapy // Intern. Symp. On Micromechatronics and Human Science. 1998. P.11-114.
- 2. Kathuria Y.P. laser Precision Processing in Microtechnology// Proceedings of the 30th International CIRP Seminar on Manufacturing Systems LANE'97. 1997 P.267 272.
- 3. Вейко В.П. Лазерные технологии в микроэлектронике. Изд. Болгарской Академии Наук. 1991. С. 205–222.
- 4. Вейко В.П. Лазерная микрообработка // Изв. вузов. Приборостроение. 2001. Т. 44. № 6. С. 5–15.

ЛАЗЕРНАЯ ЮСТИРОВКА ПОЛОЖЕНИЯ МИКРОДЕТАЛЕЙ В ПРОСТРАНСТВЕ В.П. Вейко, А.А. Петров

В статье рассматривается возможность использования лазера для юстировки пространственного положения микродеталей. Показаны основные механизмы процесса юстировки с помощью индуцированных лазером температурных напряжений. Приведены примеры практического использования лазерной юстировки, а также некоторые результаты исследований в этой области, проведенных авторами.

Введение

Настоящая статья посвящена проблеме прецизионного перемещения микромеханических деталей в пространстве. До сих пор нет общепринятого термина – юстировка, настройка, подстройка и т. п. В данной статье мы будем в основном использовать термин "юстировка".

Требования к точности, быстродействию и надежности приборов неуклонно повышаются. Это приводит к усложнению конструкций, повышению требований к технологии изготовления приборов, особенно к финишным операциям – сборке, юстировке и контролю, которые решающим образом определяют качество выпускаемых изделий. Операции юстировки микродеталей в оптике, мехатронике и других областях являются наиболее трудно автоматизируемыми и дорогостоящими. Затраты на юстировку могут составлять до половины стоимости готового изделия. В настоящее время актуален поиск новых методов юстировки, одним из которых является подстройка с помощью лазерного излучения. Применение для операций подстройки и юстировки такого инструмента, как лазер, может упростить автоматизацию процесса, уменьшить время юстировки и повысить экономическую эффективность при сохранении высокой точности.

Лазерная юстировка положения микромеханических деталей в пространстве основана на управляемом деформировании материалов под действием температурных напряжений, возникающих в результате локального лазерного нагрева. Это направление появилось совсем недавно и описано лишь в ограниченном количестве работ, например [1–3].

Физические основы

Рассмотрим кратко механизм возникновения деформаций под действием температурных напряжений. При локальном нагревании некоторой области материала в результате неравномерного теплового расширения в нем возникают термоупругие напряжения сжатия. Если напряжения достигают предела текучести, то они приводят к появлению остаточных деформаций.

В зависимости от глубины прогретого слоя деформирование материала протекает по-разному. При локальном нагреве поверхностного слоя, когда температура верхней поверхности детали много больше температуры нижней поверхности, тепловое поле приводит к неравномерному тепловому расширению и деформированию преимущественно поверхностных слоев. Результатом такого воздействия является изгиб (рис. 1, а) [2].

Если за время воздействия лазерного излучения деталь прогревается равномерно по толщине, тепловое расширение и последующая деформация происходят по всему поперечному сечению детали. В этом случае результатом лазерного воздействия является уменьшение линейных размеров (рис. 1, б) [2].

Механизм деформирования под действием термонапряжений определяет требования к выбору материалов деталей и параметров лазера, что связано с

необходимостью получения достаточно больших градиентов температуры. Для деталей небольшого размера, изготовленных из материалов с высокой теплопроводностью, хорошо подходят эксимерные лазеры, а также импульсные YAG:Nd лазеры с малой длительностью импульса (10–100 нс), так как величина термомеханических напряжений $\sigma_{\rm TM} \sim \sqrt{\tau}$, где τ – длительность импульса. В ряде случаев, например, при гибке стальных листов большой толщины, можно использовать сканирование пучком CO₂-лазера с непрерывным излучением [3].



Рис. 1. Варианты деформирования: а – изгиб под действием лазерного нагрева, б – изменение линейных размеров под действием лазерного нагрева (1 – недеформированное состояние, 2 – нагрев и расширение, 3 – деформирование, 4 – охлаждение)

Оптимальная плотность мощности лазерного излучения для каждой детали различна и может варьироваться во времени. Максимальная плотность мощности ограничивается значением, при котором начинается плавление поверхности детали, минимальная определяется порогом, при котором возникают остаточные деформации. Это подтверждается экспериментальными исследованиями и математическим моделированием процессов [3].

Эффективность лазерного деформирования определяется не только выбором режимов облучения, но и технологией изготовления деталей. Эксперименты по деформированию микродеталей с помощью локального лазерного нагрева проведены для различных материалов. Детали из сильно упрочненных материалов характеризуются не только упрочнением, но и четко выраженным состоянием с большими внутренними напряжениями. Релаксация этих напряжений накладывается на непосредственно желаемый эффект, что может привести к некоторым трудностям в контроле за процессом [3].

Примеры практического применения

На основе приведенных выше механизмов деформирования разработаны различные элементы, реализующие линейные перемещения, угловые перемещения и их комбинации. В качестве примера можно привести так называемый решетчатый привод

в виде плоской заготовки из листового металла с двумя треугольными вырезами (рис. 2, а). При этом по краю сформированы две узкие перемычки и имеется диагональная соединительная перемычка. В зависимости от облучаемых перемычек этим приводом могут выполняться различные перемещения. Если облучается лишь диагональная перемычка в точке 1, то она при охлаждении укорачивается, это приводит к смещению опорной точки от начала координат в положительном направлении по оси X. Кроме этого, отмечается незначительное смещение в отрицательном направлении по оси Y. Если равномерно облучаются наружные перемычки в позициях 2 и 3, то в результате происходит смещение опорной точки в отрицательном направлении оси X, которое также сопровождается незначительным смещением в отрицательном направлении оси Y. При облучении в точках 1, 2 и 3 может быть достигнуто значительное смещение в отрицательном направлении оси Y без последующего смещения по оси X. В этом случае облучения в точках 1, 2 и 3 должны быть взаимно компенсированы, причем энергия импульсов должна быть отрегулирована с учетом различной ширины и длины перемычек и влияния внутренних напряжений [3].

При юстировке лазерным излучением мехатронных и оптических компонентов необходима интеграция соответствующих деталей в конструктивный узел подлежащих юстировке компонентов при обеспечении доступности точек облучения. С точки зрения доступности юстировка лазерным излучением имеет преимущества по сравнению с традиционными системами механической юстировки с помощью винтов и т.п. за счет того, что не требуется механического воздействия на точки облучения. Поэтому детали могут быть заключены в вакуумированную стеклянную колбу или другую сложную конструкцию или находиться в движении.

В настоящее время зарубежными учеными разработан ряд практических применений лазерной юстировки. Например, лазер используют для регулировки зазора между контактами миниатюрных реле (см. рис. 2, б). При этом энергия единичного импульса выбирается настолько малой, чтобы эффект юстировки составлял менее ширины поля допуска. Поэтому можно легко управлять процессом юстировки: пружина реле будет изгибаться под воздействием одиночного импульса до тех пор, пока не разомкнется первоначально замкнутый контакт. Скачкообразное изменение электрического сопротивления используется как сигнал для окончания процесса облучения.





Лазерное излучение используется для юстировки головок считывания аудио- и видеомагнитофонов по углу в вертикальном направлении и по положению по высоте

ленты. В качестве примера рассмотрим операцию юстировки цифровой аудиоголовки считывания, разработанной специально для юстировки с помощью лазера [2]. Для точного пространственного позиционирования в ее конструкции предусмотрен упоминавшийся ранее решетчатый привод (рис. 3). Поворот аудиоголовки на несколько миллирадиан по часовой стрелке или в обратном направлении достигается облучением перемычек L или R соответственно. Смещение вниз или вверх относительно ленты происходит при облучении центральной перемычки M или одновременным облучением боковых перемычек L и R. При этом погрешность линейных перемещений составляет менее 1 мкм.



Рис. 3. Цифровая аудиоголовка считывания

Аналогичная методика может быть использована в области микрооптики, в частности, для юстировки фотодиодов в устройствах считывания компакт-дисков. Кроме этого, ведется разработка оправ для микролинз, юстируемых с помощью лазерного излучения.

Результаты исследования

Авторами был проведен ряд экспериментов по тонкой юстировке с помощью лазерного излучения. Исследовалась возможность реализации малых угловых перемещений с использованием YAG:Nd лазера в режиме свободной генерации. Некоторые результаты представлены далее.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. В качестве источника импульсного нагрева образцов использовалось излучение YAG:Nd лазера. Излучение направлено нормально к поверхности образца, длительность импульса составляла 2 мс при энергии в импульсе до 7 Дж. Излучение фокусировалось с помощью оптической системы, состоящей из линзы 1 с фокусным расстоянием f = 12 см и цилиндрической линзы 2 (f = 6 см) в пятно эллиптической формы с размерами 0.5×0.1 см. Образец устанавливался вертикально и закреплялся со стороны основания.

Для регистрации наклона образца в результате деформации под действием лазерного излучения на свободный конец образца приклеивалось легкое зеркало, выполненное из полированного кремния. Луч He-Ne лазера, отражаясь от зеркала, попадал на экран, по измеренному отклонению луча на экране вычислялся угол наклона пластины.

Зависимость угла поворота от отклонения луча на экране

$$\alpha \neq \frac{1}{2} \cdot \operatorname{arctg} \frac{d}{L}$$
,

где α – угол изгиба пластины, d – линейное перемещение луча по экрану, L – расстояние от пластины до экрана (L = 300 см).



Рис. 4. Схема экспериментальной установки

Эксперименты проведены с различными металлами при различных толщинах образца.

Наиболее детально исследовались зависимости угла, полученного при гибке, от плотности мощности на поверхности и числа импульсов для образца стали 14X17H2 с размерами 3.5×0.5×0.1 см. Полученные зависимости представлены на рис. 5–6.



Рис. 5. Экспериментальная зависимость угла поворота пластины от количества импульсов при различной плотности мощности лазерного излучения:

В экспериментах со шлифованной медью и алюминием при тех же размерах образцов остаточных деформаций не наблюдалось.

На приведенных зависимостях (рис. 5) можно наблюдать тенденцию к уменьшению угла отклонения при каждом последующем импульсе, что объясняется, по-видимому, использованием пластины, изготовленной из упрочненного материала, и влиянием упрочнения материала под действием лазерного импульса.. Это свойство может быть использовано при юстировке механических элементов для первоначальной грубой и последующей более точной юстировки.

Анализируя зависимости (рис. 6), можно оценить нижний предел плотности мощности, при котором не наблюдается остаточных деформаций. Верхний предел определяется значением, при котором начинается разрушение (плавление, испарение) материала.



Рис. 6. Экспериментальная зависимость угла поворота пластины от плотности мощности для различного числа импульсов: □ – 1 импульс, × – 3 импульса, о – 7 импульсов

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что YAG:Nd лазер в режиме свободной генерации с энергией в импульсе до 7 Дж может быть использован для юстировки углового положения механических или оптических деталей с шагом от 0.5 до 1.8 мрад при суммарном отклонении до 3.5 мрад.

Литература

- Muller B. Virtual Engineering helps to get laser adjustment industrially accepted. Fist International Symposium on Laser Precision Microfabrication // Proc. SPIE. Vol. 4088. 2000. P. 164–167.
- 2. Hoving W. Laser adjustment, a novel technique to obtain fast, sub-micron accuracy in mass production // Second International Symposium on Laser Precision Microfabrication. Proc. SPIE. Vol. 4426. 2002.
- Vollertsen F., Geiger M. Laserstrahljustieren mechatronischer Komponenten. // Laser Von der Wissenschaft zur Anwendung. Strahltechnik Bd. 10. BIAS Verlag, Bremen, 1997, 309–320.

ЛАЗЕРНОЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ В.П. Вейко, С.С. Дышловенко

1. Введение

Инициатор и энтузиаст масштабных исследований влияния шероховатости поверхности на эксплуатационные свойства детали профессор Ю.Г. Шнейдер так оценивал роль шероховатости: "Все тела живой и неживой природы ограничены поверхностями, которые никогда не бывают абсолютно гладкими. Они всегда в той или иной степени шероховаты. От степени шероховатости многое зависит в жизни деталей, машин. Ведь шероховатости первыми вступают в борьбу с трением, смятием, принимают на себя удар волны жидкости, пара или газа. Шероховатости во многом физические свойства поверхности: оптические, определяют и акустические, электрические. магнитные, термические и др. Практически нет ни олного эксплуатационного свойства деталей машин, которое в той или иной мере не зависело бы от шероховатости поверхности" [1]. Например, для снижения трения, износа, повышения плавности хода и бесшумности необходимо обеспечить достаточную маслоемкость И площадь контакта поверхностей, их несущие способности (способности воспринимать нагрузки). Все эти свойства поверхности определяются топологическими параметрами шероховатости. В свою очередь, топологические параметры обусловлены методами структурирования поверхности.

Существует три основных группы методов структурирования поверхности:

- механические методы, включающие в себя финишную обработку резанием и пластическое деформирование поверхностного слоя детали давлением;
- химические методы, основанные на обработке поверхности травлением;
- термические методы структурирование микрорельефа поверхности термическим воздействием.

В процессе резания, когда обработка производится резцом или абразивным зерном шлифовального круга, из массы материала вырываются частицы различной величины и формы; на поверхности остаются "борозды", канавки разной глубины и формы, которые и образуют микрорельеф шероховатой поверхности. С переходом от грубой к получистовой, а затем к финишной обработке глубина вырывания частиц уменьшается. Однако даже при самом тонком резании выступы и впадины весьма сильно различаются между собой и по форме, и по размерам. Проявляется также негативное влияние этих способов обработки на трение и износостойкость из-за формирования острых боковых кромок, которые во всех случаях необходимо притуплять.

Химическое структурирование осуществляется травлением обрабатываемого материала через маски-трафареты. Оно отличается высокой производительностью, поскольку все углубления (лунки) обрабатываются, как правило, одновременно. Достоинствами химических методов является также возможность обработки материалов любой твердости и деталей любой формы. Недостатком химических методов является то, что уже на стадии определения оптимальных по форме, размерам, числу на единицу площади и взаимному расположению углублений необходимо располагать значительным количеством дорогостоящих трафаретов.

Значительным шагом в технологии микроструктурирования поверхности стало изобретение Ю.Г. Шнейдером метода вибронакатывания, основанного на тонком управляемом пластическом деформировании поверхностных слоев металла при сложном относительном перемещении обрабатываемой поверхности и деформирующего элемента. При этом способе обработки поверхность обкатывают колеблющимся шаром, а заготовка движется поступательно в направлении подачи.

В течение более чем 20-ти лет вибрационное обкатывание считалось одним из самых эффективных способов структурирования поверхности. Однако этот способ также обладает рядом существенных недостатков: он не позволяет обрабатывать поверхности хрупких, непластичных материалов, пленок, кристаллов; существенные ограничения он имеет и по форме доступных обработке поверхности.

Эпоха научно-технической революции, характеризующаяся непрерывным ужесточением условий эксплуатации машин, приборов и аппаратов, требует создания новых методов структурирования поверхностей.

В предлагаемой работе проведем анализ возможности лазерного микроструктурирования поверхностей.

В области лазерных технологий за последние годы сделан громадный шаг вперед. Созданы лазеры с излучением, лежащим в глубоком УФ-диапазоне, и длительностью импульсов вплоть до ультракоротких фемтосекундных, применение которых позволяет создавать четкие микроструктуры любого размера и формы в различных материалах. Изменяя энергию лазерного импульса и время воздействия, можно реализовать широкий диапазон режимов воздействия от локального нагревания до строго дозированного удаления материала. Исследования в области воздействия лазерного излучения на материалы подготовили теоретическую и практическую базу для создания метода лазерного микроструктурирования поверхностей.

2. Лазерное микроструктурирование поверхности

В методе лазерного микроструктурирования поверхности (ЛМП) можно выделить четыре основных способа лазерного микроструктурирования:

- ЛМП, основанное на локальном испарении вещества;
- ЛМП, основанное на возникновении поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ);
- лазерное управление шероховатостью;
- лазерное выглаживание в расплавленном (вязко-текучем) состоянии.

2.1. Лазерное микроструктурирование, основанное на испарении вещества.

Микроструктурирование поверхностей, основанное на процессе испарения вещества под воздействием лазерного излучения, отличается универсальностью, управляемостью, производительностью, простотой обработки. Этот метод позволяет структурировать поверхность любых материалов (в том числе непластичных) и любой формы.

Для этой цели могут быть использованы лазеры, создающие при фокусировке излучения плотность мощности достаточную для испарения материала [2]:

$$q = \frac{2kT_u\sqrt{\pi}}{A\sqrt{\alpha\tau}} \approx 10^7 \div 10^8 \frac{\mathrm{Br}}{\mathrm{cm}^2}.$$
 (1)

Здесь T_{μ} – температура испарения материала, K – теплопроводность, α – температуропроводность, τ – длительность воздействия, A – поглощательная способность материала. При характерном пространственном размере микроструктуры r_0 порядка 100 мкм это потребует лазеров с мощностью $P \ge q \cdot S = 10^3 \div 10^4 Bm$ (S – площадь светового пятна, $S \approx \pi r_0^2$).

Заметим сразу, что непрерывные лазеры, по-видимому, не оптимальны для микроструктурирования, так как создают большую и плохо управляемую зону термического влияния (плавления, окисления, рекристаллизации и т.д.) размерами $r_{np} \sim \sqrt{\alpha \tau}$. Длительность воздействия τ в этом случае определяется скоростью сканирования пучка (или перемещения детали) $V_{\rm ck}$. Для металлов ($\alpha \sim 0.1 {\rm cm}^2/{\rm c}$) $\tau \approx r_0 / V_{\rm ck} \approx 10^{-2} c$. Следовательно, при $V_{\rm ck} \sim 1 {\rm cm}/{\rm c}$, что не мало для прецизионных

координатных столов, которые должны обеспечивать точностные параметры микроструктуры, $r_{np} \sim 3 \cdot 10^{-2}$ см, что принципиально ограничивает возможный диапазон достижимых параметров микроструктурирования.

Кроме того, непрерывные лазеры не оптимальны и с точки зрения энергетических затрат. Соотношение мощностей импульсного и непрерывного лазера, необходимое для достижения одной и той же температуры, определяется выражением [2] $\overline{P_{_{MM}}}/P_{_{_{H}}} = f\tau r_{_{0}}/\sqrt{\alpha\tau}$ (*f* – частота следования импульсов).

При $f = 10^3 \Gamma_{\rm II}$, $\tau = 10^{-3}$ с и $r_0 = 10^{-2}$ см для металлов $\overline{P_{umn}} / P_n \sim 1$. Но это соотношение быстро падает с уменьшением τ , и для коротких импульсов (или больших скоростей сканирования $V_{\rm ck}$ непрерывных пучков) энергетические затраты импульсных лазеров значительно ниже. Отсюда видно, что ситуация с импульсными лазерами намного благоприятнее.

Толщина испаренного слоя h при импульсном воздействии с заданной плотностью мощности q зависит от длительности воздействия τ . Ее легко оценить, считая, что вся подведенная к материалу мощность идет на испарение вещества:

$$h = V_u \cdot \tau = \frac{q}{L_u} \tau \,,$$

где V_{μ} – скорость испарения вещества (скорость движения границы раздела твердое тело – газ), L_{μ} – удельная теплота испарения вещества (Дж/см³).

Типичные значения толщины испаренного слоя в железе при различных длительностях импульса лазеров для q=10⁸Bt/см² приведены в табл.1.

Таблица 1. Зависимость толщины испаренного слоя железа от длительности импульса

Длительность импульса τ	10 ⁻⁶ c	10 ⁻⁹ c	$10^{-12} c$
Толщина испаренного слоя h	0,02 мм	0,02 мкм	0,02 нм

Из табл. 1 видна превосходная управляемость высотными параметрами микрорельефа при методе ЛМП.

При использовании импульсных лазеров нет также видимых ограничений степени структурирования вплоть до разумных в машино- и приборостроении предельных размеров, определяемых длиной волны света (~1мкм).

Однако создание сложных микроструктур может потребовать весьма большого времени. Это вторая важная характеристика ЛМП. Таким образом, круг приемлемых лазеров придется ограничить не только их необходимой импульсной мощностью, но и достаточно большой частотой следования импульсов.

Следующим ограничением, причем не столько размерным (не всегда нужны структуры с предельным разрешением порядка 1 мкм), сколько энергетическим, может быть длина волны излучения. Например, металлы сильно отражают свет на длине волны 10,6 мкм. Так что при расчете требуемой мощности по формуле (1) *А* следует принять меньше 0.1, что увеличит требуемую мощность в 10 раз и более.

Теперь мы можем привести таблицу лазеров, наиболее подходящих для ЛМП (табл. 2).

Для ЛМП могут быть использованы как сфокусированное лазерное излучение (это будет что-то вроде аналога механического сверления для микроструктурирования), так и спроецированное через маску-трафарет (проекционный метод) [2], что внешне напоминает химическое травление. Конечно, в любом случае речь идет о лазерном испарении. Подробнее на роли фокусировки излучения мы остановимся при рассмотрении метода лазерного управления шероховатостями.

	Основные параметры				
Тип лазера	λ, мкм	τ, c	<i>f</i> , Гц	Средняя мощность, Вт	примечание. рекомендуемый материал для ЛПМ
YAG:Nd с непрерывной накачкой и акустооптической модуляцией добротности	1,06 0,53	~10 ⁻⁷	10 ⁴	20	Металлы
Эксимерные	0,157 0,193 0,218 0.308	~10 ⁻⁸	10 ²	100	Неметаллы, пластмасса
Импульсный CO ₂	10,6	~10 ⁻⁶	10 ³	200	Стекла, пластмасса, металлы
Пары меди (Cu)	0,51 0,57	~10 ⁻⁸	10 ⁴	20	Металлы

Таблица 2. Лазеры, наиболее подходящие для ЛМП

Инструментом лазерного микроструктурирования является пучок лазера, который, в отличие от механического инструмента, не подвержен износу и деформации и позволяет осуществлять более точный контроль геометрии поверхности, а в отличие от химических методов – позволяет легко контролировать размеры и форму элементов структуры и всего поля обработки. Фотографии поверхностей, структурированных с использованием лазерного излучения, приведены на рис.1.



Рис. 1: Фотографии поверхности поликарбоната (а) и оптического кристалла CsI(б), структурированных излучением KrF-лазера с использованием проекционного метода [3]

2.2. Способ лазерного микроструктурирования, основанный на возбуждении поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ).

Последние исследования в области взаимодействия лазерного излучения с материалами позволяют создать новый способ лазерного микроструктурирования, основанный на возникновении поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). Падающее лазерное излучение преобразуется в ПЭВ, например, на периодических решетках, в той или иной мере представленных в пространственном спектре случайных шероховатостей реальной поверхности. В оптическом диапазоне длин волн ПЭВ появляются на поверхности металлов (и некоторых полупроводников). При наклонном падении пучка возбуждаемая на резонансной решетке ПЭВ интерферирует с падающей

волной, в результате чего формируется новое распределение интенсивности света по поверхности, промодулированное в пространстве параметром резонансной решетки. При достаточной интенсивности излучения такое промодулированное поле вызывает пространственно-неоднородные нагрев, плавление, испарение и другие сопутствующие нагреванию процессы [2] и приводит, в конце концов, к возникновению поверхностных периодических структур (ППС) [4].

По-видимому, существует множество механизмов формирования ППС. Физическими процессами образования ППС могут быть испарение, расплавление вещества, термическая деформация и др. При этом играют роль и другие физические явления, такие как вытеснение расплава давлением отдачи паров, неравномерное по поверхности; термокапиллярные процессы; термохимические реакции, генерация поверхностных дефектов в виде дислокации и т.д. Так или иначе, индуцированная ППС формируется на поверхности после ее остывания в виде той или иной микроструктуры (рис. 2).



Рис. 2. ППС на поверхности монокристалла вольфрама (YAG:Nd лазер, λ=0,562 мкм, *p*-поляризация, τ=5нс, плотность энергии J=2.6Дж/см², f=20 Гц) [5]

Как ясно из физики образования ПЭВ, ППС образуются только при наклонном падении исходного поляризованного пучка на поверхность, причем период структуры в данном случае зависит от угла падения лазерного излучения на поверхность θ и от типа поляризации лазерного излучения. Так, для р-поляризованного света период структуры определяется по формуле

 $d_{\pm}^{(p)} = \lambda/(1 \pm \sin \theta).$

Формирование ППС на различных материалах наблюдалось при облучении поверхности лазерами ИК-, видимого и УФ- диапазонов как в импульсном режиме, так и при непрерывном воздействии излучения.

Энергетические режимы формирования ППС обычно относятся к плотности светового потока $q_0=0,1-100 \text{ MBt/cm}^2$ (в зависимости от длительности импульса) и

соответствуют нагреву материала до температуры, примерно равной температуре плавления, но не превышающей температуры порога развитого испарения [4].

Феномену формирования периодических структур на поверхности материала посвящено большое количество работ. Однако взаимосвязь между топологическими параметрами формируемых на поверхности материала регулярных микроструктур и характеристиками лазерного излучения является достаточно сложной и не до конца изученной. Кроме того, структура образующегося на поверхности рельефа зависит от свойств и состояния самого облучаемого материала; характер этой взаимосвязи также до сих пор недостаточно изучен. Все это не позволяет пока использовать данный метод в промышленности, однако уже существующие работы и эксперименты позволяют с полной уверенностью сказать, что этот способ является одним из перспективных методов структурирования поверхности, например, создания дифракционных оптических решеток, катодов, эмиссионных приборов (рис. 2) и т.п.

2.3. Лазерное управление шероховатостью.

Необходимо выделить еще один метод лазерного микроструктурирования – будем называть его лазерным управлением шероховатостью – в основе которого лежит контроль высоты и глубины шероховатостей поверхности за счет фокусирования лазерного излучения над обрабатываемой поверхностью или под ней, т.е. обработка поверхности идет или в расходящемся или в сходящемся пучке, соответственно [6].

В случае обработки поверхности расходящимся пучком (рис. 3, а) плотность мощности на уровне h соответствует нагреву материала до температуры порога испарения, в то время как на уровне средней линии плотность мощность ниже порога испарения. В результате интенсивность разрушения материала на выступах профиля поверхности будет больше, чем во впадинах. Происходит уменьшение высоты неровностей профиля поверхности.



Рис. 3. Лазерное управление шероховатостью: а) обработка поверхности расходящимся пучком, б) обработка поверхности сходящимся пучком

Обратная ситуация наблюдается в случае обработки поверхности сходящимся пучком излучения (рис. 3, б). Здесь на выступах профиля поверхности плотность мощности меньше, нежели чем на впадинах – в результате происходит увеличение высоты неровностей профиля поверхности.

Высоты результирующих шероховатостей в этом случае зависят только от числовой апертуры оптической системы NA = D/2f(D - диаметр пучка, f - фокусное расстояние), расстояния между фокусирующей оптикой и поверхностью и точностью его поддержания, а также, естественно, от вида материала и мощности падающего излучения:

$$h_n = (l-f) - \frac{NA}{2} \sqrt{\frac{P}{q_n}} \,.$$

Данный способ структурирования позволяет через контроль параметров системы лазерной обработки управлять высотой шероховатостей поверхности, однако не определяет распределение выступов и впадин. Таким образом, он больше всего соответствует задаче лазерной полировки поверхности. Особенно хорошо этот метод работает в случае лазерной полировки материалов, которые сублимируют – испаряются из твердой фазы, минуя расплав, например, алмазоподобные покрытия (рис. 4) [7].



Рис. 4. Алмазоподобные покрытия до (слева) и после (справа) лазерной полировки излучением лазеров Ar-F (а) и на парах меди (б) (изображено в сканирующем электронном микроскопе) [7]

2.4. Лазерное выглаживание в расплавленном (вязко-текучем) состоянии.

Этот метод основан на нагревании металла до температуры, при которой процессы, ответственные за качество поверхности, протекают в расплавленном (размягченном) состоянии. Лучше всего он разработан для стекла, так как в металлах в процессе остывания идет активная кристаллизация вещества, что препятствует формированию предельно-гладких поверхностей. В этом последнем случае необходимо специально обеспечивать высокие скорости охлаждения – это естественно реализуется при нагревании тонких металлических пленок сверхкороткими импульсами излучения. Тогда в пределах зоны облучения формируются металлические "стекла" со свойственной им гладкостью поверхности. Создание протяженных поверхностей металлических стекол является проблемой.



Рис. 5. Фотография асферической цилиндрической линзы (3 мм х 10 мм), профилированной и отполированной излучением CO₂ – лазера

Иное дело в стеклах. Здесь идея лазерного выглаживания аналогична, например, огневой полировке стекла – нагревание поверхности до температуры, при которой уменьшение вязкости стекла дает возможность силам поверхностного натяжения

реализовать их природную тенденцию минимизации поверхностной энергии и, соответственно, площади поверхности [8].

Проблемами здесь являются возникновение гидродинамической волны в расплаве и термомеханических напряжений в материале при остывании. Эти проблемы исследуются на кафедре лазерных технологий ИТМО и решаются оптимальным выбором размеров пучка, скорости сканирования и т.д. Для мини- и микрооптики соответствующие вопросы рассматриваются, например, в работе [8]. Фотография одного из оптических элементов, асферизованного и отполированного в едином процессе при использовании лазерного излучения, приведена на рис. 5.

На основе проведенного сравнительного анализа способов лазерного микроструктурирования рассмотрим подробнее проблему модификации структуры поверхностей трения с использованием лазера путем испарения.

3. Лазерное микроструктурирование поверхностей трения: эксперимент и триботест

Впадины микрорельефа, образованные неровностями поверхности – ее шероховатостями – выполняют роль масляных карманов, которые удерживают смазывающие вещества и даже при жестком контакте обеспечивают подачу смазки в зону трения. Маслоемкость этих карманов прямо зависит от высоты шероховатости. Чем больше шероховатость, тем больше масла они могут удерживать. В то же время наблюдается обратная зависимость для несущей способности: при большой высоте пиков несущая способность незначительна, ведь с сопрягаемой поверхностью контактирует лишь небольшое число имеющихся выступов. Возникают большие удельные давления, поверхности сильно изнашиваются. У поверхностей с большим числом малых по высоте неровностей, наоборот, несущая способность велика, но масляные карманы малы, значит, недостаточно смазки, и в результате снова вознрикает ускоренный износ [1].

Несущая способность поверхности и маслоемкость ее карманов, удерживающих смазку, находятся в сильной зависимости и от формы неровностей. Контакт поверхности с неровностями заостренной формы с другой поверхностью будет происходить лишь по малым площадям, в результате чего удельные давления и, соответственно, смятие или износ неровностей будут велики (особенно в первый период работы сопряженных деталей – при приработке). На участках неоднородной по шероховатости поверхности с выступающими заостренными неровностями (с малыми радиусами вершин выступов) возникают мгновенные и огромные по величине контактные давления, что сопровождается выделением большого количества теплоты и приводит к образованию первоначальной микрозоны схватывания, лавинно распространяющейся по поверхности трения.

Поверхность с такими же по высоте, но плоскими неровностями будет контактировать с другой поверхностью по большим площадкам, удельное давление окажется значительно меньше. При этом наблюдается обратная зависимость для маслоемкости: она велика у поверхности с заостренными неровностями и ничтожно мала у поверхности с притупленными неровностями при одинаковой высоте.

Кроме того, при чрезмерно большой площади контакта высокогладких трущихся поверхностей, отличающихся еще и пониженной маслоемкостью, начинают проявляться эффекты адгезии и молекулярного сцепления. В этом случае могут образовываться местные металлические связи на трущихся поверхностях и разрушение этих связей с отделением частиц металла или налипанием их на поверхность трения. Происходит схватывание, образуются задиры (повреждения поверхности трения в виде широких и глубоких борозд в направлении скольжения).

Впадины микрорельефа играют роль ловушек для твердых частиц, образующихся в результате износа поверхности. Они определяют способность поверхности удерживать эти твердые частицы, локализуя их действие и снижая абразивный износ.

Размер и форма неровностей – взаимосвязанные характеристики поверхности, поэтому, если надо обеспечить наилучшие эксплуатационные свойства (повысить износостойкость) той или иной детали, то необходимо найти наилучший способ их микроструктурирования.

Согласно приведенному анализу способов лазерного микроструктурирования, для поверхностей трения вполне может подойти сетка достаточно глубоких кратеров, которые будут играть роль и маслоемких карманов, и ловушек для твердых продуктов износа. Подобный подход был реализован в работе [9].

Для производства микроструктур (микропор) был использован Nd:YAG лазер с модуляцией добротности. Лазер работал в одномодовом режиме и генерировал импульсы длительностью 100 нс. Оптическая фокусирующая система была оптимизирована с тем, чтобы обеспечивать максимальное соотношение глубины кратера к диаметру. При этом использован режим многоимпульсной обработки одного кратера, что позволяет осуществить более точный контроль его параметров.

В результате для триботеста, используя оптимизированные параметры (энергия импульса, фокусирующая система), на плоскости образца из нержавеющей стали был сформирован двумерный массив кратеров. Диаметр кратеров лежал между 5 и 50 мкм с различными интервалами между ними. Благодаря минимальному размеру оплавленных ободков требовалась только малая постобработка, и это не влияло на чистоту трущихся поверхностей (рис. 6).



Рис. 6. Изображение структурированных поверхностей

Характеристики трения исследуемых микроструктурированных стальных поверхностей были определены стандартным устройством ball-on-disk. В таком устройстве (трибометре) шарик придавливается к плоской поверхности образца диском, направление давления было параллельно оси вращения диска. Двигаясь, шарик оставляет на образце след в виде круга. Шарик диаметром 6 мм сделан из твердого металла (WC +6%C₀). Все лазерные микроструктурированные стальные диски имели диаметр 22 мм и толщину 5 мм.

Условия триботеста: скорость скольжения 1 см/с, нормальная сила 30 H, температура 22 ± 1 °C, относительная влажность окружающей среды 50 %. Смазка стальных дисков была проведена при помощи распыления, что обеспечивало расход смазки 0,2 мкл на каждый образец. Триботест автоматически прекращался, когда коэффициент трения достигал предельной величины $\mu=0,5$ (контакт сталь-сталь). На поверхности различных образцов были нанесены структуры с различной морфологией:

для исследования влияния структур на трибологические свойства поверхности менялись диаметры и глубина микропор, плотность распределения по поверхности. Результаты измерений показаны на рис. 7.



Рис. 7. Влияние площади контактной поверхности (а), диаметра и глубины микропор (б) на срок службы

Критерием износостойкости считался отрезок времени, на котором трение начинало быстро возрастать и достигало предельного значения μ_{lim} . Выяснилось, что срок службы неструктурированных поверхностей минимален, для структурированных поверхностей наблюдается возрастание срока службы в 8 раз. Послетестовые анализы показали, что структуры, созданные на поверхности, по-прежнему присутствуют.

Таким образом, убедительно продемонстрирована перспективность лазерного микроструктурирования поверхностей с целью улучшения их трибосвойств.

Достоинства лазерного микроструктурирования, основанного на испарении, позволяют говорить о перспективности дальнейших исследований данного метода.

Литература

- 1. Шнейдер Ю.Г. Эксплуатационные свойства деталей с регулярным микрорельефом. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001
- 2. Вейко В.П. Лазерное микроформообразование (физические основы, применения, проблемы и перспективы). // Известия Академии наук. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 6.
- 3. M.Gower. Excimer laser microfabrication and micromachining. // Riken Review. №32, January 2001. P.50–57.
- 4. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны в оптике. // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10.
- 5. Yuji Kawakami, Eiichi Ozawa. Non-lithographic coherent array of ultrafine particles on an irradiated material using Nd:YAG laser. // Proc. SPIE. V.4088. Laser Precision Microfabrication. 14-16 June 2001. P.228–231.
- 6. Вейко В.П., Шахно Е.А Устройство для лазерной обработки материалов. А.С. № 1107431. 08.04.84
- 7. Агеев В.П., Буйлов Л.Л., Конов В.И., Кузьмичев А.В., Пименов С.М., Прохоров А.М.. // Доклады РАН. Сер. физ. 1988. Т. 33. С. 840.
- 8. Вейко В.П. Шахно Е.А., Шакола А.Т., Яковлев Е.Б. Лазерная технология формирования асферических оптических поверхностей. // Известия Академии наук. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 8. С. 1565–1572
- H.P. Weber. Laser microstructuring of surface for improving their tribological perfomance. // Proc. .SPIE. V. 4157. Laser-assisted Microtechnology. 23-25 August 2000. P. 105–112

СТРУКТУРА ИНФОРМАЦИОННО-ОБУЧАЮЩЕГО КОМПЛЕКСА ПО ЛАЗЕРНЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ Б.В. Волковыский, Е.Б. Яковлев

Лазерные технологии обработки широко применяются в производственных процессах и являются перспективным направлением развития современной промышленности.

Численное компьютерное моделирование технологических процессов лазерной обработки позволяет рассчитать параметры воздействия, не прибегая к более лорогостояшим экспериментальным исследованиям, без привлечения И дополнительного персонала автоматически организовывать "базы знаний" по рассчитанным технологическим процессам, которые могут быть использованы как справочный материал при выборе вариантов обработки. Компьютерные модели механизмов лазерной обработки также могут применяться в обучающих системах, в том числе дистанционных, когда у обучаемого нет возможности провести эксперимент. Подробная визуализация работы численной модели позволяет обучаемому представить динамику процессов, происходящих при лазерном воздействии.

Обзор существующих отечественных обучающих систем, доступных широкому кругу пользователей, показал, что подобный подход реализован не был, несмотря на очевидные выгоды: удешевление процесса обучения путем замены экспериментов на стендах компьютерным моделированием, возможность развертывания компьютерных "баз знаний" на предприятиях и в учебных заведениях, широкие возможности обмена информацией о рассчитанных технологических процессах.

Основная стратегия дистанционного обучения (ДО) состоит в следующем [1]: "...Создать сеть учреждений дистанционного образования, обеспечив правовую, методическую основу для их функционирования нормативную, и развития. Дистанционное образование, основанное на использовании современных информационных коммуникационных технологий, И позволит осуществить многоцелевые, в том числе трансдисциплинарные, образовательно-профессиональные программы, доступные различным социальным группам и слоям населения. Особое значение дистанционное образование имеет для развития образовательных учреждений в сельской местности, в отдаленных районах, а также для сферы повышения квалификации и переподготовки специалистов". Таким образом, в перспективе образование должно опираться на развитые системы ДО.

Разрабатываемая обучающая система предназначена для комплексной подготовки студентов по дисциплинам лазерных технологий и проверки полученных знаний. Она состоит из пяти основных модулей: справочно-информационного, модуля тестирования обучаемых, модуля виртуальных лабораторных работ, модуля форумов по темам обучения и административного модуля. [2]

Справочно-информационный модуль реализован в виде HTML-страниц, сгруппированных по тематике и снабженных поисковой системой с целью максимального облегчения пользования информацией. Использование языка HTML позволяет сопровождать текстовый материал графикой, звуком и анимацией. Этот модуль содержит набор лекционных материалов по теме обучения.

Модуль тестирования написан с использованием языков PHP и JavaScript и представляет собой систему on-line тестирования с возможностью хранения вопросов и результатов тестирования пользователей в базе данных. Использование в этом модуле языков PHP и JavaScript в совокупности с базой данных MySQL позволяет создавать гибкие системы тестов со случайной выборкой вопросов, заданием времени ответа на вопрос и тест в целом, а также централизованное хранение результатов тестирования пользователей.

Модуль виртуальных лабораторных работ написан с использованием языков PHP, JavaScript и технологии Flash, он обеспечивает расчет и визуализацию хода эксперимента, заданного пользователем. Благодаря использованию технологии Flash ход эксперимента может быть показан динамически созданным анимационным роликом, что улучшает восприятие и понимание сути происходящего процесса. Модуль форумов (коллоквиум) по темам обучения позволяет ученикам обсуждать вопросы, возникающие в процессе обучения и консультироваться, со специалистами, ведущими курс дистанционного обучения. По материалам форума может быть создана база данных "Вопрос – Ответ", которая гармонично дополнит справочно-информационный модуль. Административный модуль предназначен для контроля профессорско-преподавательским составом хода обучения студентов: проведения лабораторных работ, прохождения тестов, обращения к лекционному материалу, участия в форумах (коллоквиумах).

Подобный подход позволяет провести комплексную подготовку и начальное тестирование знаний учащегося, что не отменяет обязательного очного тестирования учеников в установленном порядке (по окончании раздела, темы, учебного курса и т.п.)

Предлагаемый проект основан на использовании WEB-сервера Арасhe с поддержкой языка серверных скриптов PHP и базы данных MySQL, что обеспечивает возможность распределения обучающей системы на нескольких компьютерах, объединенных в сеть. Выбор программных продуктов продиктован их высокой производительностью, стабильностью работы (по сообщениям сайта www.netcraft.com, 61% WEB-серверов работают под управлением Apache), наличием их версий под практически любые современные системы (Windows, Linux, FreeBSD, Sun Solaris) и условием их распространения (бесплатно, включая исходные коды). На первом этапе разработки проекта планируется создать набор лекционного материала и лабораторных работ по технологиям лазерной обработки материалов, однако его модульная структура предусматривает легкость добавления на следующих этапах новых информационных материалов и контрольных элементов, что в перспективе позволяет масштабировать систему с целью включения в нее дополнительных изучаемых предметов, вплоть до создания комплексной информационно-обучающей системы в рамках кафедры, факультета, института или даже города.

В отличие от обучающих программ, распространяемых на жестких носителях (CD-ROM), разрабатываемая система позволит обеспечить постоянную актуальность информационного материала без необходимости активных действий пользователя: так как все данные централизованно хранятся на специально выделенной машине – сервере, обновление контента осуществляется системным администратором без дополнительных затрат на распространение обновлений на носителях пользователей.

Заключение

Предлагаемая система дистанционного обучения направлена на создание максимально удобных условий работы как для обучаемых, так и для преподавателей. Обладая модульной структурой, малыми требованиями к аппаратному обеспечению клиентской и серверной части и будучи платформонезависимой, она может быть развернута практически в любых компьютерных сетях и содержать неограниченное количество учебных и тестовых материалов, при этом сохраняя возможность централизованного администрирования. Добавленные материалы становятся доступными для учащихся сразу, без необходимости дополнительных действий с их (учащихся) стороны.

Литература

- 1. Основные положения концепции очередного этапа реформирования системы образования // Педагогический калейдоскоп. 1997. 32.
- 2. Полат Е. С. Дистанционное обучение. М: "Издательский центр ВЛАДОС", 1998.

А.Н. Азаренков, Н.Р. Белашенков, А.Б. Васильев, Д.М. Гордеев

Применение общеукрепляющих и лечебных физиотерапевтических процедур, наряду с такими общепризнанными способами укрепления здоровья, как занятия спортом, здоровое питание и прием витаминов, может способствовать повышению иммунитета, снижению предрасположенности к болезням, сокращению сроков течения заболеваний и, в конечном счете, приводить к увеличению продолжительности жизни человека. Физиотерапевтические воздействия вполне применимы не только к больным или выздоравливающим людям, но и к вполне здоровым людям, желающим еще более укрепить здоровье, улучшить самочувствие и нейтрализовать негативные последствия воздействия окружающей среды. Физиотерапию можно определить как комплекс методов воздействия на организм энергетических потоков различной природы. Способы воздействия и методы доставки энергетических потоков могут быть самыми разнообразными. К наиболее распространенным относятся нагрев, механическое и электромагнитное воздействия. Фототерапия, применение которой основано на использовании в качестве энергетических потоков световых волн, т.е. заведомо безопасных для здоровья низкоэнергетических электромагнитных излучений, является частью физиотерапии.

Свет – это естественный физиологический раздражитель, поддерживающий жизнь на Земле, непосредственно воздействующий на все жизненно важные функции живых организмов, включая человека и нормализующий их деятельность. Светолечение применялось на протяжении столетий для лечения различных заболеваний. До изобретения электричества применялся солнечный свет, пропущенный через различные фильтры. Наиболее действенной считалась красная область света. Предполагалось, что красный свет повышает устойчивость организма к инфекции. Для лечения особенно тяжелых инфекционных больных были организованы специальные палаты, в которых окна драпировались плотным красным шелком и не допускались посторонние источники света.

В 1889 г. датский врач-исследователь Нильс Финзен изобрел аппарат, разработал принципы и методику фототерапии [1]. Методика Финзена с успехом прошла клинические испытания. Им же в Копенгагене был организован институт светолечения и клиника для больных – Финзеновский медицинский институт света.

В последние годы наблюдается рост количества медицинских исследований [2–8] и предложения новых устройств [9–14] в области фототерапии. В связи с этим весьма актуальной задачей является разработка универсального, эффективного и доступного по цене прибора для фототерапии, пригодного для использования как в повседневной работе практикующего физиотерапевта, так и для домашнего применения.

Для обеспечения простоты и эффективности использования прибора в клинических и домашних условиях его конструктивное исполнение должно удовлетворять ряду необходимых требований. Во-первых, источник излучения прибора должен иметь достаточную мощность для создания на поверхности облучаемых тканей плотности мощности излучения, обеспечивающей требуемый лечебный результат. Вовторых, спектр источника излучения должен быть согласован со спектром поглощения и рассеяния облучаемых тканей таким образом, чтобы эффект взаимодействия света с веществом приводил к целенаправленным положительным изменениям в тканях на

клеточном и/или функциональном уровнях. В-третьих, прибор должен быть абсолютно безопасным в использовании и обеспечивать возможность блокировки ОТ несанкционированного использования с ненадлежащей целью или ошибочного применения не по назначению. В-четвертых, прибор должен иметь минимальные габариты и вес, а также высокий КПД преобразования электрической мощности источника питания в световую мощность источника излучения. И, наконец, в-пятых, прибор лолжен предусматривать возможность продолжительной работы ОТ источника питания B ЭТОМ случае пользователь получает автономного дополнительную возможность применения прибора, находясь вдали от источника сетевого питания.

Нами разработан новый портативный лазерно-светодиодный прибор для фототерапии. Прибор снабжен набором сменных излучателей – светодиодных инструментов, включающих каждый по 36 светодиодов, которые обеспечивают генерацию узкополосного излучения в синей, зеленой, красной и инфракрасной областях спектра. Набор сменных излучателей также укомплектован двумя лазерными инструментами для применения в клинических условиях. Питание прибора может осуществляться от встроенной литиевой батареи емкостью 1800 мАч или от сетевого адаптера. Непрерывная работа от аккумулятора составляет не менее 1 часа. схема устройства обеспечивает возможность непрерывного Электронная И импульсного режимов работы инструментов, а также стабилизацию световой мощности в пределах 10 % от заданного значения. Точность установки частоты в импульсном режиме составляет ± 0.1 Гц в диапазоне от 0 до 100 Гц. Для равномерного освещения облучаемой зоны в приборе использована растровая система фокусировки и гомогенизации пучка. Прибор имеет память на 99 процедур, разъем для подключения к компьютеру и ЖК-дисплей, на котором отображается оставшееся до окончания процедуры время.

Общий вид разработки представлен на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид портативного прибора для фототерапии на подставке

Для уменьшения габаритов прибора схема управления питанием блока излучателя размещена внутри корпуса рукоятки, разработанной с учетом требований эргономики. Очевидно, что такое решение возможно лишь в том случае, если габариты схемы управления питанием блока излучателя невелики. Другими словами, она должна быть выполнена на базе микропроцессора с высокой степенью интеграции. Для управления питанием блока излучателя в схеме использован управляемый регулируемый источник тока, электрическая схема которого представлена на рис. 2.



Рис. 2. Электрическая схема управляемого регулируемого источника тока

Схема включает ключевой конвертер 1, датчик тока ключевого конвертера 2, разностный усилитель 3 и цифро-аналоговый преобразователь. Источник питания при открытом ключе Q1 обеспечивает запасание энергии в виде магнитного поля в катушке индуктивности L1. При закрывании ключа колебательная система C1, L1, C2, L2, D1, СЗ преобразует эту энергию в заряд на конденсаторе СЗ, от которого питается источник Стабилизация и регулирование тока через источник излучения. излучения осуществляется путем сравнения напряжения с выхода датчика тока (токовый датчик R2 и преобразователь "ток-напряжение") и напряжения установки, формируемого через ЦАП, на вход которого поступают сигналы с микропроцессора. Усилитель сигнала рассогласования 3 сравнивает значения указанных напряжений и своим выходным напряжением управляет логическим входом преобразователя, выполненного на микросхеме МАХ1771СРА. Управление работой всего устройства (включение и реализация импульсного режима) осуществляется за счет использования режима shutdown преобразователя. При нулевом логическом потенциале на входе управления (левый вывод R1) преобразователь выключен и, соответственно, ток в источнике излучения отсутствует. При подаче на этот вход логической единицы происходит включение преобразователя и стабилизация тока головки по заданному на регулирующем входе (правый вывод R3) напряжению. Информация об алгоритмах управления применительно к типу процедуры и типу используемого блока излучателя содержится в памяти прибора.

Подобная техническая реализация схемы управления питанием блока излучателя обеспечивает надежную работу устройства с источниками излучения различных типов, выполненных на различных полупроводниковых структурах и, как следствие этого, обладающих различными техническими характеристиками питания.

Литература

- 1. Finsen N.R. Über die Bedeutung der chemischen Strallen des Lichts für Medizin und Biologi, Vogel. Leipzig. 1899.
- 2. Mester E., Hazay L., Fenyou M. The Biostimulating Effect of Laser Beam. // Optoelectronics in Medicine. Berlin, 1982. P.146–152.
- Ohshiro T., Calderhead R.G. Low Level Laser Therapy: A Practical Introduction. Chichester – New York – Brisbene – Toronto – Singapore, John Wiley & Sons, 1988. P.141
- 4. Smith K.S. The photobiological basis of low-level laser radiation therapy // Laser Therapy. 1991. Vol. 3. P.19–25.
- 5. Illarionov V.E. Principles of Laser Therapy. Moscow, 1992. P.123 (in Russian).
- 6. Meulemans E., Wemer M. Light Sources for Photobiology and Phototherapy. Philips Lighting, 1995. P.27.
- 7. Tuner J., Hode L. Laser Therapy in Dentistry and Medicine. Stockholm: Prima Books, 1996.
- 8. Karu T.I. The Science of Low-Power Laser Therapy. Gordon & Breach, London, 1998
- 9. Patent of the U.S.A. № 5259380 .Light therapy system. 1993.
- 10. Patent of the U.S.A. № 5358503. Photo-thermal therapeutic device and method. 1994.
- 11. Patent of the U.S.A. № 5420768. Portable LED photocuring device. 1995.
- 12. Patent of the U.S.A. № 5634711. Portable light emitting apparatus with a semiconductor emitter array. 1997.
- 13. Patent of Russia № 2090224. Physiotherapeutical apparatus. 1997.
- 14. Patent of Russia № 2122848. Reflexotherapy device. 1998.

К ВОПРОСУ ОПТИМИЗАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМОГО В ФОТОХРОМОТЕРАПИИ А.Б. Веселовский, А.С. Митрофанов, Г.Д. Фефилов

Отечественный и зарубежный клинический материал, накопленный за последние десятилетия, свидетельствует о достаточно высокой лечебной эффективности низкоинтенсивной фототерапии.

Под низкоинтенсивным излучением понимается излучение в оптическом диапазоне, во время воздействия которого в живой ткани не происходит фиксируемых температурных изменений. Как правило, используют мощности до 100 мВт и облученность до 100–400 мВт/см², а дозы занимают весьма широкий интервал от 0,1 до 120 Дж/см².

Для обеспечения избирательного и целенаправленного фотобиологического воздействия необходимо создать резонансные условия. Спектральный состав оптического излучения должен быть подобран таким образом, чтобы обеспечить наиболее эффективное, так называемое резонансное поглощение энергии молекулами сенсибилизатора. В биоткани существует большой набор естественных хромофоровфотосенсибилизаторов, поглощающих в различных участках оптического спектра [15].

При этом возникает вопрос о "качестве" излучения фототерапевтической аппаратуры. Разработчику фототерапевтической аппаратуры необходимо ответить на вопросы, приведенные ниже.

Какие характеристики излучения являются важными в фототерапии? Надо ли использовать светофильтры и какие? Важны ли при облучении биоткани именно лазерные характеристики, такие как расходимость излучения, когерентность, поляризованность? Существует ли различие в инициировании биохимической реакции при воздействии на биоткань лазерных лучей и обычных лучей света при одинаковых уровнях плотности мощности облучения?

Полосы поглощения в биологических тканях вследствие переналожения спектров поглощения отдельных компонент относительно широки: $\Delta\lambda \approx 20$ нм, поэтому применение сверхузкополосных лазерных источников излучения с шириной полосы излучения (10^{-2} нм) не является крайне необходимым.

Из-за сильного рассеяния света биотканями теряет свое значение направленность луча света; пространственная когерентность лазерного излучения также разрушается после его прохождения через несколько слоев биоткани.

Причиной рассеяния являются оптические неоднородности, которые бывают различными по форме и физической природе. Среды с явно выраженными оптическими неоднородностями носят название мутных сред. В оптическом диапазоне спектра биоткань является ярко выраженной мутной средой. Характер рассеяния света в первую очередь зависит от соотношения между длиной волны и размеров рассеивающих частиц. Если линейные размеры рассеивающих частиц меньше 1/15 длины световой волны, то рассеяние называют рэлеевским (рассеяние Рэлея); при больших размерах частиц, соизмеримых с длиной волны, рассеяние называют рассеяние Ми.

При рэлеевском рассеянии направленность исходного излучения практически полностью нарушается, при рассеянии Ми направленность распространения излучения в значительной мере сохраняется, однако коллимированный луч превращается в конус рассеянного света.

Проникающие в вещество лучи частично отражаются, поглощаются, рассеиваются и пропускаются веществом.

Распространение света в биоткани определяется в большей степени процессом рассеяния, чем поглощением. Отмечается, что в случае использования широкого пучка

света увеличивается глубина проникновения излучения в биоткань по сравнению с узким пучком.

Анализ изложенного материала показывает, что для применения В фотерапевтической практике предпочтительны широкие монохромные пучки некогерентного излучения с шириной спектра излучения 1–10 нм [15]. К таким источникам излучения можно отнести газоразрядные лампы с добавками паров металлов и линейчатым спектром излучения, газоразрядные ультрафиолетовые лампы с нанесенным на их оболочку узкополосным люминофорным покрытием, светодиодные источники излучения, лампы накаливания со светофильтрами и лазерные источники излучения; без каких-либо требований к узкополосности излучения, когерентности и излучения. таким относятся, направленности К лазерам прежде всего. полупроводниковые и газоразрядные дазеры. В настоящее время именно эти дазерные источники широко применяются в фототерапии. Спектр излучения светодиодов достаточно узкий и может составлять от 10 до 50 нм.

Приведем данные ряда авторов по вопросу об особенностях поведения когерентного и поляризованного излучения в биотканях человека и о возможной роли когерентности и поляризованности излучения в эффективности фотохромотерапии.

Как отмечают многие авторы, вопрос о роли когерентности и поляризации излучения, применяемого в низкоинтенсивной фотохромотерапии, основательно не исследован и является дискуссионным. Отсутствие результатов основательного исследования этого вопроса не позволяет однозначно сформулировать требования к аппаратуре для фотохромотерапии, а также может являться фактором спекуляции, основанном на отсутствии строгих научных данных, способных опровергнуть или подтвердить необоснованные утверждения. Все это заставляет вновь привлечь внимание исследователей к этой проблеме.

Приведем данные ряда публикаций, касающихся роли когерентности и поляризации излучения при воздействии на биологические ткани человека.

В работах [1–3] отмечается, что когерентность лазерного излучения и его поляризация при попадании на кожу сохраняются только на глубине 200–300 мкм, а далее на глубину до 2 см (для длины волны излучения 0,63 мкм) распространяется уже некогерентный и почти неполяризованный, но монохроматический свет, поскольку имеет место взаимодействие с мутной средой. На глубине, равной трем оптическим толщинам ткани, коллимированный лазерный пучок дает сферически симметричное, близкое к изотропному, излучение.

В работе [4] авторы отмечают, что часто эффективность красного лазерного света связывают с его когерентностью или высокой поляризованностью. Однако эти аргументы представляются им несостоятельными только по той причине, что при используемых интенсивностях скорость возбуждения молекул оказывается в 10¹⁰ раз более медленной, чем скорость релаксации возбужденных молекул (скорость потери когерентности) в конденсированной среде при нормальной температуре. Авторы отмечают также в подтверждение этого положения, что терапевтический эффект наблюдается и с нелазерными источниками света в диапазоне 400–850 нм.

Авторы работы [5] отмечают, что имеются определенные различия в действии лазерного излучения на поверхностные слои достаточного по своим размерам биологического объекта и на глубоко расположенные его части, органы. Проникая через кожу и другие ткани, лазерное излучение, видимо, может изменять свои физические свойства. В.С. Синяков и соавторы (1983) при изучении изменений поляризации и когерентности лазерного излучения показали, что при прохождении через образцы (кожу, кость, скелетную мышцу, печень, мозг крысы) толщиной 200 мкм лазерный луч (длина волны 0,63 мкм) не сохраняет когерентности и поляризованности. Следовательно, проникающее вглубь организма излучение от лазерного источника

действует наподобие обычного неполяризованного и некогерентного света в соответствующей спектральной области.

В работе [6] отмечается, что проблема низкоинтенсивной лазерной терапии – это огромный разрыв между уровнем теоретического осмысления механизмов лазерного воздействия и широтой практического применения, и что до настоящего времени не только отсутствует единая теория низкоинтенсивной лазерной терапии, но и спорно утверждение о биофизической специфике, присущей только лазерным источникам света.

Автор работы [7] отмечает: что касается основной отличительной характеристики лазерного излучения – когерентности, то ее роль во влиянии на биопроцессы остается, мягко говоря, недоказанной.

В работе [8] отмечаются следующие моменты:

- как рассеивающая среда биоткань приближается по оптическим свойствам к густому туману. Изотропное рассеяние устанавливается для большинства тканей на расстояниях нескольких миллиметров, а для некоторых и на долях миллиметров;
- длина когерентности составляет величину порядка микрона для видимого света и порядка миллиметра – для красной и инфракрасной областей;
- характер взаимодействия между светом и молекулой не зависит от их пространственной ориентации в поле облучения;
- поляризация пучка уменьшается в 2 раза на расстояниях от 0,1 до 4 мм;
- лазерные характеристики высокая когерентность, поляризация и малая ширина спектральной линии теряются на расстоянии нескольких миллиметров, за исключением прозрачных сред глаза.

В работе [9, 10] отмечается, что экспериментальные исследования не выявили существенного различия в воздействии на клетки крови низкоинтенсивного излучения гелий-неонового лазера и некогерентного светодиодного излучения той же спектральной области.

В подробном обзоре физико-химических механизмов биологического действия лазерного излучения [11] отмечается, что вопрос об исключительной роли когерентности, поляризованности и монохроматичности в проявлении биологического действия лазерного излучения требует дальнейшего изучения.

Автор работы [12] утверждает, что специфическое воздействие лазерного излучения не связано с пространственной или временной когерентностью.

Прежде чем анализировать приведенные данные, отметим, что глубина, на которой еще сохраняется когерентность и поляризация исходного излучения, в сильной степени зависит от степени когерентности и поляризованности исходного излучения. Приведенные данные по глубине, на которой еще сохраняется когерентность и поляризованность, в основном, касаются излучения гелий-неонового лазера, обладающего высокой степенью когерентности и поляризованности излучения, и, следовательно, их можно считать близкими к максимально возможным. Так, длина когерентности одномодового гелий-неонового лазера может составлять десятки метров, а наиболее часто применяемого в низкоинтенсивной терапии многомодового лазера – десятки сантиметров [13], а степень поляризации излучения очень близка к единице.

Однако наблюдаемый нами переход к широкому использованию в медицинской практике полупроводниковых лазеров, значительное снижение использования гелийнеоновых лазеров в аппаратах для низкоинтенсивной светотерапии означает сильное снижение как степени когерентности излучения (для одночастотного полупроводникового лазера длина когерентности составляет несколько метров, а для наиболее часто применяемых в медицине многомодовых полупроводниковых лазеров – около 8 мм [13]), так и степени его поляризации. Это, в свою очередь, означает значительно меньшую по сравнению с приведенными данными для гелий-неонового лазера толщину биологических тканей, на которой сохраняются когерентные и поляризационные свойства. Однако, как утверждают многие авторы (медики) и производители, с точки зрения клинических эффектов замена гелий-неоновых лазеров на полупроводниковые обеспечивает адекватные клинические эффекты и не меньшую эффективность.

Указанные факты ставят под сомнение вопрос значительного влияния когерентности и поляризованности излучения на эффективность низкоинтенсивной светотерапии. Однако разрешить эти сомнения могут только целенаправленные строгие клинические и научные исследования по выявлению роли когерентности и поляризованности излучения в низкоинтенсивной светотерапии.

Таким образом, если базироваться на приведенных данных, в результате их анализа можно сделать следующие заключения:

- специфика лазерного излучения, заключающаяся в высокой степени когерентности и поляризации по отношению к некогерентным источникам, может проявляться только в поверхностных слоях, поскольку когерентность и поляризованность быстро разрушаются при распространении излучения в такой мутной среде, как биоткань человека;
- в связи с этим можно предположить, что если когерентность и поляризованность и играют заметную роль в результате взаимодействия излучения и биоткани, то это прежде всего должно быть заметно при лечении патологий, касающихся поверхностных слоев, например, кожных заболеваний, а также патологий, лечение которых может осуществляться путем воздействия на поверхностные слои биоткани (например, рефлексогенные зоны и биологически активные точки), что требует дополнительных исследований и более строгого сравнения с воздействием некогерентных источников;
- специфика воздействия лазерного когерентного поляризованного излучения на более глубоко расположенные органы и ткани весьма сомнительна;
- указанные факты позволяют расширять практику применения в низкоинтенсивной фотохромотерапии нелазерных источников, В том числе современных полупроводниковых светодиодов, значительно усовершенствованных в последнее время, и дают возможность многим авторам, например [7, 9], утверждать, что использование фототерапевтической аппаратуры высокоэффективными с светоизлучающими диодами позволит решить большое число задач практической медицины.

Подтверждением выводов этих является, В частности, серия физиотерапевтических аппаратов для фотохромотерапии "Спектр ЛЦ" [14], широко использующих, наряду с лазерными излучателями, светодиодные инструменты в виде матриц для облучения значительных участков поверхности тела и светодиодных облучения карандашей" для локального точек акупунктуры. Светодиодный инструмент позволяет использовать как бесконтактное, так и контактное облучение, эффект Аскарьяна, производить одновременно массаж и акупрессуру. Многолетняя практика медицинская подтвердила высокую эффективность. надежность. перспективность и низкую стоимость светодиодных инструментов.

Однако, несмотря на то, что приведенные выше сведения многих авторов говорят о минимальной роли когерентности и поляризованности в эффективности фототерапии, есть ряд работ, утверждающих обратное – в частности, утверждения фирмы Цептер об эффективности применения поляризованного излучения, а также работы, где утверждается, что на глубине до нескольких миллиметров в случае применения когерентного излучения сохраняется спекл-структура, которая может влиять на характер процессов взаимодействия излучения и ткани. Авторы книги [15] отмечают, что проблема воздействия поляризованным (в частности, поляризованным по кругу) излучением на биоткань ждет еще своих исследователей.

Литература

- 1. Кару Т.И., Календо Г.С., Лобко В.В. Зависимость биологического действия низкоинтенсивного видимого света на клетки от параметров излучения, когерентности, дозы и длины волны // Изв. АНСССР. Сер. физич. 1983. Т.47. №10. С.2017–2022.
- 2. Лазерная и магнитолазерная терапия: обзорная информация // Медицина и здравоохранение. Серия: обзоры по важнейшим проблемам медицины. М., 1985, № 3, 66 с.
- 3. Кару Т.И. Регуляция клеточного метаболизма низкоинтенсивным лазерным светом // Методы лазерной биофизики и их применение в медицине. Тарту, 1989, С.15–22.
- 4. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989. С.27.
- 5. Козлов В.И., Буйлин В.А., Самойлов Н.Г., Марков И.И. Основы лазерной физио-и рефлексотерапии. Самарский медицинский университет. Самара-Киев: Издательство "Здоров/я", 1993. С.12–13.
- 6. Антонов С.Н. Проблемы низкоинтенсивной лазерной терапии и новые тенденции в развитии аппаратуры // LASER MARKET. 1994. №3. С.16–17.
- 7. Вилисов А.А. Светодиоды как альтернатива лазерам // LASER MARKET. 1994. №5. С. 20–21.
- 8. Соклаков А.И. Проблемы дозиметрии лазерного излучения в медицине и биологии // LASER MARKET. 1993. №6. С.14–15.
- 9. Палеев Н.Р., Карандашов В.И., Кочан Л.М., Зродников В.С., Петухов Е.Б. Использование высокоэффективных полупроводниковых излучающих диодов в фототерапевтической аппаратуре // LASER MARKET. 1995. (2-3).
- 10. Плужников М.С., Петрищев Н.Н. и др. Труды международной конференции "Перспективные направления лазерной медицины", Одесса, 1992, С.520.
- 11. Девятков Н.Д., Зубкова С.М., Лапрун И.Б., Макеева Н.С. // Успехи физических наук. 1987. Т.103. Вып. 1. С.31–43.
- 12. Загускин С.Л. Хронобиологический механизм действия лазерного излучения // LASER MARKET. 1994. № 4. С.20–21.
- 13. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1998. С.114.
- 14. Веселовский А.Б., Кирьянова В.В., Митрофанов А.С., Петрищев Н.Н., Фефилов Г.Д., Янтарева Л.И. Тенденции развития, разработка и исследование физиотерапевтической аппаратуры для фотохромотерапии // Оптические и лазерные технологии: Сборник статей / Под ред. В.Н. Васильева. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. С.149–164.
- 15. Карандашов В.И., Петухов Е.Б., Зродников В.С. Фототерапия (светолечение): Руководство для врачей / Под ред. Н.Р.Палеева. М.: Медицина, 2001. 392 с.
- 16. Полонский А.К. Лазерная и магнитолазерная терапия достижения, проблемы и перспективы развития // LASER MARKET. 1995. (2-3). С.13–18.

КОНФОКАЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ БИОТКАНЕЙ ЧЕЛОВЕКА С.Б. Бирючинский, В.Б. Карасев, В.Ю. Храмов

В последнее десятилетие особенно эффективно развивается область оптики, связанная с конфокальной микроскопией [1, 2, 3]. Это вызвано разработкой новых схем поляризационных конфокальных микроскопов, разрешающая способность которых может превышать классический дифракционный предел (в некоторых случаях до 1нм в видимой области спектра) и обладающих высоким контрастом полученного изображения объекта [1, 2]. Превышение классического дифракционного предела достигается, в основном, за счет специальных методов расшифровки спектра флуоресценции объекта, предварительно подвергнутого соответствующей химической обработке, и развития методов регистрации при многолучевой интерферометрии. Существенное значение для конфокальной микроскопии имеет совершенствование численных алгоритмов расчета распространения излучения в многокомпонентных рассеивающих средах (см., например, [4]).

В настоящей работе исследуются численные методы для предсказания разрешающей способности и контрастных характеристик конфокального микроскопа применительно к биологическим объектам (зуб, кожа).

Наиболее универсальными методами численного анализа процесса зондирования исследуемого объекта являются лучевые методы, в частности метод Монте-Карло, так как в конфокальной микроскопии информация об изображении получается в основном из законов распространения так называемых баллистических, т.е. не испытывающих акта рассеяния на большой угол на промежутке мишень – фотоприемник фотонов. Если оптические неоднородности среды, в которой находится исследуемый объект, невелики, то разрешающая способность и контрастные характеристики конфокального микроскопа удовлетворительно описываются сочетанием метода Монте-Карло и теорией Гюйгенса-Френеля [3]. В [4] описан способ расчета распространения поляризованного лазерного излучения В рассеивающей среде с двулучепреломляющими элементами, основанный на описании рассеивающей среды тремя параметрами: показателем поглощения μ_a , показателем рассеяния μ_s и фактором анизотропии g. Однако этот метод не позволяет с достаточной точностью определить разрешающую способность конфокального микроскопа, особенно при изучении биологических объектов (кожа или твердые ткани зуба). Это связано с тем, что при прохождении света через многокомпонентные рассеивающие среды, помимо диффузного рассеяния (на большие углы), может происходить узконаправленное рассеяние баллистических фотонов, в результате чего диаметр зоны зондирования может существенно увеличиться. В результате расчетное значение предела разрешения микроскопа оказывается завышенным. Для учета данного явления в настоящей работе предлагается в расчетную модель биологических объектов ввести дополнительный параметр g_b, характеризующий рассеяние баллистических фотонов. В первом приближении выражение для случайного угла рассеяния в баллистических фотонов можно записать следующим образом:

$$tg(\theta) = \frac{1}{\frac{g_b}{\zeta}} - 1 , \qquad (1)$$

где ζ – случайное число, равномерно распределенное на отрезке [0,1]. Отметим, что величина параметра g_b близка к обратному значению среднего угла малоуглового рассеяния баллистических фотонов, задаваемых выражением (1).

Для сравнения численных методов расчета, применяемых в настоящей работе была построена схема, показанная на рис. 1. Диаметр источника света 1 составляет 5 мкм (одномодовое волокно). Данная схема позволяет проводить исследования в

белом свете. Наличие поляризатора и анализатора позволяет исследовать двулучепреломляющие свойства некоторых элементов биотканей.



Рис. 1. Схема поляризационного конфокального микроскопа: 1 – точечный источник света, 2 – коллиматор, 3 – поляризатор, 4 – светоделитель,
5 – высокоапертурный объектив, 6 – исследуемый объект, 7 – анализатор,
8 – объектив фотоприемника, 9 – диафрагма, 10 – фотоприемник

На рис. 2 приведены расчетные радиальные зависимости распределения освещенности в фокальной плоскости конфокального микроскопа при исследовании биологической ткани кожи человека. Длина волны зондирующего пучка составляла 632.8 нм. Из рис. 2 видно, что при описании рассеивающей среды тремя параметрами [4] распределение освещенности (кривая 1) имеет характерный профиль: на фоне распределения, вызванного диффузной компонентой, выделяется четко ограниченный образованный потоком баллистических фотонов. участок, Учет рассеяния баллистических фотонов по формуле (1) приводит к уширению фокального пятна и смазыванию границы между распределениями от диффузных и баллистических фотонов, что и наблюдается в эксперименте (кривая 3). Параметр *g*_b для этого случая был выбран равным 50. Следует отметить, что предлагаемая дополненная четырехпараметрическая модель рассеивающей среды при больших значениях параметра *g*_b переходит в классическую трехпараметрическую.

Как показывают предварительные экспериментальные исследования, в большинстве случаев распределение освещенности в фокальной плоскости микроскопа при зондировании биотканей (особенно это относится к коже человека *in vitro*) имеет вид кривой 2 на рис. 2. При зондировании некоторых рассеивающих сред (например, ногтевая пластина) и для определенного диапазона длин волн (700–1000 нм) наблюдаемые зависимости распределения освещенности в фокальном пятне близки по форме к кривой 1 рис.2 (значение $g_b > 500$). Следует отметить, что значение параметра рассеяния g_b может существенно зависеть не только от вида ткани, но и от длины волны зондирующего пучка.

Результаты предполагаемых в дальнейшем исследований по определению величины *g_b* малоуглового рассеяния в биологической ткани позволят выбрать оптимальные параметры зондирующего пучка конфокального микроскопа в зависимости от оптических характеристик исследуемого объекта.



Рис. 2. Освещенность в фокальной плоскости конфокального микроскопа (гауссовский зондирующий пучок) рассчитанная по методу Монте-Карло для кожи человека: 1 – рассеяние света в среде описывается тремя параметрами (классический метод), 2 – вводится дополнительный параметр, характеризующий рассеяние баллистических фотонов, 3 – экспериментальный

результат

Литература

- 1. Bahlmann, K., S. Jakobs and S. W. Hell (2001). 4Pi-confocal microscopy of live cells // Ultramicroscopy. 2001. Vol. 87. P. 155–164.
- 2. Huse, N., A. Schönle and S. W. Hell. Z-polarized confocal microscopy // J. Biomed. Opt. July 2001. Vol. 6(3). P. 273–276.
- 3. Kak A. C., Malcolm Slaney. Principles of Computerized Tomographic Imaging // IEEE PRESS. 1987.
- 4. Wang L.V., Wang X. Propagation of polarized light in birefringent turbid media: timeresolved simulations // OPTICS EXPRESS. 27 August 2001. Vol. 9. № 5.

МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЭПИДУРАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА В АНЕСТЕЗИОЛОГИЧЕСКОЙ ПРАКТИКЕ С.М. Латыев, Д.В. Шпаков, В.А. Волчков, Э.А. Пуйша, О. Молленхауер

В статье приводится описание существующей техники проведения эпидуральной анестезии. Обсуждаются оптические методы идентификации эпидурального пространства и рассматриваются возможные пути их реализации.

Эпидуральная анестезия занимает одно из ведущих мест в современном анестезиологическом пособии, а в определенных областях хирургии (урология, акушерство и т.д.) в 38% случаев используется как основной вид обезболивания [1]. Эпидуральная анальгезия характеризуется выраженным и длительным обезболиванием при введении лекарственных препаратов в небольших дозах, значительно меньших, чем при иных способах введения, что значительно снижает вероятность развития побочных эффектов данных препаратов [2].

Эпидуральная анестезия включает в себя несколько этапов: пункция эпидурального пространства, установка катетера, введение тест-дозы и основной дозы лекарственных веществ. Стандартные иглы для эпидуральной пункции обычно имеют размер 16-18 G, длину 8 см, короткий скос, изогнутый конец небольшой кривизны (15-30°). Тупой срез и кривизна позволяют проходить кожу, надостистую, межостистую и через желтую связки позвоночника, но препятствуют перфорации твердой мозговой оболочки (ТМО) – игла скорее должна отодвигать ее. Идентификация эпидурального пространства происходит, в основном, с использованием двух методов: методика "утраты сопротивления" И методика "висячей капли". Методика "утраты сопротивления" является наиболее распространенным способом распознавания эпидурального пространства. Проведение иглы через кожу и связки с подсоединенным шприцем, в котором находятся физиологический раствор и пузырек воздуха, ощущается как значительное сопротивление, а пузырек воздуха сжимается при надавливании поршня шприца. Утрата сопротивления и отсутствие компрессии пузырька воздуха свидетельствуют о нахождении конца иглы в эпидуральном пространстве. При применении методики "висячей капли" к павильону пункционной иглы подвешивают каплю изотонического раствора хлорида натрия. Пока игла продвигается через плотные связки, капля не смещается. После пункции желтой связки и попадания в эпидуральное пространство "висячая капля" исчезает в просвете иглы воздействием отрицательного давления. Однако, если игла окажется пол обтурированной, то капля не будет втягиваться из павильона в просвет иглы, и ее будут продвигать вперед вплоть до того момента, пока истечение спинномозговой жидкости не засвидетельствует перфорацию ТМО [3]. Другие методы идентификации эпидурального пространства (добавление индикатора к физиологическому раствору натрия хлорида; использование U-образной трубки, заполненной физиологическим раствором натрия хлорида, присоединенной к павильону пункционной иглы и пр.) не получили широкого распространения из-за трудоемкости и малой информативности.

Пункции ТМО относятся к наиболее частым осложнениям эпидуральной блокады, которое может встречаться в пределах от 0,9 до 12%. Опыт анестезиолога, владение мануальными навыками являются основной причиной такого широкого разброса. Сообщалось, что на первые 50–100 блокад частота случайной пункции может превышать 10%, тогда как в серии более 200 блокад она снижается до 1–2%. Тем не менее, даже в руках многоопытных специалистов, при соблюдении протокола и атравматичности пункции, перфорация dura mater может иметь место в 0,6–0,8% случаев [4].

Основные работы по изучению эпидурального пространства находятся в области эндоскопической нейрохирургии. В 1942 г. в журнале "Surgery" J.L. Pool опубликовал работу "Myeloscopy: Intraspinal Endoscopy", в которой описал технику спинальной эндоскопии при различной патологии позвоночника и спинного мозга. В 1974 г. Olinger и Ohlhaber разработали тонкий фиброэндоскоп, вводимый через эпидуральную иглу большого размера [5]. Хирургическая техника, даже при применении минимальноинвазивных технологий, предполагает размер операционного доступа 30 мм и более. анестезиологической практики актуально Лля клинической созлание рутинных малотравматичных, эффективных методик идентификации И по эпидурального пространства использованием современных оптических с (телекоммуникационных) технологий.

Возможны несколько подобных методов идентификации положения конца иглы в эпидуральном пространстве. Один из них может быть основан на переводе субъективных тактильных ощущений пальцев руки врача при манипуляции в измеряемые усилия на корпусе шприца и его поршня. Измерения производятся с помощью эталонных пружин и преобразователей линейных перемещений корпуса и поршня в электрические сигналы. Преобразователи могут быть основаны на фотоэлектрическом, емкостном, индуктивном и других принципах.

Функциональная схема устройства для измерения усилий на поршне и корпусе шприца с фотоэлектрическим преобразователем на основе позиционночувствительного приемника "Мультискан" [6, 7] представлена на рис.1.



Рис. 1. Функциональная схема устройства на основе фотоприемника "Мультискан": 1 – игла; 2 – корпус шприца; 3, 4 – пружины корпуса; 5, 6 – позиционно-чувствительные приемники; 7 – поршень; 8, 9 – светодиоды.

Усилия (F) на корпусе и поршне шприца здесь преобразуются в аналоговое электрическое напряжение (V), фиксируемое с помощью цифрового вольтметра, по следующей зависимости.

$$F = \frac{k \cdot l_0}{U_0} \cdot V ,$$

где k – калибровочный коэффициент пружины, l_0 – длина чувствительной площадки мультискана, U_0 – опорное напряжение.

Данное устройство позволяет врачу точнее определять изменение усилий на шприце и более уверенно осуществлять пункцию эпидурального пространства. Однако теоретические и некоторые экспериментальные исследования показали, что метод обладает рядом технических и методических недостатков, что не позволяет считать его достаточно эффективным.

Другие, разработанные нами, способы верификации эпидурального пространства основаны на волоконно-оптических методах. Так как эпидуральные иглы, применяемые для операций, имеют отверстия диаметром примерно 1 мм, то в них может быть помещен волоконно-оптический жгут (соответствующего диаметра), полированный
конец которого совпадает с концом иглы и имеет форму среза. По этому световоду оптическое излучение подводится к концу иглы, а отраженный свет возвращается обратно для идентификации расположения конца иглы.

Способы идентификации могут быть различны. Наиболее "наглядный" – получение изображения тканей, прилегающих к концу иглы. Функциональная схема подобного устройства изображена на рис. 2.



Рис. 2. Функциональная схема устройства на основе ПЗС-матрицы: 1 – игла, 2 – световод, 3 – корпус, 4 – источник света (светодиод), 5 – конденсор, 6 – светоделительное зеркало, 7 – проекционный объектив, 8 – матрица ПЗС, 9 – телевизионный монитор

О достижении конца иглы эпидурального пространства врач может судить по структуре и цвету изображения субстрата, прилегающего к торцу световодов.

Следующий способ основан на анализе интенсивности пучка лучей определенной длины волны, отраженного от тканей. Так как коэффициенты поглощения и отражения света субстратами отличаются, то по изменению величин сигналов с фотоприемника можно судить о положении конца иглы.

Функциональная схема подобного устройства представлена на рис.3.



Рис. 3. Функциональная схема устройства с управляемыми светодиодами: 4 – управляемые светодиоды с различными длинами волн, 8 – светофильтр, 9 – фотоприемник, 10 – контроллер, 11 – дисплей

Еще один способ основан на спектральном анализе отраженного пучка лучей с помощью спектрофотометра (рис. 4).

Здесь световод 2 имеет разделитель 4, по одному жгуту (5) которого производится подсветка, а по другому (6) отраженное излучение попадает в спектрофотометр 7. Результаты измерений обрабатываются с помощью компьютерной программы и поступают в виде графиков на дисплей 8.



Рис. 4. Функциональная схема устройства с разветвителем световода

Планируемые подробные исследования перечисленных выше оптических способов определения эпидурального пространства позволят выбрать из них наиболее эффективный и ответить на ряд важных вопросов. К последним относятся, например, такие, как целесообразность изготовления одноразовых световодов; способы стерилизации устройства; эргономика метода и т.п.

Литература

- 1. Волчков В.А., Аль-Шукри С.Х., Красногоров В.А. // Актуальные проблемы анестезиологии, реаниматологии и интенсивной терапии: Материалы научной конференции. СПб., 2000. С.19-21
- 2. Игнатов Ю.Д., Зайцев А.А., Михайлович В.А., Страшнов В.И. Адренергическая анальгезия. СПб., 1994. С.87.
- Морган мл. Д.Э., Мэгид С. Михаил. Клиническая анестезиология. М., СПб., 1998. С. 303–304.
- 4. Светлов В.А., Козлов С.П. Опасности и осложнения центральных сегментарных блокад //Анестезиология и реаниматология. 2000. №5. С.86.
- 5. Щербук Ю.А., Щербук А.Ю., Глазков Р.В., Петров А.Л.// Мат. 6-го Межд. симп. "Современные минимально-инвазивные технологии". СПб., 2001.
- Берковская К.Ф. и др. // Журнал технической физики. 1983. № 10. Т.53. С. 2015–2024.
- 7. Латыев С.М., Дич Л.З., Куликов С.О. Применение приемника "Мультискан" в приборах для измерения геометрических параметров // Оптический журнал. 2000. № 4. С. 38–42.

СКАНИРУЮЩИЕ ЛАЗЕРНЫЕ УСТАНОВКИ В МЕДИЦИНЕ Е.В. Шалобаев, Г.Н. Юркова, В.Т. Ефименко, А.В. Ефименко, Н.В. Леонтьева

В работе представлены достижения отечественного медицинского приборостроения в производстве сканирующих лазерных стимуляторов для профилактики и терапевтического лечения.

Более 30 лет лазерная терапия изучает влияние низкоинтенсивного излучения на течение различных заболеваний у человека. В результате появилось достаточно большое число методик лечения и профилактики рецидивов различных заболеваний. Создано большое число типов лазерных аппаратов, например "Муравей", "Мотылек", "Мустанг".

В последние годы, благодаря совершенствованию аппаратуры для проведения лазеротерапии, появилось много приборов, обеспечивающих различные варианты доставки излучения [1]. Среди них особого внимания заслуживают сканирующие устройства [2, 3], имеющие низкоэнергетические источники лазерного излучения красного (670 нм) и инфракрасного (830 нм) диапазонов, которые предназначены для бесконтактного воздействия на патологически измененные ткани для получения лечебного эффекта и проведения медико-биологических исследований [4–5].

Обычно лазерное излучение расфокусируют для получения пятна. соответствующего облучаемой зоне. Это вызвано тем, что в большинстве случаев нерасфокусированный луч имеет достаточно высокую плотность мощности, что при терапии биологических тканей нежелательно. Однако при расфокусировке обязательно возникает неравномерность распределения по площади, а плотность излучения снижается. Расфокусировка обеспечивает получение пятна излучения в форме круга, другие фигуры можно получить только с помощью специальной сетки, использование которой также снижает полезную мощность установки. Кроме того, задача расчета терапевтической дозы излучения при таком способе доставки излучения является достаточно сложной.

Метод сканирующей лазеротерапии позволяет избавиться от перечисленных выше недостатков и сложностей. Особенность метода заключается в бесконтактном воздействии сфокусированным лазерным лучом без потери мощности на поверхности кожи с различной частотой сканирования. Режим сканирования позволяет обработать зону любой конфигурации сфокусированным лучом и равномерно воздействовать дозированным излучением на каждую точку пораженной поверхности.

Воздействие на большие поверхности сфокусированным лучом обеспечивает передачу энергии тканям за более короткое время по сравнению с облучением аналогичной пораженной поверхности расфокусированным лазерным лучом, так как за счет перемещения луча создаются условия для последовательного периодического воздействия и равномерного распределения энергии излучения в зоне обрабатываемой поверхности, что позволяет получить лечебный эффект.

Существенным в этом случае является тот факт, что при непрерывном излучении лазера создается импульсный режим облучения за счет пространственного перемещения луча для каждой отдельной точки поверхности. Это обеспечивает благоприятный режим лечения, так как импульсный режим не дает возможности облучаемой клетке адаптироваться к излучению.

Благодаря сканирующему устройству можно подобрать форму сканирования в соответствии с площадью и состоянием поверхности подлежащей лечению, т.е. проводить лечение пациентов по индивидуальной программе.

В установках применяются сканеры, представляющие собой оптикомеханические дефлекторы – двухкоординатные электромагнитные устройства управления лазерном лучом в пространстве.

Режим сканирования устанавливается путем выбора необходимого поля сканирования с возможностью плавного изменения его геометрических параметров по обеим координатам или по каждой в отдельности, в зависимости от размеров и формы облучаемой поверхности.

Поля сканирования могут быть различными и задаются в соответствии с патологическим процессом, имеющимся у больного, и формой облучаемой поверхности. Применение ряда простейших кадров (точка или отрезок) возможно с изменением частотного режима. При использовании более сложных кадров применяют амплитудную модуляцию фигур сканирования, что позволяет воздействовать на каждую точку облучаемой поверхности с определенной частотой, которая накладывается на частоту сканирования. Например, из неподвижной окружности можно получить спираль Архимеда, а из овала Кассиани – комбинацию спирали Архимеда и вращающейся окружности с преобразованием в точку и с возвратом в исходной конфигурации. Горизонтальные и вертикальные "очки" Лемниската можно преобразовать в точки, а последние возвратить к первоначальным фигурам. Из фигуры Лиссажу при включении фазового вращения и модуляции можно получить точку, которую затем превратить в исходную фигуру.

Необходимая конфигурация сканирования задается путем фазового вращения базовых фигур с возможностью остановки в требуемой фазе. Предусмотрено изменение частоты сканирования от 0 до 100 гц.

Для повышения стимулирующего эффекта применяют режим амплитудной модуляции фигур сканирования в точку от заданного или до заданного параметра и исключение облучения определенной зоны с возможностью дискретного изменения частоты модуляции, т.е. применяемая модуляция позволяет воздействовать с определенной частотой на каждую точку, заключенную внутри фигур сканирования.

Помимо непрерывного режима излучения лазера, в установке предусмотрен импульсный режим работы с изменением длительности импульсов и скважности. Максимальная частота следования импульсов – 50 Гц, а максимальное отношение длительности импульса к задержке 1:100. Максимальное расстояние от среза сканирующего устройства до обучаемой поверхности кожи – 1 м.

При уменьшении амплитуды сканирования, т.е. размеров соответствующих кадров, доля энергетической экспозиции для каждой точки облучаемой поверхности увеличивается. Расчет терапевтической дозы лазерного облучения для индивидуально подобранных кадров проводят по формуле [1]

$$H = \frac{P[90 - \arcsin(1 - D/L)]}{180 \ fS},$$

где P – мощность источника лазерного излучения; D – диаметр лазерного пятна; L – геометрический размер фигуры; f – суммарная частота сканирования; S – площадь фигуры.

Блок управления аппарата предназначен для выработки управляющих сигналов, поступающих на оптико-механический дефлектор и в блок излучателя, в соответствии с программой, которая задается с пульта управления. В блоке управления используются два вида памяти: постоянная (ПЗУ) и оперативная (ОЗУ). В ПЗУ находятся 10 наиболее часто используемых кадров (из около 100 разработанных), которые можно модифицировать. Управление параметрами сканирования и лазерного излучения осуществляется так же с помощью пульта управления.

Таблица 1. Технические характеристики сканеров

Характеристика	СЛСФ-01.20К	СЛСО-02П/ПК
	(СЛСФ-03.2ИК)	
Мощность лазерного излучения, мВт	18 ±3 (020, плавно	0,81
	регулируемая)	
Длина волны, нм	632 ^{*)} (830)	670
Частота сканирования, Гц	0100	0100
Амплитуда сканирования на	200	200
расстоянии 1м от дефлектора, мм		
Диапазон автоматической установки	03599	03599
время проведения процедуры, с.		
Потребляемая мощность, Вт	50	50
Диаметр луча, мм	1	1

*)Вариант - полупроводниковый излучатель с длиной волны 670 нм.

Возможна установка прибора СЛСФ-01.20К на УЛФ-01 "Ягода" заказчика.

В работе [5] показано, что сканирующая лазеротерапия, как и другие методики лазеротерапии, в клинической практике может использоваться как самостоятельный метод лечения, а также при комплексном лечении в сочетании с лекарственными препаратами и методами эфферентной терапии (т.е. терапии, при которой импульсы передаются от нервных окончаний к рабочим органам). Лазерное облучение можно сочетать с физиотерапевтическими процедурами, массажем, лечебной физкультурой.

В клинической практике комплексный подход к лечению пациентов с использованием различных физических факторов осуществляют в двух вариантах – в сочетанном и в комбинированном. Первый представляет собой одновременное воздействие двух и более физических факторов на пораженную область тела пациента, например, магнито-лазерная терапия, лекарственный фотофорез. Используют и сочетанное воздействие лазерного излучения в красной и инфракрасной областях спектра. Второй представляет собой последовательное (разнесенное во времени) воздействие лечебными физическими факторами, которые применяют в один день, разные дни или курсами.

Сканирующая лазеротерапия применяется при лечении патологий – сердечнососудистых [6], бронхолегочных, нервной системы, желудочно-кишечного тракта, мочеполовой системы, заболеваний ЛОР-органов, стоматологических.

В последние годы многочисленные исследования сузили круг противопоказаний к лазеротерапии следующими заболеваниями: злокачественные и доброкачественные быстро прогрессирующие новообразования, болезни крови опухолевого генеза, кровотечения или наклонность к ним, индивидуальная непереносимость лагерного излучения.

С 1992 г. научно-производственная организация "СкаЛа" (Санкт-Петербург, г. Ломоносов) является единственным отечественным серийным производителем лазерных сканирующих физиотерапевтических и офтальмологических стимуляторов, предназначенных для бесконтактного воздействия низкоэнергетическим лазерным излучением красного и инфракрасного диапазонов на различные биологические структуры человека для терапевтического лечения широкого спектра заболеваний.

Выпущено более 500 установок, которые хорошо зарекомендовали себя во многих известных медицинских учреждениях России – в Центре лазерной медицины СПбГМУ им. акад. И.П. Павлова, в Центральном военно-клиническом госпитале им. акад. А.А. Вишневского (Москва), в Центральном военном санатории (г. Кисловодск), в НИИ им. А.Л. Поленова.

НПО "СкаЛа" имеет разрешительные документы от Министерства здравоохранения и медицинской промышленности РФ, а установки - сертификаты соответствия Госстандарта РФ.

В государственный реестр медицинских методик РФ внесена методика, базирующаяся на приборы фирмы "СкаЛа" [7]. Однако указанные методики не учитывают индивидуальные особенностей как пациента, так и медперсонала. В связи с этим ведутся интенсивные работы по созданию биоуправления разработанными приборами на основе обратной связи по многоканальному принципу [8–10].

Перспективным направлением в развитии сканирующей лазеротерапии является использование ее в режиме диагностики для выяснения индивидуальных особенностей пациента.

Литература

- 1. Илларионов В.Е. Основы лазерной терапии. М.: Инотех-Прогресс, 1992. 123с.
- 2. Шалобаев Е.В., Ефименко В.Т., Юркова Г.Н. Сканирующие лазерные стимуляторы // Сб.: Электроника, информатика и управление. Владимир: ВГУ, 2001. С.179-181.
- 3. Шалобаев Е.В., Юркова Г.Н., Ефименко В.Т., Ефименко А.В. Лазерные стимуляторы // Датчики и системы. 2001. № 8. С.63–64.
- 4. Ефименко В.Т., Шалобаев Е.В., Ефименко А.В., Юркова Г.Н. Сканирующие лазерные датчики в системе лечения и диагностики заболеваний // Датчики и системы. 2001. № 11. С.47–49.
- 5. Леонтьева Н.В., Ефименко В.Т., Ефименко А.В. К вопросу о возможности использования метода сканирующей лазеротерапии в клинической практике // Сб.: Актуальные проблемы лазерной терапии / Под ред. Н.Н.Петрищева. СПб.: ГМУ, 2001. С.207–219.
- Леонтьева Н.В. Применение сканирующей лазеротерапии в лечении больных с клиническими проявлениями атеросклероза / Под ред. Н.Н.Петрищева. СПб: ГМУ, 2001. 31с.
- 7. Государственный реестр новых медицинских технологий / С.Б.Ткаченко и др. М., 2001. 350с.
- 8. Тимофеев Б.П., Шалобаев Е.В., Ефименко В.Т. и др. Адаптируемая биотехническая диагностическая система // Тез. докл. науч.-техн. конф. В 2-х ч. Ч.2. СПб: ИТМО, 2000. С.49.
- Тимофеев Б.П., Шалобаев Е.В., Млокосевич С.Ю. и др. Биотехнические системы // Тез. докл. Рос. науч.-практ. конф.: Оптика и научное приборостроение. СПб.: ИТМО, 2000. С.64.
- 10. Шалобаев Е.В., Юркова Г.Н., Ефименко В.Т. и др. Управление в биотехнической системе // Сб.: Управление в технических системах. Ковров: КГТА, 2000. С.89–91.

ЦВЕТОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ЧЕЛОВЕКА М.С. Казакевич

О том, что люди специфически реагируют на цвета, было известно давно. Рассмотрим цветовое воздействие с точки зрения психологии и физиологии. Физиологический механизм этого в настоящее время выяснен только частично. Однако известно, что воздействие цвета зависит от количества цвета, качества цвета, времени воздействия, типа нервной системы (существуют три сильных типа и один слабый), возраста, пола и других факторов. Непосредственным физиологическим действием на весь организм человека объясняются явления, вызываемые красным и синим цветами, в особенности при максимальной их насыщенности.

Бехер доказал, что от глаза к промежуточному мозгу ведет вегетативная нервная система, управляющая цветовым раздражением. Промежуточный мозг через гипофиз и нервную систему регулирует взаимодействие органов. Если регуляция настроена на ускорение и повышение функциональной способности, то состояние возбуждения соответствует частоте колебаний оранжево-красного цвета. Если вегетативная нервная система настроена на замедление, успокоение и отдых, то ей соответствует темносиний цвет. Цветовое воздействие не ограничивается только органом зрения – глазом, оно влияет и на другие органы чувств – на вкус, слух, осязание, обоняние, силовые мышечные усилия. Велика роль цвета и света в процессах регулирования жизненных функций человека. Изменение светового режима отражается на реактивной способности коры головного мозга, влияет на иммунные и аллергические реакции. Психологи и психиатры на основании предпочтения или любви людей к определенному цвету определяют характер человека, его склонности, склад его ума, психики и даже состояние здоровья.

Многие люди, склонные к возбуждению и не выдерживающие его в течение продолжительного времени, предпочитают темно-синий цвет. Они ищут покоя, разрядки и отдыха. Тот, кто отклоняет какой-либо основной цвет как несимпатичный, испытывает страх не перед красящим веществом, а перед действием, оказываемым этим цветом на его чувства, например, возбуждением при красном цвете.

Х. Вольфарт провел следующий эксперимент. Он показал своим студентам на несколько минут оранжево-красный цвет. До и после эксперимента он измерил пульс, давление крови и частоту дыхания. Произошло то, что и ожидалось: после рассматривания оранжево-красного цвета эти вегетативные функции повысились. Оранжевый и красный цвета также возбуждали и слуховой центр мозга, что вызывало кажущееся увеличение громкости шумов. На темно-синий цвет нервная система студентов реагировала обратным образом – наступало успокоение: пульс становился спокойнее, давление крови снижалось, а дыхание замедлялось. Кроме того, красный цвет возбуждает двигательные функции человеческого тела, усиливает эмоциональные ощущения. Темно-синий вызывает безмятежный покой. При его рассматривании наступает вегетативное успокоение. При заболевании и переутомлении потребность в синем цвете повышается. Повышается также восприимчивость и готовность к боли. Зеленый и синий ослабляют возбуждение слухового центра, т.е. как бы ослабляют или компенсируют громкость шумов. Красный, желтый, оранжевый цвета являются цветами экстраверсии, т.е. импульса, обращенного наружу; группа синего, фиолетового, зеленого – напротив, пассивной интроверсии и импульсов, обращенных внутрь.

Психологический аспект цвета состоит в том, что, оказывая влияние на общее психологическое состояние человека, он может вызывать различное настроение. Цвета дают волю определенным чувствам, в то время как другие они ограничивают. Цвет может вызвать у вас приятные воспоминания о наиболее счастливых минутах жизни, и

наоборот, так же, как и звуки музыки, определенный цвет может напомнить о чем-то грустном, тягостном, о страдании, об ушедшей любви. Эти ощущения, связанные с цветом, носят названия цветовых ассоциаций. Их образование и закрепление в нашем сознании тождественно процессу образования и закрепления в коре больших полушарий условных рефлексов. То, как мы воспринимаем цвета, зависит как от самих цветов, их чистоты, яркости, насыщенности, так и от особенностей нашего восприятия. Кроме того, цвет может вызывать ощущения сухости (например, желто-коричневый), влажности (зеленовато-синий), казаться теплым, кричащим, тяжелым или легким. Это действие цветов вызвано возбуждением одного органа чувств при раздражении другого, т.е. синестезией, которое нельзя объяснить ассоциациями. Далее рассмотрим психологическое влияние каждого из цветов в отдельности.

Красный цвет – это раздражение. Чем более в сторону желтого он сдвигается, тем сильнее раздражение переходит в возбуждение. Коричнево-красный цвет возникает при подмешивании темной краски к оранжевой. Темный цвет – это спокойствие. Темнокрасный – это успокоение раздражения. При подмешивании красок психологическое воздействие основного цвета может существенно меняться. Если красный – это раздражение, то коричнево-красный означает перемирие и спокойствие. Коричнево-красный успокаивает, это мир без раздоров. Но при повышенном предпочтении этого цвета врач констатирует у пациента переутомление и истощение.

Синий цвет отражает физиологическую и психическую потребность, а именно покой. Склонность синего цвета к глубине столь велика, что он становится интенсивнее именно в глубоких тонах. Как в красном цвете синеватые или коричневатые оттенки не меняют его основного значения, а только сильно видоизменяются в пределах этого значения, так и зелено-синий при отклонении его к чистому темно-синему или красно-синему частично приобретает противоположное значение. Тем не менее, основное значение остается: любой синий передает сферу душевности.

Конечная цель красного, импульса к переживанию и завоеванию – успокоение в удовлетворении. Красный находит свое разрешение в синем. Синий – мирный и расслабленный покой – имеет целью восстановление, накопление сил для глубоких переживаний и действенных завоеваний. Синий находит свое смысловое разрешение в красном. Оба пути ведут к единению. Красный путь достигает отождествления через боевое завоевание. Синий стремится к отождествлению через самопожертвование. Красный путь – мужской, патриархальный, синий – женский, матриархальный. Мужской красный и женский синий сливаются в фиолетовый. 75 % детей до наступления половой зрелости, в возрасте с недифференцированными половыми признаками, предпочитают фиолетовый цвет. Среди умственно отсталых детей его выбирает 85 %. Цвету, не отделяющему мужского красного от женского синего, часто отдают предпочтение гомосексуалисты. По средним статистическим данным, фиолетовый цвет предпочитают также беременные женщины, однако сразу после родов либо совершенно отвергается, либо избирается этот цвет на основании индивидуального вкуса.

Красный и синий, мужской и женский, активный и пассивный – эти две противоположности в фиолетовом уничтожаются. Фиолетовый – это гармония противоречий. Колебания между красным и синим, между импульсивным желанием и осмотрительной восприимчивостью дают другое значение фиолетового цвета, а именно – чувствительность. Таким образом, в целом фиолетовый цвет выражает чувственное отождествление, которое часто стоит на грани инфантильности и определяется как внушаемость.

Синий как противоположное движение тормозит желтый. В конце концов, при дальнейшем добавлении синего, оба противоположных движения взаимно уничтожаются, и возникает полный покой, неподвижность. Это – зеленый цвет. В

зеленом заложена жизненная возможность, которая совершенно отсутствует в сером. Абсолютный зеленый – самый спокойный цвет из всех существующих. Это неподвижный, самодовольный, ограниченный в пространстве элемент. Зеленый статичен и абсолютно консервативен. Он не обладает действующей наружу кинетической энергией, а содержит заключенную в себе потенциальную энергию. Но эта "заряженная" энергия не покоится в прямом смысле слова, а отражает внутреннее напряженное состояние и не выходит наружу. Это постоянное отсутствие движения благотворно действует на утомленных людей, но может и прискучить со временем. Зеленый цвет как состояние внутреннего напряжениявыражает отношение человека к самому себе.

Чем больше добавляется к зеленому затемняющего синего, тем сильнее, "холоднее", напряженнее, строже и устойчивее психологическое воздействие цвета. Сине-зеленый приглушает жизненные функции, зелено-голубой приглушает двигательные функции человеческого тела. Чем больше добавляется осветляющего, растворяющего желтого, тем легче, теплее, расслабленнее, мягче и гармоничнее действует зеленый. Светлый сине-зеленый, или бирюзовый – самый холодный из всех цветов. По этой причине его наиболее целесообразно использовать там, где необходимо оптически создать освежающую прохладу. Он желателен в жарких странах, в горячих заводских цехах, в помещениях с удушливым и тяжелым запахом.

Желтый цвет воспринимается нами светлым, сверкающим, легким, согревающим. Этот цвет наиболее близок к дневному свету, так как он, конечно после белого, лучше всего отражает падающий свет. В своей внешней чистоте он всегда несет в себе природу светлого, ему присущи радость, бодрость, нежное возбуждение. Из практики известно, что желтый производит очень теплое впечатление. С другой стороны, желтый беспокоит человека, возбуждает его и отражает характер выраженной в этом цвете силы, которая, в конце концов, становится дерзкой и навязчивой. Это свойство желтого может достичь невыносимой для глаза силы.

Желтый цвет с психологической точки зрения представляет собой изменение и снятие напряжения посредством раздражающего действия. Желтый – основной цвет. Он выражает основную психическую потребность – раскрыться. Желтый цвет выбирают люди, которые ищут изменившихся, освобождающих отношений, чтобы разрядить напряжение и иметь возможность раскрыться, достичь желаемого. Они надеются на разрядку с помощью освобождения от нагрузки или связи, угнетающей их как зависимость. Беременные, которых тренируют на "безбоязненные роды", по статистическим данным, как правило, выбирают желтый цвет. Им нужны напряжение ожидания и раздражитель надежды, чтобы не погрузиться в разочарованное, депрессивное расслабление.

Промежуточный серый не является ни цветным, ни светлым, ни темным. Он не вызывает никакого возбуждения и свободен от какой-либо психической тенденции. При сильном переутомлении защитной реакцией часто служит склонность к серому цвету. То же наблюдается и во время экспертизы, когда не желают давать возможность изучить себя.

Темно-серый цвет воздействует (как и темно-синий) спокойно, полно и тяжело. Возбуждение в этом случае приглушено или заторможено, но это еще не застой. Серый (как и другие ахроматические цвета) повышает интенсивность и усиливает действие любого находящегося рядом хроматического цвета.

По сравнению со всеми серыми тонами белый цвет характеризуются завершенностью, как конечный пункт яркости, а черный – как конечный пункт темноты. Опыт показывает, что не более 1,4 % взрослых выбирают из числа ахроматических цветов белый или черный. Большей частью эти цвета выбираются людьми, находящимися под сильным психическим давлением с кризисным

обострением: например, психически и нервнобольными, а также детьми в период полового созревания или пребывания в больнице. Белый цвет является выражением разрешения, бегства и освобождения от всякого сопротивления. Черный выражает застой, защиту от возбуждающих влияний и вытеснение их.

Психологическое воздействие на человека оказывают не только отдельные цвета, но и цветовые сочетания. И здесь очень большое значение имеет расположение цветов в пространстве. Психофизиологическое воздействие цвета в значительной степени зависит от большей или меньшей насыщенности цвета, размера цветового пятна, расстояния и направления, откуда воздействует цвет. Цвет, расположенный по вертикали, воспринимается легким, по диагонали – динамичным, по горизонтали – устойчивым. Напряжение цвета внизу делает композицию естественной и устойчивой, вверху – неестественной, давящей, с какого-либо краю – неустойчивой. Концентрация активного цвета в правом верхнем углу активизирует композицию, все увеличивается в размере. Напротив же, в левом нижнем – создает иллюзию пассивности и зрительного сжатия, движения назад. Цвет, представленный кругом, увеличивает плоскость и создает движение вперед. Впечатление усиливается, если это желтый, красный или оранжевый круг. Квадрат, окрашенный в холодные тона, наоборот, создает впечатление вогнутости и сжатия. Если мы хотим, чтобы по силе воздействия обе декоративные одинаковы. необходимо изменить соотношения формы были окрашенных поверхностей. Если на какой-либо поверхности внизу расположены темные цвета, а наверху – светлые, то такое решение производит стабильное впечатление. Если расположить их наоборот – будет впечатление неустойчивости.

Применение конкретного цвета для искусственного создания какого-либо настроения затруднительно, так как у разных людей одни и те же цвета вызывают различные настроения, а порой даже прямо противоположные, хотя можно наблюдать общие тенденции. Следует также отметить, что проблема физиологического восприятия цвета мало изучена и служит объектом для дальнейших исследований.

ЛЮМИНОФОРЫ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ КОНСТРУИРОВАНИИ ХУДОЖЕСТВЕННЫХ ОБРАЗОВ М.С. Казакевич, В.А. Трофимов

Развитие техники и возрастающие потребности общества определяют все более широкое применение различного рода светотехнических устройств. Использование люминофоров при построении таких устройств открывает новые возможности. Действительно, известны вещества, которые обладают свойством излучать световую энергию под действием внешнего возбуждения. Яркость свечения и его спектральный состав зависят от материала люминофора, материала матрицы, в которую он внедрен, характера возбуждения и т. п. Перечень люминофоров, пригодных для использования различного рода художественных применений, весьма широк и продолжает увеличиваться. Особый интерес представляют фотолюминофоры на органической основе. Они позволяют наблюдать интенсивное свечение в широком спектральном диапазоне при возбуждении их ультрафиолетовым излучением.

В рамках освоения курса "Цветовая пространственная композиция" специализации "Оптика светового дизайна" были проведены исследования возможности использования фотолюминофоров для акцентирования характера художественного образа при построении пространственной композиции.

В результате экспериментов было выявлено, что при создании объемных светящихся объектов (например, светящегося куба или шара) равномерно окрашенные люминесцентной краской грани куба или равномерно окрашенная поверхность сферы будут восприниматься так, как будто они расположены на плоской поверхности; другими словами, объемная фигура будет казаться плоской. Этот обстоятельство можно объяснить следующим образом. При обычном свете мы видим глубину пространства за счет бликов, теней и светотеней, а также оценивая вертикальные размеры предметов на разных расстояниях. А при наблюдении люминесцирующих поверхностей объекта каждая его точка излучает одинаковое количество света. Это равносильно наблюдению плоской поверхности, например, листа бумаги, лежащего на столе, расположенного прямо под источником дневного света. Тот же эффект наблюдается, если куб или другая объемная фигура состоит из одних только ребер, образующих сквозной объем: равномерная окраска ребер уничтожит его. Даже избирательное окрашивание, например, углов или частей граней, не исправит положение.

Существует несколько способов сохранения объема. Например, можно частично затемнить определенные участки так, чтобы создалось естественное и привычное впечатление видения объекта. Другими словами, плавный переход насыщенности цвета предмета должен стать таким, каким мы его видим при дневном освещении. Также возможно использование динамики. С помощью достаточно простых механизмов можно заставить предмет вращаться или слегка покачиваться (поступательное движение результата не даст).

Также было выявлено, что кажущийся объем можно наблюдать, если на белую бумагу, например, для копировальных работ (некоторые сорта бумаги флюоресцируют – наблюдается голубоватое свечение), нанести несколько пересекающихся линий теплых тонов, например, красных и желтых. При этом создается впечатление, что фон и линии располагаются в разных плоскостях.

На основе анализа проведенных исследований было создано некоторое эксклюзивное пространство, в котором привычные зрителю законы взаимоотношений объектов нарушались, так как отсутствовали зрительные признаки того, что стена есть стена, пол – пол, а потолок – потолок. Для достижения полученного эффекта были выполнены условия, при которых флюоресцирующие вещества, при их облучении

ультрафиолетом, давали максимально яркое свечение. В качестве фона использовались высоким показателем материалы, обладающие поглощения, а источники ультрафиолетового излучения были скрыты от зрителя. Пол дополнительно покрывался прозрачным полиэтиленом, предохраняющим находящийся под ним рисунок. Внутрь объема были помещены подвешенные на черных нитях и леске объемные фигуры из бумаги, плотного полиэтилена, папье-маше и других материалов. Часть элементов композиции была поставлена на задрапированный пьедестал. Таким образом достигался эффект повисания объектов в пространстве без какой-либо поддержки. В композицию также входила инсталляция, основу которой представлял металлический каркас с наклеенными на него черно-белыми фотографиями. Лазерное сканирующее устройство акцентировало внимание зрителей на центре общей пространственной композиции.

Апробация этой композиции состоялась в выставочном зале Союза художников на традиционной выставке "Стена". На ней был представлен "UV-ART-объект", разработанный при содействии СПб ГХПА (кафедра монументальной живописи) и СПб ГИТМО (кафедра твердотельной оптоэлектроники). При этом следует отметить живой интерес к технике исполнения данной работы, проявившийся в многочисленных вопросах и предложениях к сотрудничеству.

В порядке объективной оценки результата выполненной работы целесообразно отметить, что из-за сильного контраста ярко светящихся объектов с темным фоном быстро наступает зрительное утомление, поэтому при оформлении интерьеров, в которых используются ультрафиолетовые излучатели, желательно снизить контраст до оптимального уровня, обеспечивающего комфорт восприятия.

Следует также отметить, что при создании рисунков с помощью люминесцирующих красок для достижения наилучшего эффекта необходимо изначально работать при ультрафиолетовом освещении, так как в процессе еще незаконченной работы можно выявить ошибки и сразу их исправить. Для "висящих" в воздухе объектов необходима их полная изоляция от излучения видимого диапазона.

При создании объемно-пространственных композиций не нужно стремиться занять объектами весь объем, для гармонии достаточно одного-двух предметов, правильно расположенных друг относительно друга.

Опыт разработки пространственной композиции художественного образа с использованием фотолюминофоров подтвердил высокие возможности такого рода техники. Правильное использование этих красителей в сочетании с традиционными приемами позволяет в значительной степени усилить эмоциональное воздействие и создать особую атмосферу при оформлении интерьеров, а также акцентировать информационное содержание рекламных объектов.

НАШИ АВТОРЫ

Азаренков Алексей Николаевич – генеральный директор ЗАО "Премьер Технолоджи".

Алгаер Варвара Витальевна – аспирант кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения.

Алексеева Вера Алексеевна – научный сотрудник ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова.

Андреев Лев Николаевич – доктор техн. наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики.

Андреева Ольга Владимировна – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., начальник лаборатории ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова.

Белашенков Николай Романович – канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Беликов Андрей Вячеславович – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики; e-mail: meddv@itcs.spb.ru

Белякова Марина Владимировна – студентка 6 курса (кафедра прикладной и компьютерной оптики).

Бирючинский Сергей Борисович – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Васильев Андрей Борисович – ст. преподаватель кафедры электроники.

Вейко Вадим Павлович – доктор техн. наук, профессор, заведующий кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения.

Веселовский Андрей Борисович – канд. техн. наук, ст. науч. сотр., зам. начальника отделения лазерной физики, техники и медицины кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Власова Елена Николаевна – научный сотрудник ИВС РАН.

Волковыский Борис Владимирович – аспирант кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения.

Волчек Борис Захарович – канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр. ИВС РАН.

Волчков Владимир Анатольевич – канд. мед. наук, доцент кафедры анестезиологии, реаниматологии и интенсивной терапии СПбГМУ им. акад. И.П. Павлова.

Гагарский Сергей Валерьевич – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики, e-mail: s_gagarski@fromru.com

Гнатюк Петр Анастасьевич – научный сотрудник кафедры электроники, e-mail: gnatyuk@mail.ru

Гордеев Дмитрий Михайлович – канд. техн. наук, сотрудник ЗАО "Премьер Технолоджи"

Гримм Вячеслав Антонович – ст. науч. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Дубковский Сергей Алексеевич – вед. конструктор.

Дышловенко Светлана Сергеевна – аспирант кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения.

Ефименко Алексей Владимирович – аспирант кафедры материаловедения.

Ефименко Владимир Трофимович – генеральный директор АОЗТ "Скала".

Звонарев Сергей Леонидович – инженер-программист кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Иночкин Михаил Владимирович – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Казакевич Мария Сергеевна – студентка 5 курса (кафедра твердотельной оптоэлектроники, специализация "Оптика светового дизайна").

Карасев Вячеслав Борисович – канд. техн. наук, профессор, проректор, e-mail: karasev@spb.runet.ru

Козлов Сергей Аркадьевич – доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры физики, e-mail: kozlov@phd.ifmo.ru

Королев Александр Александрович – канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики.

Крамник Валерий Владимирович – инженер I категории.

Латыев Святослав Михайлович – доктор техн. наук, профессор, заведующий кафедрой компьютеризации и проектирования оптических приборов, e-mail: latyev@itcs.spb. ru

Леонтьева Наталья Владимировна – доктор мед. наук, доцент кафедры патофизиологии СПбМУ им. акад. И.П. Павлова.

Лосев Константин Дмитриевич – ведущий конструктор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Лукин Александр Васильевич – канд. техн. наук, начальник отдела ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова.

Магурин Виталий Геннадьевич – кандидат физико-математических наук, сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Малинина Наталья Андреевна – магистрант кафедры физической оптики и спектроскопии.

Мамедов Роман Камильевич – канд. техн. наук, доцент кафедры физической оптики и спектроскопии.

Мирошникова Наталья Владимировна – аспирантка кафедры твердотельной оптоэлектроники

Митрофанов Андрей Сергеевич – канд. техн. наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Молленхауер Олав – выпускник Технического университет Ильменау, руководитель фирмы "Тетра".

Назаров Вячеслав Валерьевич – научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Павлишин Алексей Игоревич – аспирант кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Парахуда Сергей Евгеньевич – канд. техн. наук, доцент кафедры приборов контроля и систем экологической безопасности СПбСЗТУ.

Петров Андрей Анатольевич – аспирант кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения.

Петров Владимир Федорович – ведущий инженер Лазерного центра СПб ГИТМО (ТУ)

Пуйша Эдуард Александрович – канд. техн. наук, начальник отдела ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова.

Резинкин Дмитрий Геннадьевич – студент 5 курса (кафедра квантовой электроники и биомедицинской оптики).

Сибирев Михаил Юрьевич – аспирант кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики, e-mail: m25@aport2000.ru

Скрипник Алексей Владимирович – канд. физ.-мат. наук., ст. научн. сотр., доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Смирнов Валентин Николаевич – канд. техн. наук, генеральный директор ООО "Лазерные технологии".

Смирнов Сергей Александрович – ст. научн. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Солунин Анатолий Александрович – канд. физ.-мат. наук., ст. научн. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Студеникин Леонид Михайлович – зам. начальника научно-исследовательской части

Тарлыков Владимир Алексеевич – доктор техн. наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики, e-mail: tarlykov@mail.ru

Тогатов Вячеслав Вячеславович – доктор техн. наук, профессор, заведующий кафедрой электроники.

Трофимов Владимир Анатольевич – канд. техн. наук, доцент кафедры твердотельной оптоэлектроники

Фефилов Георгий Дмитриевич – научн. сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Ханков Сергей Иванович – канд. техн. наук, ст. научн. сотрудник ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова.

Хлопонин Леонид Викторович – ст. научн. сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Храмов Валерий Юрьевич – канд. физ.-мат. наук., доцент, заведующий кафедрой квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Хромов Сергей Александрович – студент 6 курса (кафедра прикладной и компьютерной оптики).

Шалобаев Евгений Васильевич – канд. техн. наук, доцент кафедры мехатроники.

Шпаков Дмитрий Владимирович – аспирант кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов.

Штумпф Святослав Алексеевич – аспирант кафедры физики.

Юркова Галина Николаевна – зам. декана по работе с иностранными учащимися

Яковлев Евгений Борисович – доктор техн. наук, профессор кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения, e-mail: yak@lastech.ifmo.ru.

Ялукова Ольга Михайловна – аспирантка кафедры твердотельной оптоэлектроники.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
1. КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	5
Алексеева В.А., Лукин А.В., Гагарский С.В., Сибирев М.Ю., Ханков С.И. Температурная зависимость энергетических параметров лазеров на основе	5
Карасев В.Б., Крамник В.В., Петров В.Ф., Солунин А.А., Храмов В.Ю. Высокоэнергетический лазер на неодимовом стекле с близкой к дифракционной расхолимостью излучения	5
Беликов А.В., Парахуда С.Е., Скрипник А.В. Исследование процесса взаимодействия субмиллисекундных импульсов излучения рубинового лазера со сверхчистым титаном.	22
Гримм В.А., Дубковский С.А., Лосев К.Д., Смирнов С.А., Студеникин Л. М. Оптические системы специального назначения	27
Назаров В.В., Хлопонин Л.В., Храмов В.Ю.	
Оптимизация параметров резонаторов твердотельных лазеров с пассивным затвором	42
Иночкин М.В., Павлишин А.И.	
Синхронизация мод твердотельных лазеров с помощью запаздывающей отрицательной обратной связи	47
Карасев В.Б., Крамник В.В., Петров В.Ф., Солунин А.А., Студеникин Л.М.,	
Храмов В.Ю. Термооптические искажения в активных элементах из неодимового стекла при миллисекундных импульсах накачки	55
Тогатов В.В., Гнатюк П.А., Резинкин Д.Г. Высокочастотный разрядный модуль для систем накачки полупроводниковых	
лазеров и лазерных линеек	59
2. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА	. 65
Андреев Л.Н., Белякова М.В., Хромов С.А. Оптические системы для преобразования дазерного излучения на лискретных	
длинах волн в широком спектральном диапазоне	65
Козлов С.А., Королев А.А., Штумпф С.А.	
фемтосекундных импульсов	68
Митрофанов А.С., Фефилов Г.Д.	
Влияние неравномерности распределения фазы поля на круглом отверстии на погрешность дифракционного метода измерения	74
Звонарев С.Л., Тарлыков В.А. Дифрактометрия края контура микрообъекта	80
Магурин В.Г., Тарлыков В.А.	
Применение аппарата геометрической теории дифракции для описания механизма формирования структуры дифракционной картины Фраунгофера объекта сложной формы	85
Мирошникова Н.В., Андреева О.В.	
Методика измерения дифракционной эффективности объемных пропускающих голограмм при изменении температуры и влажности окружающей среды	91

Мирошникова Н.В., Ялукова О.М., Андреева О.В.	
Дисперсия показателя преломления объемных голографических решеток на основе	
полиметилметакрилата в видимой области спектра	94
Мамедов Р.К., Малинина Н.А., Волчек Б.З., Власова Е.Н.	
Спектроскопические исследования элементов МНПВО (НПВО) на основе	
термопластичных стекол	98
3. ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ	101
Вейко В.П.	
Некоторые новые направления лазерной микро- и нанотехнологии	. 101
Вейко В.П., Алгаер В.В., Смирнов В.Н.	
Лазерная резка металлических стентов	. 108
Вейко В.П., Петров А.А.	
Лазерная юстировка положения микродеталей в пространстве	. 113
Вейко В.П., Дышловенко С.С.	
Лазерное микроструктурирование поверхностей	. 119
Волковыский Б.В., Яковлев Е.Б.	
Структура информационно-обучающего комплекса по лазерным технологиям	. 129
4. БИОМЕДИЦИНСКАЯ ОПТИКА	131
Азаренков А.Н., Белашенков Н.Р., Васильев А.Б., Гордеев Д.М.	
Портативный лазерно-светодиодный прибор для фототерапии	. 131
Веселовский А.Б., Митрофанов А.С., Фефилов Г.Д.	
К вопросу оптимизации характеристик излучения, применяемого	
в фотохромотерапии	. 135
Бирючинский С.Б., Карасев В.Б., Храмов В.Ю.	
Конфокальная микроскопия биотканей человека	. 140
Латыев С.М., Шпаков Д.В., Волчков В.А., Пуйша Э.А., Молленхауер О.	
Методы идентификации эпидурального пространства в анестезиологической	
практике	. 143
Шалобаев Е.В., Юркова Г.Н., Ефименко В.Т., Ефименко А.В., Леонтьева Н.В.	
Сканирующие лазерные установки в медицине	. 147
Казакевич М.С.	
Цветовое воздействие на человека	. 151
Казакевич М.С., Трофимов В.А.	
Люминофоры в пространственном конструировании художественных	
образов	. 155
НАШИ АВТОРЫ	157

Научно-технический вестник СПб ГИТМО (ТУ). Выпуск 4. Квантовая электроника, волновая оптика и лазерные технологии / Главный редактор В.Н. Васильев. СПб: СПб ГИТМО(ТУ), 2001. 162 с.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПб ГИТМО (ТУ) Выпуск 4 КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, ВОЛНОВАЯ ОПТИКА И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Главный редактор В.Н. Васильев

Дизайн обложки В.А. Петров Редакционно-издательский отдел СПб ГИТМО (ТУ) Зав. РИО Н.Ф. Гусарова Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99. Подписано в печать 25.12.01. Заказ 501. Тираж 100 экз.