

ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

PACS 42.79.-e; 42.55.-f

Светлой памяти моих учителей и коллег –
А.М.Прохорова и А.И.Барчукова

Силовая оптика

В.В.Аполлонов

На основе развитой нами в начале 1970-х годов теории рассмотрен широкий спектр явлений при воздействии на оптическую поверхность твердого тела излучения, изменяющегося во времени произвольным образом и создающего термические, термонапряженные и деформационные состояния поверхностного слоя. Рассмотрение проводится на основе соотношения между величинами, характеризующими термонапряженное состояние в любых нестационарных режимах ввода энергии в твердое тело, аналогичными соотношениям типа интегралов Дюамеля из теории теплопроводности. Особенность анализа термонапряженного состояния в данном случае состоит в том, что в это соотношение время входит как параметр, что в свою очередь является следствием несвязности квазистационарной задачи термоупругости. Данное рассмотрение особенно важно для силовой оптики мощных лазерных систем с высокими частотами следования импульсов, активно разрабатываемых в последнее время. В обзоре, недавно опубликованном нами в журнале *Laser Physics*, анализируется термонапряженное состояние твердого тела. В этом состоянии время рассматривается как независимая переменная, по которой проводится дифференцирование. Такой подход значительно сужает возможности метода. В опубликованном обзоре содержатся данные, связанные с использованием капиллярнопористых структур из различных материалов с различной степенью развития поверхности для интенсификации теплообмена при температурах теплоносителя ниже температуры его кипения. В настоящем обзоре обсуждаются также зависимости предельных интенсивностей лазерного излучения от длительности импульса или ширины импульсов, соответствующие трем стадиям состояния отражающей поверхности и приводящие к недопустимым упругим искажениям поверхности, пластическому течению материала с образованием остаточных напряжений и к плавлению поверхностного слоя. Анализируются проблемы теплообмена в поверхностном слое при прокачке жидкометаллического теплоносителя. Проводится сравнение теоретических оценок с экспериментальными данными. Обсуждаются вопросы, связанные с технологией создания элементов силовой оптики на основе материалов с пористой структурой, облегченной высокостабильной крупногабаритной оптики на основе высокопористых ячеистых материалов, многослойных сотовых структур и карбида кремния, а также вопросы применения физико-технических основ силовой оптики в современных высоких технологиях.

Ключевые слова: элемент силовой оптики, статическая силовая оптика, адаптивная силовая оптика, деформация поверхности, поле напряжений, пористые структуры, гидравлические характеристики, номограммы деформации поверхности, порошковые и волокнистые структуры, параметры стабильности, теплофизические параметры, жидкометаллическое охлаждение, крупногабаритная оптика, высокопористые ячеистые материалы, оптика из карбида кремния.

1. Введение	103
2. Статические ЭСО на основе монолитных материалов	103
2.1. Термонапряженное состояние твердого тела под действием лазерного излучения	104
2.2. Непрерывный режим воздействия	105
2.3. Импульсный режим воздействия	107
2.4. Импульсно-периодический режим воздействия	108
2.5. Критерии стабильности оптической поверхности	109
2.6. Необратимые изменения оптической поверхности	110
3. Статические ЭСО на основе материалов с пористой структурой	111
3.1. Температурное поле в ПС при конвективном охлаждении ЭСО	111
3.2. Конвективный теплообмен в ПС	111
3.3. Гидродинамика однофазного потока в ПС	112
3.4. Влияние условий подвода и отвода теплоносителя на гидравлические характеристики ЭСО	112
3.5. Теплопроводность ПС теплообменника ЭСО	113
3.6. Термическая деформация оптической поверхности	113
3.7. Жидкометаллические теплоносители в ЭСО на основе ПС	114

В.В. Аполлонов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: vapollo@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 1 февраля 2013 г., после доработки – 11 октября 2013 г.

4. Адаптивные ЭСО и оптические системы на их основе	115
5. Крупногабаритные ЭСО на основе многослойных сотовых структур	116
6. Крупногабаритные ЭСО на основе композитных материалов	118
7. Силовая оптика и ее новые применения	118
7.1. Охлаждение сборок лазерных диодов	118
7.2. Силовая оптика нового поколения на основе карбида кремния	119
8. Заключение	120
9. Литература	120

1. Введение

История зарождения силовой оптики неразрывно связана с созданием в Лаборатории колебаний ФИАна, руководимой в то время А.М.Прохоровым, одномодового CO_2 -лазера ($P = 1.2$ кВт), работавшего в режиме задающий генератор–усилитель мощности на основе принципа квазиоптической линии передачи. Его создателем стал А.И.Барчуков, работавший с коллективом молодых сотрудников над проблемой масштабирования одномодовых электроразрядных лазерных систем [1–5]. Благодаря исследованиям, проведенным на такой лазерной системе, нам удалось изучить многие физические явления, происходящие при воздействии излучения высокой интенсивности на вещество, в том числе и на элементы оптического тракта лазерных систем, что впоследствии в значительной степени облегчило создание лазеров большой мощности. Тогда, в начале 1970-х годов, мы обратили внимание на явление, которое несомненно должно было ограничить дальнейший рост мощности создаваемых лазеров [6]. Суть этого явления, изучению которого и решению связанных с ним проблем нами было посвящено более двадцати лет фундаментальных и прикладных исследований, заключалась в следующем. Оптическая поверхность высокоотражающего элемента силовой оптики (ЭСО) или другого элемента оптического тракта отражает падающее на нее излучение не полностью. Малая часть энергии, доли процента в зависимости от длины волны, поглощается в этом отражающем элементе и превращается в тепло. По мере роста мощности лазерного излучения даже этой небольшой величины оказывалось достаточно для возникновения в ЭСО термических напряжений. Они искажали геометрическую форму отражающей поверхности, что влияло, например, на возможность как доставки излучения на значительные расстояния, так и его концентрации в исключительно малом объеме. Открытый нами эффект термической деформации ЭСО потребовал проведения теоретического исследования проблемы, которая в такой постановке до нас не решалась. Нам пригодился опыт решения задач термоупругости, накопленный в Институте кристаллографии РАН в отделе, руководимом в то время В.Л.Инденбомом. Минимизация термоупругого отклика оптической поверхности ЭСО, находящегося под действием интенсивного лазерного излучения, остается одной из центральных проблем силовой оптики. Повышение эффективности лазерных систем, увеличение выходной мощности, ужесточение требований к направленности генерируемых потоков излучения неразрывно связаны с необходимостью разработки и создания ЭСО с упругими искажениями $\lambda_0/10 - \lambda_0/20$ (λ_0 – длина волны излучения) при удельных лучевых нагрузках вплоть до нескольких десятков $\text{кВт}\cdot\text{см}^{-2}$ [7–10].

Интерес к силовой оптике, к ее физико-техническим и технологическим решениям не ослабевает и в наши дни. Появление первых лазеров практически одновременно в

США и в СССР дало начало проведению ежегодных симпозиумов «Оптические материалы для мощных лазеров» (Боулдер, США) и «Нерезонансное взаимодействие лазерного излучения с веществом» (Ленинград, СССР). Регулярные встречи ученых и инженеров, а также материалы симпозиумов оказали существенное влияние на развитие исследований в области силовой оптики во многих странах мира [11–13].

Приведенные в настоящем обзоре материалы позволяют вернуться к рассмотрению важных аспектов термического, термонапряженного и деформационного состояний в ЭСО, возникших в результате облучения их поверхностей мощным лазерным излучением. При этом используются соотношения между величинами, характеризующими термонапряженное состояние в любых нестационарных режимах ввода энергии в твердое тело, аналогичные соотношениям типа интегралов Дюамеля из теории теплопроводности. Особенность рассмотрения термонапряженного состояния в данном случае состоит в том, что в эти соотношения время t входит не в качестве независимой переменной, по которой проводится дифференцирование (как, например, в обзоре [14]), а как параметр, что является следствием несвязности представленной ниже квазистационарной задачи термоупругости. Таким образом, в настоящем обзоре на основе развитой нами в начале 1970-х годов теории представлено полное рассмотрение широкого спектра явлений термонапряженного состояния при воздействии на поверхность твердого тела излучения, изменяющегося во времени произвольным образом [15–21]. Данное рассмотрение особенно важно для силовой оптики мощных лазерных систем с высокой частотой следования импульсов, активно развивающейся в последнее время. В обзоре [14] рассмотрены важные для развития силовой оптики проблемы использования капиллярно-пористых структур с различной степенью развития поверхности для интенсификации теплообмена при температурах теплоносителя ниже температуры его кипения. Испарительно-конденсационный механизм теплообмена в ЭСО на основе пористых структур (ПС) и идея снижения температуры кипения при пониженном давлении теплоносителя в ячеистых материалах, развитые нами в этот же период времени [14, 21], в настоящем обзоре не рассматриваются.

2. Статические ЭСО на основе монолитных материалов

Рассмотрим наиболее важные аспекты проблемы создания статических ЭСО, прежде всего условия реализации высоких порогов оптической работоспособности (ПОР) зеркальной поверхности. Отметим, что в наших первых работах [4–9] были получены только стационарные выражения для предельных интенсивностей, приводящих к оптическому разрушению ЭСО, и параметры стабильности оптических поверхностей на их основе.

2.1. Термонапряженное состояние тела под действием лазерного излучения

Температурное поле. Нами было рассмотрено сильно-поглощающее изотропное тело, в начальный момент времени находящееся при фиксированной температуре, на поверхность которого с коэффициентом поглощения A падает осесимметричный поток излучения произвольной временной структуры. Предполагается, что распределение интенсивности в поперечном сечении потока лазерного излучения подчиняется закону Гаусса: $I(r) = I_0 \exp(-K_0 r^2)$, где $K_0 = 2/r_0^2$. Поглощение энергии происходит непосредственно на облучаемой поверхности. Физически это означает, что толщина скин-слоя δ меньше глубины проникновения температурного поля в рассматриваемое тело за характерные времена изменения интенсивности излучения τ , т. е. $\delta \ll \sqrt{a^2 \tau}$, где a^2 – коэффициент температуропроводности материала.

Задача определения температурного поля рассматривалась в линейной постановке: предполагалось, что все теплофизические и механические характеристики материалов не зависят от температуры, а потерями энергии за счет лучеиспускания и конвекции пренебрегалось. При условии, что характерный размер пучка $r_0 < L$, где L – характерный размер облучаемого тела, а время ввода энергии $t < L^2/a^2$, при решении задачи можно воспользоваться моделью полупространства. Нагрев материала образца при этом описывается уравнением теплопроводности [22]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T \quad (1)$$

при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} &= -\frac{I_0 A_0}{\lambda} f(t) \exp(-K_0 r^2), \\ T(r, z, 0) &= 0, \\ \lim_{r, z \rightarrow \infty} T &< M, \end{aligned} \quad (2)$$

где M – конечная величина; $f(t)$ – нормированная на I_0 временная функция интенсивности лазерного пучка; A_0 – коэффициент поглощения лазерного излучения на металлической поверхности; λ – коэффициент теплопроводности материала тела; T – температура.

Используя метод последовательных интегральных преобразований Ханкеля и Лапласа, мы получили следующее решение (1):

$$\begin{aligned} T(r, z, t) &= T^* \frac{I_0 A}{2\lambda \sqrt{K_0}}, \\ T^* &= \frac{1}{2\pi i \sqrt{K_0}} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} dp \Psi(p) \exp(pt) \\ &\times \int_0^\infty \xi \frac{\exp(-\xi^2/4K_0)}{\gamma} \exp(-yz) J_0(\xi r) d\xi, \end{aligned} \quad (3)$$

где p и ξ – параметры преобразований Лапласа и Ханкеля; $\gamma^2 = p/a^2 + \xi^2$; $\Psi(p)$ – образ преобразования Лапласа от $f(t)$; J_0 – функция Бесселя нулевого порядка.

Данное выражение позволяет описать тепловое состояние твердого тела, нагреваемого лазерным излучением,

интенсивность которого изменяется во времени произвольным образом.

Термоупругие напряжения. Анализ термоупругого поведения тела основывался на рассмотрении системы уравнений [22, 23]

$$\begin{aligned} \mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\lambda' + \mu) \text{grad div } \mathbf{u} - (3\lambda' + 2\mu) \alpha_T \nabla T + \mathbf{F} - \rho \ddot{\mathbf{u}} &= 0, \\ \nabla^2 T - \frac{1}{a^2} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{W_0}{\lambda} - \frac{(3\lambda' + 2\mu) \alpha_T T}{\lambda} \text{div } \mathbf{u} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где λ' , μ – коэффициенты Ляме [24]; \mathbf{u} – вектор деформации; ρ – плотность материала; \mathbf{F} – внешняя сила; α_T – коэффициент термического расширения; W_0 – плотность объемных источников тепла.

При рассмотрении деформации упругого полупространства из металла при воздействии на его поверхность импульсного лазерного излучения в случае выполнения неравенств

$$\begin{aligned} |\rho \ddot{\mathbf{u}}| &\ll (3\lambda' + 2\mu) \alpha_T |\nabla T|, \\ \nabla^2 T &\sim \frac{1}{a^2} \frac{\partial T}{\partial t} \gg \frac{(3\lambda' + 2\mu) \alpha_T T}{\lambda} \text{div } \mathbf{u} \end{aligned} \quad (5)$$

возможен переход к системе уравнений несвязной квазистационарной термоупругости:

$$\begin{aligned} \mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\lambda' + \mu) \text{grad div } \mathbf{u} - (3\lambda' + 2\mu) \alpha_T \nabla T &= 0, \\ \nabla^2 T - \frac{1}{a^2} \frac{\partial T}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом из первого неравенства получаем оценку длительности отдельного импульса

$$\tau \gg \max\left(\frac{\rho a^2}{\lambda'}, \frac{\rho a^2}{\mu}\right) \sim 10^{-6} - 10^{-8} \text{ с}, \quad (7a)$$

а из второго –

$$\tau^{3/2} \ll \frac{\rho^2 c^2 a}{\mu \alpha_T^2 I_0 A}. \quad (7b)$$

Компоненты тензора напряжений были нами представлены в следующем общем виде [21]:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{zz} &= 2GD \int_0^\infty \xi^2 J_0(\xi r) \varphi(\xi) \{e^{-\gamma z} - e^{-\xi z} [1 + z(\xi - \gamma)]\} d\xi, \\ \hat{\sigma}_{rr} &= 2GD \int_0^\infty \varphi(\xi) \left\{ J_0(\xi r) [\xi(\xi z - 2)(\xi - \gamma) e^{-\xi z} \right. \\ &\quad \left. + \xi^2 e^{-\xi z} - \gamma^2 e^{-\gamma z}] + \frac{J_1(\xi r)}{r} [\xi e^{-\gamma z} \right. \\ &\quad \left. - [(\xi - \gamma)(\xi z - 2(1 - \nu)) + \xi] e^{-\xi z}] \right\} d\xi, \\ \hat{\sigma}_{rz} &= 2GD \int_0^\infty \xi \varphi(\xi) J_1(\xi r) [\gamma(e^{-\gamma z} - e^{-\xi z}) - \xi z(\xi - \gamma) e^{-\xi z}] d\xi, \\ \hat{\sigma}_{\varphi\varphi} &= 2GD \int_0^\infty \varphi(\xi) \left\{ J_0(\xi r) [(\xi^2 - \gamma^2) e^{-\gamma z} - 2\nu \xi(\xi - \gamma) e^{-\xi z}] \right. \\ &\quad \left. + \frac{J_1(\xi r)}{r} \{[(\xi - \gamma)(\xi z - 2(1 - \nu))] + \xi\} e^{-\xi z} - \xi e^{-\gamma z} \right\} d\xi, \end{aligned}$$

где G – модуль сдвига; J_1 – функция Бесселя первого порядка;

$$D = \frac{\alpha_T}{2} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{I_0 A a^2}{K_0 \lambda p} \Psi(p); \quad \varphi(\xi) = \frac{\xi}{\gamma} \exp(-\xi^2/4K_0);$$

ν – коэффициент Пуассона. Анализ выражений позволяет выявить характер изменений во времени в любой точке полупространства.

Термическая деформация. Напряженное состояние, возникающее в твердом теле, сопровождается его деформацией, причем наибольшая ее амплитуда достигается на облучаемой поверхности. При этом выражение для нормального смещения поверхности, соответствующего заданному распределению температуры, имеет следующий вид:

$$W(r, z, t) = W^* \frac{(1+\nu)\alpha_T I_0 A}{\lambda K_0}, \quad (9)$$

$$W^* = \frac{F_0}{2\pi i} \int_0^\infty dv \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} dp \frac{\Psi(p/t)}{p} \exp(p-\nu) \times J_0(\sqrt{\nu} \delta_r) \frac{\sqrt{\nu} - \sqrt{\nu + p/F_0}}{\sqrt{\nu + p/F_0}}, \quad (10)$$

где $F_0 = 4K_0 a^2 \tau$. Полученное выражение позволяет проследить за изменением формы поверхности в процессе лазерного воздействия.

Таким образом, данное рассмотрение дало возможность полностью описать характер термического, термонапряженного и деформационного состояний, возникающих в твердых телах в результате облучения их поверхностей мощным лазерным излучением, которое изменяется во времени произвольным образом. При этом выполнены следующие соотношения между величинами, характеризующими термонапряженное состояние ЭСО в непрерывном и любом другом нестационарном режиме ввода энергии в твердое тело [22, 24]:

$$T^{\text{tr}} = \int_0^t f(t-\tau) \frac{\partial T^{\text{st}}}{\partial \tau} d\tau,$$

$$\sigma_{ik}^{\text{tr}} = \int_0^t f(t-\tau) \frac{\partial \sigma_{ik}^{\text{st}}}{\partial \tau} d\tau, \quad (11)$$

$$W^{\text{tr}} = \int_0^t f(t-\tau) \frac{\partial W^{\text{st}}}{\partial \tau} d\tau.$$

Эти соотношения аналогичны соотношениям типа интегралов Дюамеля из теории теплопроводности. Следует отметить, что локальное деформирование поверхности ЭСО является определяющим фактором лазерного воздействия, а изгибная составляющая деформации ЭСО как целого может быть сведена к нулю за счет большой толщины его эффективно охлаждаемой основы. Позднее обе составляющие деформации ЭСО были рассмотрены в книге Л.С.Цеснека с соавторами [25].

2.2. Непрерывный режим воздействия

Температурное поле. Если время воздействия лазерного излучения удовлетворяет неравенству $r_0^2/a^2 \leq t \leq L^2/a^2$, в материале образца может установиться стационарное

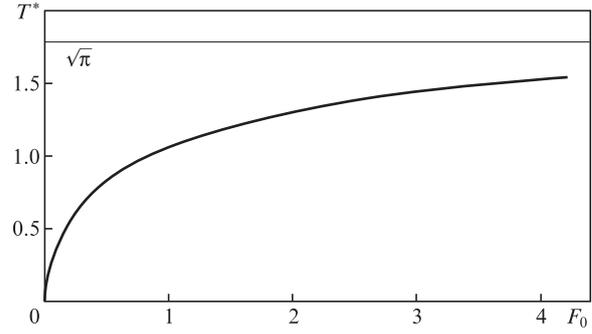


Рис.1. Зависимость температуры на поверхности образца в центре зоны облучения от времени (числа F_0) при непрерывном воздействии излучения.

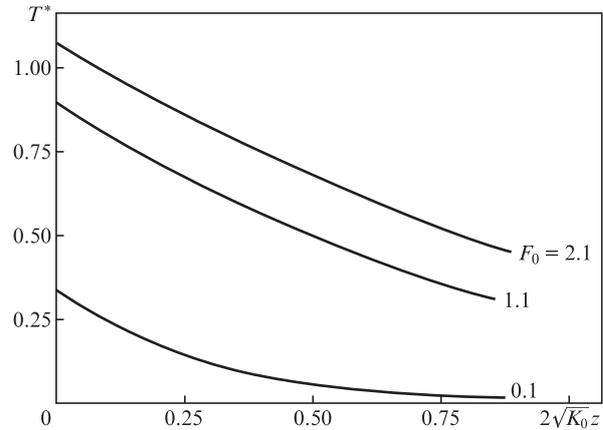


Рис.2. Распределение температурного поля на оси z .

температурное поле. Закономерность процесса его установления описывается выражением [21]

$$T^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \arctan \sqrt{F_0}. \quad (12)$$

Из (12) следует, что для моментов времени t , при которых $F_0 \geq 4$, текущее значение температуры менее чем на 10% отличается от стационарного значения. Поэтому мы будем считать, что, начиная с момента времени t , при котором $F_0 > 4$, в материале образца устанавливается стационарное термическое состояние (рис.1).

Выражение для поля температур в полупространстве имеет вид [21]

$$T^* = \int_0^\infty J_0(\sqrt{\nu} \delta_r) \exp[-\sqrt{\nu}(\delta_z + \sqrt{\nu})] \frac{dv}{\sqrt{\nu}}, \quad (13)$$

где $\delta_z = 2\sqrt{K_0} z$; $\delta_r = 2\sqrt{K_0} r$. Из анализа выражения следует локальность поля температур, характерные значения которого падают по мере удаления от центра зоны облучения поверхности и в глубь материала (рис.2–4).

Температурные напряжения. В стационарном режиме ($p \rightarrow 0$) отличны от нуля только компоненты тензора термонапряжений σ_{rr}^* и $\sigma_{\varphi\varphi}^*$ [21]:

$$\sigma_{rr}^* = 2(1-\nu) \int_0^\infty \exp[-\sqrt{\nu}(\sqrt{\nu} + \delta_z)] \times [J_1(\sqrt{\nu} \delta_r)/(\sqrt{\nu} \delta_r) - J_0(\sqrt{\nu} \delta_r)] \frac{dv}{\sqrt{\nu}}, \quad (14)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^* = 2(1-\nu) \int_0^\infty \exp[-\sqrt{\nu}(\sqrt{\nu} + \delta_z)] [-J_1(\sqrt{\nu} \delta_r)/(\nu \delta_r)] dv,$$

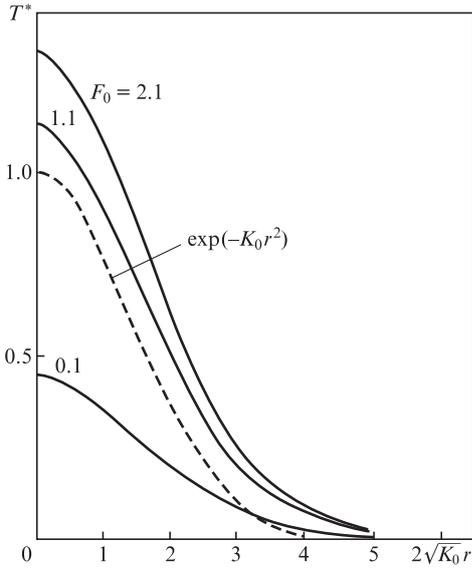


Рис.3. Распределение температурного поля на поверхности образца.

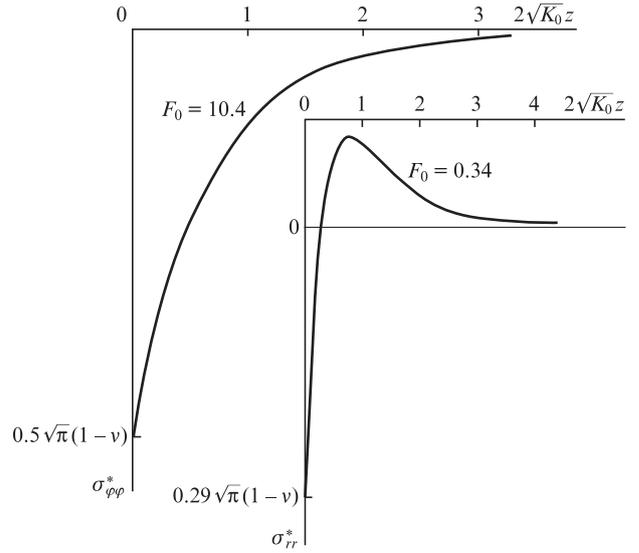


Рис.5. Распределение окружного ($\sigma_{\varphi\varphi}$) и радиального (σ_{rr}) компонентов тензора на оси z для различных времен экспозиции лазерного пучка.

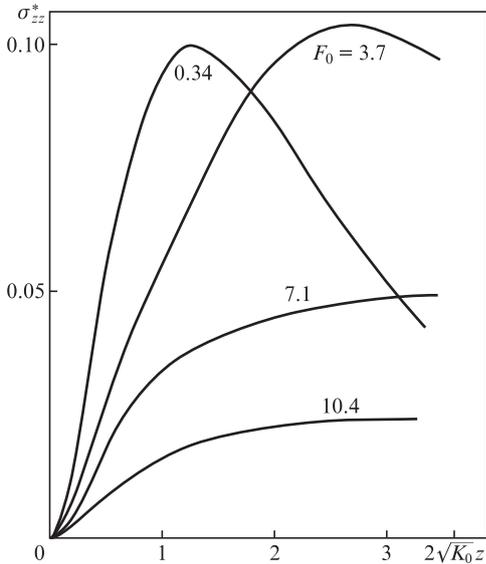


Рис.4. Зависимость осевого напряжения σ_{zz} от времени экспозиции лазерного пучка.

где

$$\sigma_{ik}^* = \frac{\lambda \sqrt{K_0} (1 - \nu)}{I_0 A G \alpha_T (1 + \nu)} \sigma_{ik}(r).$$

Максимальные значения этих компонентов достигаются в центре зоны облучения (рис.5) на поверхности полупространства, где стационарное поле термонапряжений (рис.6 и 7)

$$\sigma_{rr}^* = \frac{\sqrt{\pi} (1 - \nu)}{2} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}; 2; -\delta_r^2/4\right), \tag{15}$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^* = \frac{\sqrt{\pi} (1 - \nu)}{2} \left[{}_1F_1\left(\frac{1}{2}; 2; -\delta_r^2/4\right) - {}_1F_1\left(\frac{1}{2}; 1; -\delta_r^2/4\right) \right].$$

Закономерности установления напряженного стационарного состояния для σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ характеризуются зависимостью, приведенной на рис.8:

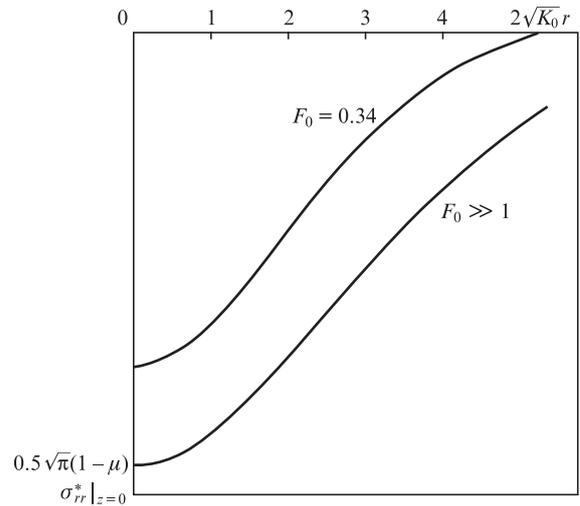


Рис.6. Поле напряжений σ_{rr} на поверхности полупространства.

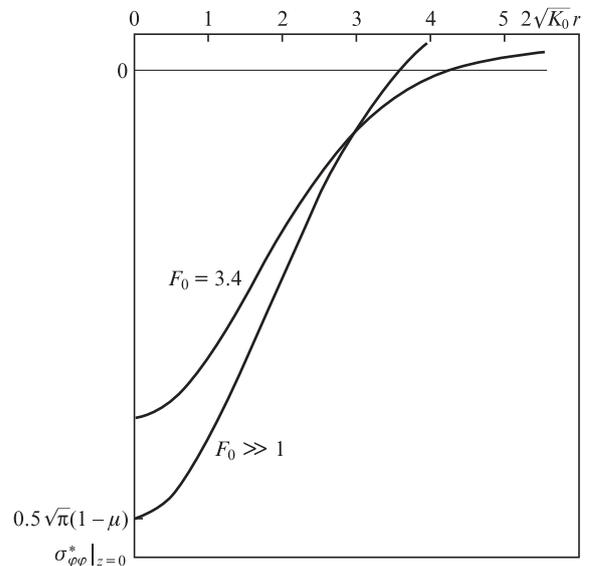


Рис.7. Поле напряжений $\sigma_{\varphi\varphi}$ на поверхности полупространства.

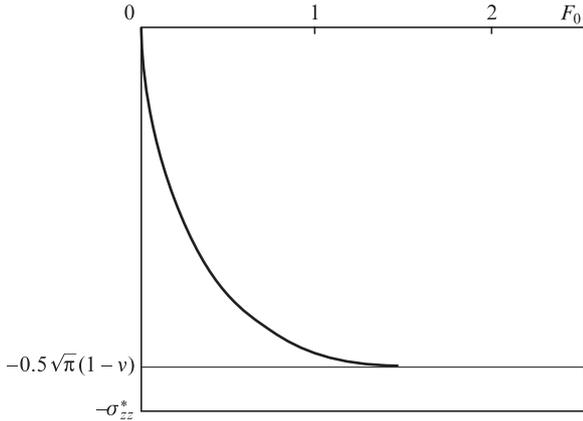


Рис.8. Закономерность установления стационарного напряженно-состояния на поверхности, в центре зоны облучения.

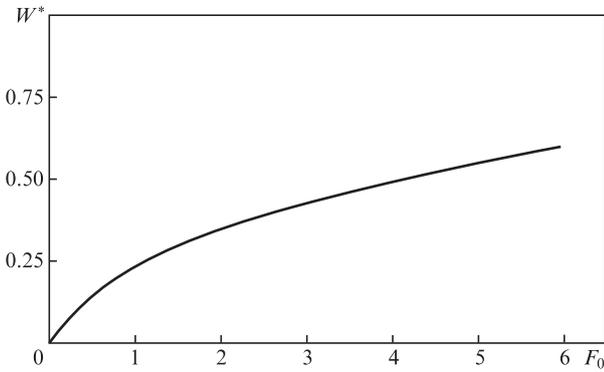


Рис.9. Закономерности установления квазистационарного деформационного состояния на поверхности, в центре зоны облучения.

$$\sigma_{ii}^*(\delta_r = \delta_z = 0) = \frac{1+\nu}{\sqrt{\pi}} \times \left[F_0 \left(\arctan \frac{1}{\sqrt{F_0}} - \frac{1}{\sqrt{F_0}} \right) - \frac{1-\nu}{1+\nu} \arctan \sqrt{F_0} \right]. \quad (16)$$

Данное выражение полностью описывает характерные особенности напряженного состояния, возникающего в твердом теле при облучении его поверхности непрерывным лазерным излучением.

Термическая деформация поверхности. Выражение для величины смещения W^* отражающей поверхности в модели полупространства имеет следующий вид [21]:

$$W^* = -\frac{1}{2} \left\{ F_0 \exp(-\delta_r^2/4) - \left[\frac{4\sqrt{F_0}}{1+F_0} - 2 \ln(\sqrt{F_0} + \sqrt{F_0+1}) \right] {}_1F_1 \left(\frac{3}{2}; 1; -\frac{\delta_r^2}{4} \right) \right\}. \quad (17)$$

Деформационные профили поверхности для различных времен экспозиции представлены на рис.9.

2.3. Импульсный режим воздействия

Температурное поле. В случае малых времен облучения глубина проникновения температурного поля в вещество пропорциональна $\sqrt{a^2 t} \ll r_0$, поэтому радиальными растечками тепла можно пренебречь, и распреде-

ление температуры по поверхности повторяет профиль распределения интенсивности лазерного пучка [26]:

$$T^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} [\Theta(t^*) \arctan(\sqrt{F_0 t^*}) - \Theta(t^* - 1) \arctan(\sqrt{F_0(t^* - 1)})] \exp(-K_0 r^2), \quad (18)$$

где $\Theta(t^*)$ – функция Хевисайда; $t^* = t/\tau$; τ – длительность импульса.

Термические напряжения. Термические напряжения, возникающие в твердом теле при лазерном воздействии, играют важную роль в процессе разрушения оптической поверхности ЭСО. При импульсном воздействии ($F_0 \ll 1$) выражения для компонентов тензора напряжений имеют вид (15), поскольку при таком воздействии процесс распространения тепла в твердом теле имеет квазиодномерный характер и радиальными растечками тепла можно пренебречь. При этом глубина проникновения температурных напряжений в вещество $\sqrt{a^2 t} \ll r_0$, что следует из вида σ_{ik} на оси z :

$$\sigma_{rr}^*(\delta_r = 0) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{F_0} \left[\exp(-\delta_z^2/4F_0) - \frac{\sqrt{\pi} \delta_z}{2F_0} \operatorname{erfc} \left(\frac{\delta_z}{2\sqrt{F_0}} \right) \right] \approx \frac{8F_0^{3/2}}{\sqrt{\pi} \delta_z^2} \exp \left(-\frac{\delta_z^2}{4F_0} \right), \quad (19)$$

где

$$\frac{\delta_z}{2\sqrt{F_0}} \gg 1.$$

Максимальные значения компонентов σ_{rr}^* и $\sigma_{\varphi\varphi}^*$ достигаются на поверхности,

$$\sigma_{rr}^* = \sigma_{\varphi\varphi}^* = -2\sqrt{F_0/\pi} \exp(-\delta_r^2/4), \quad (20)$$

т.е. распределения компонентов σ_{rr}^* и $\sigma_{\varphi\varphi}^*$ на поверхности повторяют распределение интенсивности лазерного пучка. Компоненты σ_{rr}^* и $\sigma_{\varphi\varphi}^*$ на поверхности $z = 0$ равны между собой, при этом выражение для $\sigma_{ii}^*(\delta_r, \delta_z = 0)$ имеет следующий вид:

$$\sigma_{ii}^* = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} [\Theta(t^*) \sqrt{F_0 t^*} - \Theta(t^* - 1) \sqrt{F_0(t^* - 1)}]. \quad (21)$$

В случае малых времен облучения

$$\sigma_{zz}^* = 2\delta_z F_0 t^* \int_0^\infty V^3 \exp(-V^2 - V\delta_z) dV, \quad (22)$$

$$\sigma_{rz}^* = -\frac{\delta_r}{2} \exp \left(-\frac{\delta_r^2}{4} \right) \left[F_0 t^* \operatorname{erf} \left(\frac{\delta_z}{2\sqrt{F_0 t^*}} \right) + \frac{\sqrt{F_0 t^*}}{\pi} \delta_z \exp \left(-\frac{\delta_z^2}{4F_0 t^*} \right) \right],$$

где V – переменная преобразования. Различие в знаках компонентов означает, что при термодформации образца лазерным излучением для σ_{zz} реализуется растяжение вещества, тогда как для σ_{rz} – сжатие. Максимального значения σ_{zz} достигает на оси z , при этом $\delta_z^{\max} \approx \sqrt[4]{12}$, т.е. $z_0^{\max} \approx 0.66r_0$, а $\sigma_{zz}^{\max} \approx 1.9F_0$. Компонент σ_{rz}^* достигает максимального значения в точке $r_0^{\max} = r_0/2$ и $z_0^{\max} \approx 2\sqrt{a^2 t}$:

$$\sigma_{rz}^{*max} \approx -0.5F_0. \tag{23}$$

Отличительной особенностью поведения компонента σ_{zz}^* является то, что в случае выполнения неравенства $F_0 \ll 1$ положение его максимума на оси z определяется не временем облучения, а пространственными характеристиками лазерного пучка. Максимум этого компонента достигается к моменту окончания действия лазерного импульса. Эта особенность объясняется тем, что при $F_0 t^* \ll 1$ область термоупругих возмущений находится на поверхности образца и локализуется в зоне облучения, поскольку тепло вследствие теплопроводности не успевает распространиться по материалу образца. В обратном случае, т.е. при $F_0 t^* > 1$, точка максимума этого компонента определяется из условия $\delta z^2 / (4F_0 t^*) = 1$.

Термические деформации. Выражение для термической деформации отражающей поверхности в случае воздействия лазерным импульсом прямоугольной формы, длительность которого удовлетворяет условию $F_0 \ll 1$, имеет следующий вид [21]:

$$W^* = -\frac{F_0}{2} \exp(-K_0 r^2) [\Theta(t^*)t^* - \Theta(t^* - 1)(t^* - 1)]. \tag{24}$$

Распределение термодформации отражающей поверхности повторяет распределение интенсивности лазерного излучения (рис.10), что было использовано в предложенном нами методе динамического контроля распределения интенсивности лазерного излучения [27].

2.4. Импульсно-периодический режим воздействия

Анализ термодформации твердого тела импульсно-периодическим (ИП) лазерным излучением был проведен на основе полученных ранее соотношений типа интегралов Дюамеля. Поток энергии считался нами цугом прямоугольных импульсов с длительностью τ , периодом T_0 (частотой следования $\nu_0 = 1/T_0$) и скважностью $SQV = \tau/T_0$. При этом предполагалось, что $F_0 = 4K_0 a^2 T_0 < 1$. Возникающие термические напряжения и деформации поля температуры выражались через характерные для непрерывно-

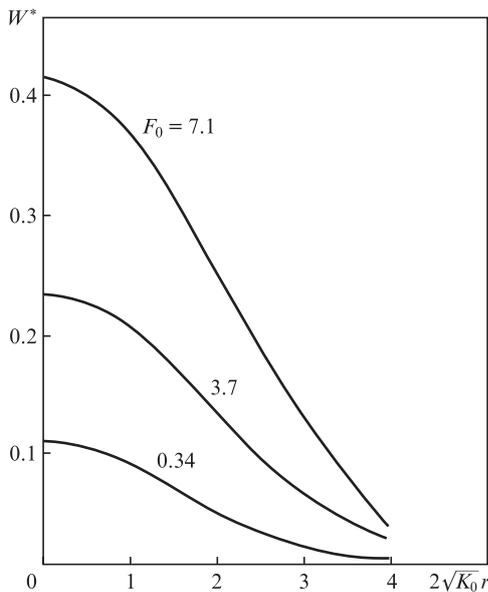


Рис.10. Деформационные профили поверхности для различных времен экспозиции лазерного пучка.

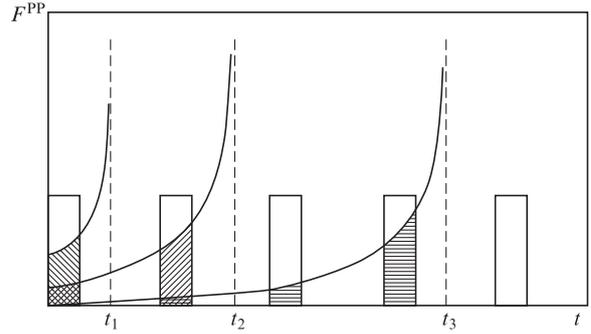


Рис.11. Геометрическая интерпретация интегралов типа интегралов Дюамеля.

го режима величины интегралами типа интегралов Дюамеля [28]:

$$F^{PP} = \int_0^t f(t - \tau) \frac{\partial F^{cw}}{\partial \tau} d\tau. \tag{25}$$

В начальные моменты времени, т.е. при $F_0 t^* < 1$, ИП режиму воздействия лазерного излучения на вещество свойственны черты импульсного режима. Геометрический смысл (25) характеризуется площадью фигур на рис.11. (Для температуры и компонент $\sigma_{\phi\phi}$ и σ_{rr} величина $\partial F^{cw} / \partial \tau$ стремится к бесконечности как $1/\sqrt{t}$ при $t \rightarrow 0$ и к нулю при $t \rightarrow \infty$; для деформации $\partial F^{cw} / \partial \tau$ стремится к const при $t \rightarrow 0$ и к нулю при $t \rightarrow \infty$.) Для больших времен, т.е. когда $F_0 t^* > 1$, температура и термические напряжения достигают своих квазистационарных состояний, т.е. постоянная составляющая этих величин становится такой же, как и в непрерывном режиме ввода энергии с приведенной интенсивностью $I_0 SQV$, и на фоне этой составляющей, в такт с изменением интенсивности лазерного пучка, будут существовать характерные пики температуры и напряжений, аналогичные пикам при импульсном воздействии. Отдельный «импульс» термодформации отражающей поверхности существует на фоне стремящейся к бесконечности «стационарной составляющей».

Поле температур. Выражение для температуры имеет вид [21]

$$T^* = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_i - i\infty}^{\sigma_i + i\infty} dp \Psi(p) e^p \times \int_0^\infty \frac{e^{-V} J_0(\sqrt{V} \delta_r) \exp[-\sqrt{V}(\sqrt{V} + \delta_z)]}{\sqrt{8/F_0 + V}} dV, \tag{26}$$

т. к. для цуга импульсов

$$\Psi(p) = \frac{[1 - \exp(-p\tau)] \{1 - \exp[-p(N + 1)T]\}}{p[1 - \exp(-pT)]} \tag{27}$$

– образ преобразования Лапласа от $f(t)$; N – число прошедших лазерных импульсов.

В центре зоны облучения температура достигает максимального значения к моменту окончания очередного импульса ($F_0 > 1$):

$$T_{max}^* = \sqrt{\pi} SQV + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \arctan \sqrt{F_0 SQV}, \tag{28}$$

где SQV – скважность временной структуры излучения.

Термические напряжения. Максимальные значения радиального и окружного тангенциального напряжения достигаются в центре зоны облучения, где они равны между собой:

$$\sigma_{ii}^{PP} = \int_0^t f(t - \tau) \frac{\partial \sigma_{ii}^{SW}}{\partial \tau} d\tau \quad (29)$$

(σ_{ii}^{SW} определяется из (16)). Распределение поля напряжений σ_{ii}^* на поверхности к моменту окончания действия очередного лазерного импульса таково:

$$\sigma_{ii}^* = \text{SQV} \sigma_{ii}^{*(1)} + \sum_{n=0}^N \Theta(n+1-t^*) [\Theta(t^*-n) \times \sigma_{ii}^{*(2)}(t^*-n) - \Theta(t^*-n-\text{SQV}) \sigma_{ii}^{*(2)}(t^*-n-\text{SQV})], \quad (30)$$

где $\sigma_{\varphi\varphi}^{*(1)}$ и $\sigma_{rr}^{*(1)}$ определяются из (16), $\sigma_{\varphi\varphi}^{*(2)} = \sigma_{rr}^{*(2)}$ – из (21). Так как в стационарном напряженном состоянии σ_{zz} и σ_{rz} тождественно равны нулю, их значения при ИП воздействии лазерного излучения будут такими же, как и при импульсном воздействии (точность $\sim \text{SQV}$).

Деформация поверхности. Смещение поверхности твердого тела при воздействии ИП лазерного излучения также имеет стационарную и импульсную составляющие [21]: $W^* = \text{SQV} W^{*(1)} + W^{*(2)}$.

В случае достижения квазистационарного состояния

$$W^* = -\text{SQV} \ln 2 \sqrt{F_0} F_1 \left(\frac{3}{2}; 1; -\frac{\delta_r^2}{\pi} \right) - \frac{F_0}{2} \sum_{n=0}^N \Theta(n+1-t^*) [\Theta(t^*-n)(t^*-n) - \Theta(t^*-n-\text{SQV})(t^*-n-\text{SQV})] \exp(-K_0 r^2). \quad (31)$$

2.5. Критерии стабильности оптической поверхности

Выражения, приведенные для характеристик термонапряженного состояния твердого тела, поверхность которого облучается потоками мощного непрерывного, импульсного и ИП лазерного излучения, позволили нам определить предельные интенсивности, соответствующие разным стадиям оптического разрушения зеркальных поверхностей [21, 29]. При этом к параметрам стабильности оптических поверхностей относятся не только теплофизические и механические характеристики материала, но и параметры гауссоподобного пучка, а именно интенсивность в центре зоны облучения, размер зоны облучения и длительность отдельного импульса, а в случае ИП излучения – скважность цуга импульсов. Параметры стабильности отражателя содержат отношение достигаемого максимального значения характеристики термонапряженного состояния к ее значению, при котором с материалом твердого тела происходят необратимые макроскопические изменения – плавление, пластическое хрупкое либо усталостное разрушение, или достижение амплитудой термической деформации оптической поверхности критического значения $\lambda_0/20$, где λ_0 – длина волны используемого лазерного излучения. Введенные таким образом параметры стабильности зеркальных поверхностей ЭСО позволили не только сравнивать различные чистые металлы и их сплавы с точки зрения применимости в силовой оптике,

но и создавать конкретные виды комбинированных ЭСО, способных выдерживать мощные потоки непрерывного, импульсного и ИП лазерного излучения.

Непрерывный режим. Основными причинами разрушения твердого тела при воздействии на его поверхность непрерывного лазерного излучения являются достижение полей температур в центре зоны облучения температуры плавления материала и компонентами поля напряжений – предела текучести. Стабильность оптической поверхности при непрерывном режиме облучения характеризуется параметрами

$$\gamma_{T_{\text{melt}}}^{CW} = \frac{\sqrt{\pi} I_0 A}{2\lambda \sqrt{K_0} T_{\text{melt}}}, \quad \gamma_{\sigma_T}^{CW} = \frac{\sqrt{3\pi} (1+\nu) I_0 A G \alpha_T}{2\lambda \sqrt{K_0} \sigma_T}. \quad (32)$$

Если $\gamma_{T_{\text{melt}}}$ и $\gamma_{\sigma_T} < 1$, то необратимых изменений с материалом вещества происходить не будет. Значения этих параметров при использовании непрерывного лазерного излучения с плотностью мощности $I_0 A = 1 \text{ кВт/см}^2$ и $K_0 = 8 \times 10^2 \text{ м}^{-2}$ представлены в табл.1 для Cu, Al и Mo. Какая из причин является основной при повреждении оптической поверхности, можно определить из соотношения

Табл.1. Параметры стабильности и пороговые интенсивности для Al, Mo и Cu при $I_0 A = 1 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $r_0 = 5 \text{ см}$, $t = 5 \times 10^{-5} \text{ с}$.

Параметр	Материал		
	Cu	Mo	Al
Непрерывный режим			
$\gamma_{T_{\text{melt}}} = \frac{\sqrt{\pi} I_0 A}{2\lambda \sqrt{K_0} T_{\text{melt}}}$	0.74	0.8	2.3
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{T_{\text{melt}}}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	1.4	1.3	0.44
$\gamma_{\sigma_T} = \frac{\sqrt{3\pi} I_0 A G \alpha_T (1+\nu)}{2\lambda \sqrt{K_0} \sigma_T}$	19.3	10^4	38.3
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{\sigma_T}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	0.05	10^{-4}	2.6×10^{-2}
Импульсный режим			
$\gamma_{T_{\text{melt}}} = \frac{2I_0 A \sqrt{a^2 \tau}}{\sqrt{\pi} \lambda T_{\text{melt}}}$	2.0×10^{-3}	1.45×10^{-3}	5.4×10^{-3}
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{T_{\text{melt}}}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	500	700	190
$\gamma_{\sigma_T} = \left(\frac{3a^2 \tau}{\pi} \right)^{1/2} \frac{2I_0 A E \alpha_T}{\lambda (1-\nu) \sigma_T}$	0.16	55	0.28
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{\sigma_T}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	6.3	1.8×10^{-2}	3.6
$\gamma_{\lambda_0/20} = \frac{40(1+\nu) I_0 A \alpha_T a^2 \tau}{\lambda \lambda_{\text{CO}_2}}$	0.013	4.6×10^{-3}	2.6×10^{-2}
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{\lambda_0/20}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	80	230	39
$\gamma_{\sigma_b} = \frac{4I_0 A E \alpha_T a^2 \tau \sqrt{K_0}}{(1-\nu) \lambda \sigma_b}$	2	1.6×10^{-2}	7.4
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{\sigma_b}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	0.5	6.3×10^{-4}	0.14
$\gamma_{\sigma_r(\sigma_{rz})} = \frac{I_0 A G \alpha_T (1+\nu) F_0}{2\lambda \sqrt{K_0} \sigma_r}$	1.8×10^{-4}	0.04	2.7×10^{-4}
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{\sigma_r}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	5.5×10^3	25	3.7×10^3
$\gamma_{\sigma_r(\sigma_{zz})} = \frac{2I_0 A G \alpha_T (1+\nu) F_0}{\lambda \sqrt{K_0} (1-\nu) \sigma_r}$	1.2×10^{-3}	0.26	1.8×10^{-3}
$I_{\text{th}} = \frac{1}{\gamma_{\lambda_0/20}} \text{ (кВт/см}^2\text{)}$	830	3.8	560

$$\gamma_{\text{rel}}^{\text{cw}} = \frac{\gamma_{\sigma_T}^{\text{cw}}}{\gamma_{T_{\text{melt}}}^{\text{cw}}} = \frac{\sqrt{3}(1+\nu)G\alpha_T T_{\text{melt}}}{\sigma_T}. \quad (33)$$

Если $\gamma_{\text{rel}}^{\text{cw}} > 1$, то основным является достижение компонентом σ_{ii} предела текучести, в противном случае – достижение $T(0, 0, \infty)$ температуры плавления материала.

Для рассматриваемых веществ (табл.1) основной причиной ухудшения свойств оптической поверхности при меньшей интенсивности лазерного излучения являются необратимые пластические деформации ЭСО в центре зоны облучения. Существует еще одна причина ухудшения качества оптической поверхности, основная при больших временах экспозиции мощного лазерного излучения и реализуемая в области параметров, соответствующих упругой деформации материала, – превышение величиной термической деформации оптической поверхности критического значения $\lambda_0/20$. При этом фазовые и энергетические характеристики отраженного лазерного пучка значительно ухудшаются. Критерием стабильности оптической поверхности к такому виду изменения оптических характеристик отражателя является параметр

$$\gamma_{\lambda_0/20}^{\text{cw}} = \frac{20(1+\nu)\alpha_T I_0 A}{\lambda K_0 \lambda_0} \ln 2\sqrt{F_0}. \quad (34)$$

Достичь значений параметра $\gamma_{\lambda_0/20}^{\text{cw}} < 1$ удалось при использовании некоторых типов конструкции отражателей с эффективной системой охлаждения [30].

Импульсный режим. Параметры стабильности качества оптической поверхности при импульсном облучении гауссоподобным лазерным пучком с длительностью τ и интенсивностью I_0 в центре зоны облучения, определенные по способности достижения температурой $T(0, 0, \tau)$, термонапряжениями $\sigma_{ii}(0, 0, \tau)$ термодформацией $W(0, 0, \tau)$ критических значений T_{melt} , σ_T и $\lambda_0/20$, имеют следующий вид [29]:

$$\begin{aligned} \gamma_{T_{\text{melt}}}^{\text{p}} &= \frac{2I_0 A}{\sqrt{\pi} \lambda T_{\text{melt}}} \sqrt{a^2 \tau}, \\ \gamma_{\sigma_T}^{\text{p}} &= 4\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{I_0 A G \alpha_T (1+\nu)}{\lambda G_T (1-\nu)} \sqrt{a^2 \tau}, \\ \gamma_{\lambda_0/20}^{\text{p}} &= \frac{40(1+\nu)I_0 A \alpha_T a^2 \tau}{\lambda \lambda_0}. \end{aligned} \quad (35)$$

Значения этих параметров, определенные для меди, алюминия и молибдена при $I_0 A = 1$ кВт/см², $K_0 = 2.82 \times 10^2$ м⁻² и $\tau = 50$ мкс, а также значения тепловых потоков $I_0 A$, при которых $\gamma_i^{\text{p}} = 1$, представлены в табл.1. В непрерывном режиме основным является механизм ухудшения свойств оптической поверхности в результате необратимых пластических деформаций в центре зоны облучения. При импульсном облучении характер термонапряженного состояния оказывается более сложным, чем при непрерывном облучении. Так, в отличие от стационарного термонапряженного состояния, в нестационарном состоянии в материале твердого тела компоненты σ_{zz} и σ_{rz} отличны от нуля. При этом наибольшего значения достигает компонент σ_{zz} на оси z на расстоянии $\sim 0.66r_0$ от оптической поверхности. Если при некотором уровне приведенных значений $I_0 A$ компонент σ_{zz} больше модуля прочности σ_b , то возможна реализация условий хрупкого разрушения, при котором произойдет отслоение поверхностного слоя мате-

риала ЭСО. Для такого вида разрушения параметр стабильности оптической поверхности

$$\gamma_{\sigma_b}^{\text{p}} = \frac{4I_0 A E \alpha_T a^2 \tau \sqrt{K_0}}{(1-\nu)\lambda \sigma_b},$$

а параметр стабильности, определенный по отношению к пластической деформации, имеет следующий вид:

$$\gamma_{\sigma_T}^{\text{p}} = \frac{\sqrt{3} I_0 A E \alpha_T F_0}{\lambda \sqrt{K_0} (1-\nu) \sigma_T} \left[1 + 2 \frac{\sqrt{F_0}}{3\pi} \exp\left(-\frac{\sqrt{3}}{2F_0}\right) \right]. \quad (36)$$

Значения параметров и соответствующих им интенсивностей для Al, Mo, Cu приведены в табл.1.

Импульсно-периодический режим. Состояние твердого тела, поверхность которого облучается ИП лазерным излучением, сочетает в себе характерные особенности термонапряженных состояний, реализуемых при импульсном и непрерывном облучениях. При этом для полей температур, полей компонентов σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ тензора напряжений и полей термодформаций реализуемые термическое и напряженное состояния являются комбинацией нестационарного и стационарного состояний. В связи с этим параметры стабильности отражающих поверхностей, определяемые по способности достижения температурой точки плавления материала, компонентами σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ – предела текучести σ_T и термодформациями – порогового значения $\lambda_0/20$, таковы [21]:

$$\gamma_i^{\text{PP}} = \text{SQV} \gamma_i^{\text{cw}} + \gamma_i^{\text{p}}. \quad (37)$$

При ИП воздействии лазерного излучения на поверхность твердого тела в веществе возникает нестационарное, циклически повторяющееся напряженное состояние. В результате с материалом твердого тела могут произойти необратимые усталостные разрушения. Условия, при которых происходят макроскопические усталостные изменения поверхности ЭСО, можно оценить с помощью кривых Велера, определяющих зависимость модуля амплитуды усталостных напряжений от числа циклов нагружающих импульсов N_p [21, 31].

2.6. Необратимые изменения оптической поверхности

Динамика усталостного и хрупкого разрушения характеризуется зарождением и развитием микротрещин. Поэтому недопустимость разрушения оптической поверхности ЭСО диктуется необходимостью сохранения диффузно-рассеянной компоненты лазерного излучения на пренебрежимо малом уровне. Кроме того, процесс зарождения и развития микротрещин сопровождается микроструктурными и фазовыми превращениями вещества, приводящими к изменению структурного и фазового состава отражающей поверхности и, как следствие, – к увеличению ее коэффициента поглощения A , а адсорбция различных веществ на образовавшейся системе микротрещин, инициирующей оптический пробой, приводит к снижению лучевой стойкости отражающей поверхности. Более того, оптический пробой воздуха вблизи мишени может происходить и без сегрегации примесей непосредственно в области возникновения микротрещин, поскольку они являются концентраторами электрических полей, и т. д. Нами было проведено последовательное рассмотрение основных механизмов микроструктурных и фазовых превра-

щений, предшествующих стадиям пластического, усталостного и хрупкого разрушения либо сопровождающих эти стадии, а также рассмотрены возможные причины изменения качества оптической поверхности. Полученные выражения важны не только для задач силовой оптики. Они эффективно применяются сегодня для анализа условий разрушения твердых тел различной природы вследствие превышения уровня предельных напряжений для различных компонентов тензора напряженного состояния.

3. Статические ЭСО на основе материалов с пористой структурой

Целесообразность использования ПС для охлаждения теплонапряженных ЭСО теоретически и экспериментально была обоснована в наших работах [32–39]. Повышение ПОР лазерных отражателей на основе ПС обеспечивается за счет создания «минимальной» толщины разделительного слоя (десятки микрон), интенсификации теплообмена, высокой проницаемости теплообменника для выбранных теплоносителей, прокачиваемых через ПС, и использования теплообменника с сильно развитой поверхностью. Результаты испытаний водоохлаждаемых ЭСО, созданных на основе ПС, указали на возможность отвода больших тепловых потоков при незначительных деформациях зеркальной поверхности. Максимальная плотность отводимого теплового потока, не приводящая к разрушению зеркальной поверхности, оказалась равной 8.2 кВт/см^2 . При $q = 2 \text{ кВт/см}^2$ термодформация составляла $\sim \lambda_0/20$, где $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ [32, 33].

Дальнейшее увеличение ПОР охлаждаемых зеркальных поверхностей было реализовано в результате оптимизации параметров ПС [34, 38, 39], соответствующего выбора теплоносителя [21], разработки технологии создания тонкого разделяющего слоя на основе интерметаллических соединений [32] и рационального проектирования конструкции ЭСО в целом [35–37]. Разработка охлаждаемого ЭСО для мощных лазерных систем потребовала детального изучения процессов тепло- и массопереноса для большого перечня теплоносителей в ПС. Эти процессы к моменту начала работ в области силовой оптики были недостаточно изучены или не исследовались вообще.

3.1. Температурное поле в ПС при конвективном охлаждении

Расчет температурных полей в ПС был нами проведен в одномерной постановке при следующих допущениях: падающее излучение равномерно распределено по облучаемой поверхности; толщина пористого слоя Δ_p значительно превышает глубину прогрева, что позволяет считать ее бесконечно большой ($\Delta_p \rightarrow \infty$) и рассматривать модель полупространства; температура и скорость движения теплоносителя по толщине ПС постоянны. Уравнение теплообмена, описывающее распределение температуры по толщине ПС, было записано нами в безразмерном виде:

$$\frac{d^2 \Theta}{d\bar{x}^2} = N(\Theta - 1), \quad (38)$$

где $\Theta = t/t_T$, $\bar{x} = x/d_m$ и $N = \tilde{\text{Nu}}N'$ – безразмерные температура, координата и параметр Нуссельта соответственно;

d_m – средний диаметр частиц структуры; $\tilde{\text{Nu}} = h_m d_m / \tilde{\lambda}$ – модифицированное число Нуссельта, характеризующее отношение конвективного охлаждения к переносу тепла вследствие каркасной теплопроводности; $N' = S_V d_m$ – безразмерный параметр; S_V – поверхность теплообмена.

Граничные условия уравнения таковы:

$$\bar{x} = 0, \quad d\Theta/d\bar{x} = -\tilde{\text{Nu}}\bar{q}\bar{x} \rightarrow \infty, \quad \Theta \rightarrow 1, \quad (39)$$

где $\bar{q} = q/(h_m t_T)$ – безразмерная плотность теплового потока; q – плотность теплового потока, передаваемого через разделительный слой. Решение уравнения имеет следующий вид [21, 34]:

$$\Theta(\bar{x}) = 1 + \bar{q}\sqrt{\tilde{\text{Nu}}/N'} \exp(-\sqrt{N}\bar{x}). \quad (40)$$

Из (40) следует, что скорость снижения температуры по толщине ПС определяется параметром \sqrt{N} . Максимальная плотность теплового потока, отводимого от отражателя в режиме конвективного охлаждения, из условия равенства температуры Θ_p при фиксированном давлении температуре Θ_{boil} кипения теплоносителя ($\Theta_p = \Theta_{\text{boil}}$) при выбранном давлении есть

$$\bar{q}_{\text{max}} = (\Theta_{\text{boil}} - 1)\sqrt{N'/\tilde{\text{Nu}}}. \quad (41)$$

Степень интенсификации теплообмена в ПС в результате использования турбулентного потока и сильно развитой поверхности определяется коэффициентом K_{int} , который характеризует отношение количества тепла, отводимого теплоносителем в рассматриваемом ПС, к количеству тепла, которое отводилось бы непосредственно с охлаждаемой поверхности разделительного слоя теплоносителем при его течении в щелевом зазоре шириной Δ [40]:

$$K_{\text{int}} = q/h_{\Delta}(t_{\bar{x}=0} - t_T), \quad (42)$$

где h_{Δ} – коэффициент конвективного теплообмена при течении теплоносителя в щелевом зазоре. Например, для турбулентного режима течения теплоносителя зависимость для определения числа Нуссельта

$$\text{Nu}_{\Delta} = 0.023 \text{ Re}^{0.8} \text{ Pr}^{0.4}, \quad (43)$$

где Re , Pr – числа Рейнольдса и Прандтля.

В случае отвода тепловых потоков глубина прогрева [41]

$$\bar{\Delta}_{\text{max}} = N^{-1/2} \ln 10^2 (\Theta_{\text{boil}} - 1). \quad (44)$$

В сочетании с выражениями, описывающими гидродинамику потока, полученные зависимости являются основой для оптимизации параметров ПС, обеспечивающих минимальные термические деформации зеркальной поверхности ЭСО или максимальные тепловые потоки, отводимые при конвективном охлаждении.

3.2. Конвективный теплообмен в ПС

Режим течения теплоносителя в ПС, представляющий интерес для силовой оптики, является переходным между ламинарным и развитым турбулентным режимами. Критериальное уравнение внутрипористого конвективного теплообмена для газов и капельных жидкостей может быть представлено в виде [41]

$$\text{Nu} = c(\text{RePr})^n, \quad (45)$$

где c, n – постоянные, зависящие только от структурных характеристик ПС.

С использованием известных из литературы опытных данных [42] нами был проведен анализ зависимостей c и n от структурных характеристик ПС, для которых эти постоянные достаточно достоверно известны. В результате было установлено, что c и n зависят главным образом от объемной пористости P_V . Таким образом, зависимость (45) для безразмерного критерия Нуссельта с учетом корреляционных выражений $c(P_V)$ и $n(P_V)$ позволила считать коэффициент конвективного теплообмена в ПС.

3.3. Гидродинамика однофазного потока в ПС

Температурное поле и термическая деформация ЭСО в значительной степени определяются расходом прокачиваемого через ПС теплоносителя, зависящим от гидродинамических характеристик и условий его подвода и отвода. Исследованию гидродинамических характеристик при течении однофазного теплоносителя в ПС, в основном в области $P_V \leq 0.5$, было посвящено большое количество экспериментальных исследований [41, 42]. В общем случае гидродинамика потока в ПС описывается модифицированным уравнением Дарси (уравнение Дюпуй–Рейнольдса–Форхаймера) [43–45]:

$$-\frac{dp_0}{dx} = \alpha\mu_0 u + \beta\rho u^2, \quad (46)$$

где p_0 – давление потока; u – скорость фильтрации, равная отношению удельного массового расхода теплоносителя G_0 к плотности ρ ; α и β – вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления соответственно; μ_0 – коэффициент динамической вязкости теплоносителя.

Из уравнения (46) нами была получена зависимость для коэффициента сопротивления трению C_f в виде

$$C_f = 2/(\text{Re} + 2), \quad (47)$$

где $C_f = -2(dp_0/dx)\rho/G_0^2\beta$; $\text{Re} = G_0\beta/\mu_0\alpha$ (характерный размер β/α).

Известен и иной подход к расчету C_f : в качестве характерного размера выбирается \sqrt{K} , где K – коэффициент проницаемости, характеризующий гидродинамику течения потока в режиме Дарси ($\text{Re}_{\sqrt{K}} = G\sqrt{K}/\mu$), тогда [46]

$$C_f = 2/(1/\text{Re}_{\sqrt{K}} + c)/c. \quad (48)$$

Связь между коэффициентами α и β и параметрами c и K может быть представлена в виде $\alpha = 1/K$, $\beta = c/\sqrt{K}$. Параметр c является универсальной постоянной для однотипных ПС, например для всех материалов из металлических порошков с частицами сферической или близкой к ней формы $c \approx 0.55$; для материалов из порошков с произвольной формой частиц $0.45 < c < 0.566$. Поэтому в дальнейшем при расчете гидравлических характеристик структур нами принималось $c = 0.55$, хотя в нашем случае это дает несколько завышенное значение коэффициента C_f .

Коэффициент проницаемости K , являющийся структурной характеристикой ПС, не зависит от режима течения потока и определяется экспериментально из закона

Дарси. В связи с развитием работ в области тепловых труб в настоящее время имеется достаточно большое число экспериментальных данных для определения K как для порошковых, так и для металловолоконистых структур. Зависимость коэффициента проницаемости металловолоконистых ПС от объемной пористости такова [46]:

$$K = AP_V^m, \quad (49)$$

где A, m – коэффициенты, зависящие от относительной длины волокон l/d . Аналогичные выражения могут быть получены и для порошковых ПС. Кроме того, коэффициент проницаемости рассчитывается по известному соотношению Кармана–Козени [41]:

$$K = \varphi P_V^3 d_m^2 / (1 - P_V)^2 \approx P_V^3 / 5S_V, \quad (50)$$

где φ – постоянная, зависящая от структуры.

Приведенные зависимости использовались нами для определения гидравлических характеристик ЭСО на основе ПС из металлических порошков и металловолокон.

3.4. Влияние условий подвода и отвода теплоносителя на гидравлические характеристики ЭСО

Обычно в охлаждаемых ЭСО подвод теплоносителя к ПС и его отвод осуществляются через равномерно распределенные по поверхности охлаждения каналы. При подводе и отводе через каналы в виде отверстий может иметь место существенная неравномерность поля скоростей в случае растекания потока в радиальных направлениях, что приводит к дополнительным потерям давления при циркуляции теплоносителя, которые учитываются коэффициентом K_g . В этом случае суммарный перепад давления в ПС

$$\Delta P_0 = \Delta p_0 K_g, \quad (51)$$

где Δp_0 – перепад давления при однородном поле скоростей.

Коэффициент K_g , характеризующий влияние коллекторных эффектов на гидравлическое сопротивление при движении потока в ПС, можно представить в следующем виде:

$$K_g = \frac{F}{\pi s^2 n(1-a)} \frac{cG(1/a-1)/\pi n \rho s \Delta - (v/\sqrt{K}) \ln a}{v\sqrt{K} + cv}. \quad (52)$$

Здесь F – площадь облучаемой поверхности; n – число каналов для подвода (отвода) теплоносителя; $a = 2r_0/s$ – относительный шаг между отверстиями. Из (52) видно, что K_g зависит как от геометрических характеристик системы подвода и отвода теплоносителя (от a), так и от G ; с увеличением a и G коэффициент K_g растет. Таким образом, K_g характеризует конструктивное совершенство системы раздачи и сбора теплоносителя охлаждаемого ЭСО.

При известном K_g суммарный перепад давлений в ПС рассчитывается по формуле (51) с учетом следующего выражения для расчета Δp_0 :

$$\Delta p_0 = v \rho s (1-a)(v/\sqrt{K} + cv)/\sqrt{K}, \quad (53)$$

где $v = Cs/(\rho F \Delta)$ – скорость фильтрации теплоносителя.

3.5. Теплопроводность ПС теплообменника ЭСО

Применительно к вопросам охлаждения ЭСО представляло интерес исследование каркасной теплопроводности ПС. В большинстве случаев данные обобщаются в виде зависимости $\tilde{\lambda}(P_V)$ для образцов, выполненных по единой технологии из однотипных материалов. Для расчета была использована формула Одолевского [47]:

$$\tilde{\lambda} = \lambda_c \frac{1 - P_V}{1 + P_V}, \quad (54)$$

где λ_c – теплопроводность компактного материала.

Эффективная теплопроводность металловолокнистых войлочных структур может иметь значительную анизотропию в зависимости от направления войлокования. Обычно $\tilde{\lambda}$ обобщается следующими зависимостями [47]:

$$\tilde{\lambda}_{\parallel} = \lambda_c(1 - P_V) \exp(-P_V), \quad (55a)$$

$$\tilde{\lambda}_{\perp} = \lambda_c(1 - P_V)^2, \quad (55b)$$

где $\tilde{\lambda}_{\parallel, \perp}$ – эффективная теплопроводность в параллельном и перпендикулярном плоскости войлокования направлениях. В последнем случае можно также использовать зависимость

$$\tilde{\lambda}_{\perp} = \lambda_c(1 - P_V)^3. \quad (56)$$

Представленные зависимости удовлетворительно аппроксимируют опытные данные [40, 47] и были использованы нами при определении тепловых характеристик охлаждаемых ЭСО на основе металловолокнистых структур. При этом зависимость (55b) описывает верхнюю границу опытных данных (оптимистическая оценка), а (56) – нижнюю (пессимистическая оценка).

3.6. Термическая деформация оптической поверхности

Для оценки малых искажений оптической поверхности, характерных для деформаций ЭСО, было сделано предположение о свободном расширении ПС и разделительного слоя в соответствии с температурными полями. Тогда термическая деформация зеркальной поверхности W^* есть сумма расширений разделительного (толщиной Δ_d) и пористого (толщиной Δ) слоев:

$$W^* = \alpha_d \Delta_d t_T [1/2(\Theta_1 + \Theta_2) - \Theta_0] + \alpha_p \Delta t_T [(1 - \Theta_0) + \bar{q} d_m / (N' \Delta)], \quad (57)$$

где α_d и α_p – температурные коэффициенты линейного расширения разделительного и пористого слоев; $\Theta_i = t_i / t_T$ – безразмерная температура; t_0 – температура теплоносителя на входе в отражатель; t_1 и t_2 – температуры внешней и внутренней поверхностей разделительного слоя соответственно.

Полученные выше зависимости, описывающие процессы тепло- и массопереноса в ПС, были использованы нами для расчета характеристик охлаждаемых ЭСО.

На рис.12 представлена качественная зависимость термической деформации от максимальной плотности отводимого

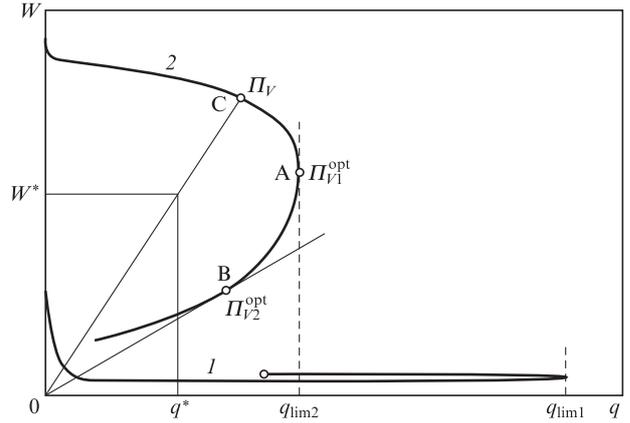


Рис.12. Качественная зависимость термической деформации от максимальной плотности теплового потока для двух зон ЭСО, соответствующих областям впрыска (1) и отвода (2) теплоносителя.

теплового потока (переменная P_V при постоянном d_m) для двух выделенных зон отражателя, соответствующих областям впрыска ($W_1^*(q_{lim1})$) и отвода ($W_2^*(q_{lim2})$) теплоносителя. Варьируя средний размер зерна d_m (или диаметр волокна), можно построить семейство кривых, характеризующихся постоянным значением d_m и переменной пористостью P_V , для отражателей с одинаковым типом капиллярной структуры. Кривые построены при условии постоянства перепада давления теплоносителя и с учетом его подогрева в ПС, температура теплоносителя на входе принималась равной температуре оптической поверхности ЭСО после окончательной доводки.

Деформация оптической поверхности в зоне отвода теплоносителя $W_2^* > W_1^*$, поэтому определяющее значение для выбора структурных характеристик ПС имеет кривая 2, а различие между кривыми 1 и 2 характеризует степень совершенства системы охлаждения. Кривые являются огибающими рабочих термическо-деформационных характеристик семейства отражателей с данным типом структуры. Рабочая характеристика отражателя с заданной пористостью ПС P_V получается соединением прямой линией точки C с началом координат. Точка C соответствует максимальной плотности теплового потока, отводимого в режиме конвективного охлаждения, а отрезок OC прямой представляет собой зависимость термических искажений зеркальной поверхности от тепловой нагрузки.

В общем случае на кривой 2 можно выделить две точки: A, в которой пористость P_{V1}^{opt} оптимальна и обеспечивается отвод тепловых потоков с максимальными плотностями для выбранного размера зерна, перепада давления теплоносителя и условий его подвода и отвода, и B (точка касания прямой из центра координат кривой 2), соответствующую пористости P_{V2}^{opt} , при которой для данного ПС реализуются оптимальные термические искажения зеркальной поверхности.

Выбор материала и основных параметров структуры (d_m , P_V) проводился на основе сопоставления семейства кривых 2 с учетом возможностей получения требуемого ПС и создания на нем разделительного слоя. В обзоре [14] нами представлены результаты иллюстрирующих возможности метода экспериментальных исследований и численных расчетов термическо-деформационных характеристик водоохлаждаемых ЭСО, выполненных из широко используемых порошков меди и молибдена.

3.7. Жидкометаллические теплоносители в ЭСО на основе ПС

В 1978 г. нами впервые было высказано мнение, что дальнейшее повышение ПОР зеркальных поверхностей ЭСО на основе ПС возможно при использовании в качестве теплоносителей жидких щелочных металлов и их сплавов [38]. Перспективность применения жидкометаллических теплоносителей для охлаждения ЭСО определялась возможностью достижения высокого коэффициента теплообмена в ПС вследствие благоприятного сочетания теплофизических свойств жидких металлов. Это позволяло снизить требования к теплопроводности материала ПС, что открывало возможность использования в отражателях новых конструкционных материалов с низкими коэффициентами термического расширения и теплопроводностью. Особый интерес представляло применение для охлаждения ЭСО эвтектических сплавов жидких металлов с низкой температурой плавления.

Рассмотрим некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований тепловых и термодформационных характеристик ЭСО, охлаждаемых эвтектическим сплавом Na–K. В рамках принятых ранее допущений уравнение теплообмена можно записать в виде

$$\frac{d^2t}{dx^2} = \frac{h_c}{\lambda} S_V(t - t_T), \tag{58}$$

где h_c – коэффициент теплообмена между материалом ПС и теплоносителем. Ввиду отсутствия в литературе данных о теплообмене жидких металлов в ПС для оценки снизу коэффициента теплообмена нами были использованы известные данные о теплообмене жидкометаллических теплоносителей в структурах треугольных решеток тепловыделяющих элементов атомных реакторов [48]. Для расчета теплообмена жидких металлов в решетках тепловыделяющих элементов использовались следующие зависимости:

в плотно упакованных структурах ($s/d = 1$)

$$Nu = Nu_{lam} + 0.0408(1 - 1/\sqrt{1.24\epsilon + 1.15})Pe^{0.65}; \tag{59}$$

в не плотно упакованных структурах ($1.0 < s/d < 1.2$)

$$Nu = Nu_{lam} + \frac{3.67}{90(s/d)^2} \times \left\{ 1 - \left[\frac{1}{[(s/d)^{30} - 1]/6 + \sqrt{1.24\epsilon + 1.15}} \right] Pe^{m_1} \right\}; \tag{60}$$

в не плотно упакованных структурах ($1.2 < s/d < 2$)

$$Nu = Nu_{lam} + 3.67Pe^{m_2}/90(s/d)^2. \tag{61}$$

Здесь $m_1 = 0.56 + 0.19s/d - 0.1/(s/d)^{80}$; Pe – число Пекле;

$$Nu_{lam} = \left[7.55 \left(\frac{s}{d} - \frac{6.3}{(s/d)^{17(s/d)(s/d-0.81)}} \right) \right] \times \left[1 - \frac{3.6}{(s/d)^{20}(1 + 2.5\epsilon^{0.86}) + 3.2} \right]$$

– число Нуссельта для ламинарного течения; s/d – относительный шаг расположения тепловыделяющих элементов в решетке; $\epsilon = \lambda_{st}/\lambda_T$ – отношение теплопроводности материала оболочки тепловыделяющего элемента к теплопроводности теплоносителя. Зависимости (59)–(61) справедливы для $\epsilon > 0.01$ и $1 \leq Re \leq 4000$.

Предполагая, что гидравлический диаметр решетки пучков тепловыделяющих элементов соответствует гидравлическому диаметру ПС ЭСО ($d_d = d_p$), а диаметр пучка стержней – диаметру проволоки (для металловолоконистой ПС), можно получить для войлочных ПС следующую зависимость: $d_d = d_m\Pi_V/(1 - \Pi_V)$.

На рис.13 и 14 в качестве примера представлены результаты численных расчетов термодформационных характеристик семейства ЭСО, охлаждаемых эвтектическим теплоносителем Na–K. Предполагалось, что ПС отражателей выполнены из молибденовой и инваровой войлочных ПС. Средний диаметр войлока и объемная пористость структуры варьировались в пределах $20 \leq d_m \leq 200$ мкм и $0.1 \leq \Pi_V \leq 0.9$. Кривые на рис.13 и 14 являются огибающими рабочих термодформационных характеристик семейства ЭСО и построены при условии постоянства перепада давления теплоносителя при максимальной температуре охлаждаемой поверхности 100°C .

Из рис.13 следует, что деформация оптической поверхности в зоне оттока теплоносителя, рассчитанная с учетом его подогрева в ПС, значительно превышает деформацию в зоне подвода ($W_2^* > W_1^*$). Предельные плотности мощности тепловых потоков для рассматриваемого семейства ЭСО составили: в зоне подвода теплоносителя $q_1 > 20$ кВт/см², в зоне отвода $q_1 = 6.6$ кВт/см², при этом $W_2^* = 0.3$ мкм. Минимальная деформация W_2^* в зоне отвода теплоносителя при плотности мощности отводимого потока 4.2 кВт/см² равна 0.12 мкм, что существенно ниже ПОР ЭСО CO₂-лазеров.

Анализ данных рис.14 показывает, что использование ПС из материалов с низким коэффициентом термического расширения (волокна из инвара) позволяет при жидкометаллическом охлаждении значительно (примерно в

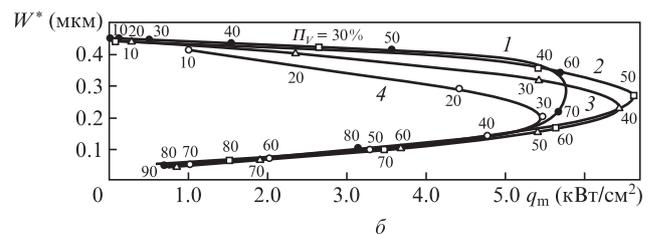
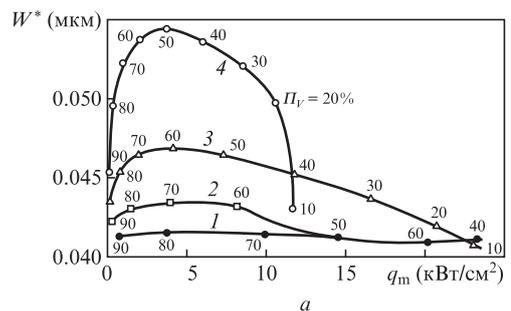


Рис.13. Номограммы термодформационных характеристик семейства ЭСО на основе металловолоконистых ПС из молибдена, охлаждаемых теплоносителем из Na–K в зоне его подвода (а) и отвода (б) при $d_m = 20$ (1), 50 (2), 100 (3) и 200 мкм (4).

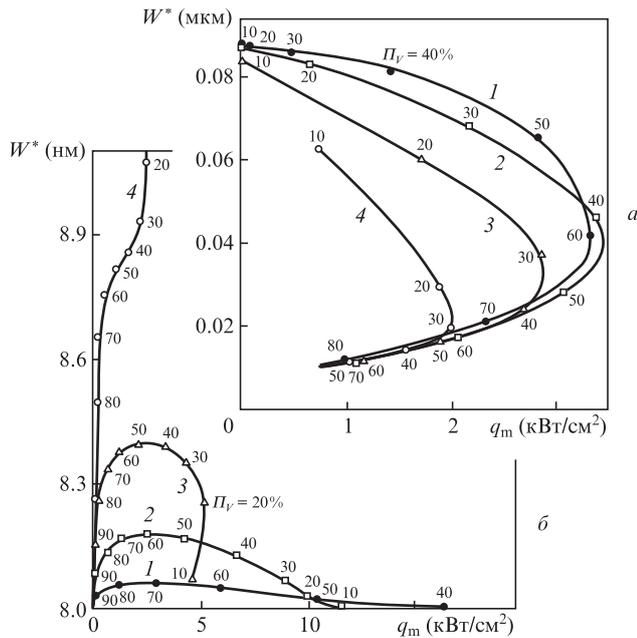


Рис.14. Номограммы термодформационных характеристик семейства ЭСО на основе металловолоконистых ПС из инвара, охлаждаемых теплоносителем из Na–K в зоне его подвода (а) и отвода (б) при $d_m = 20$ (1), 50 (2), 100 (3) и 200 мкм (4).

3–4 раза) снизить термодформации зеркальной поверхности как в зоне подвода, так и в зоне отвода теплоносителя. При этом максимальные тепловые нагрузки, экспериментально отведенные от зеркальной поверхности, превысили 10 кВт/см². Экспериментально измеренные термодформации ЭСО на основе волокон из инвара в области минимальной деформации оказались меньше 0,5 мкм.

Следует отметить, что приведенные на рис.13 и 14 результаты со всей очевидностью свидетельствуют о перспективности использования жидких металлов для охлаждения ЭСО. Такое охлаждение в сочетании с использованием ПС, выполненных из материалов с относительно низкими коэффициентами термического расширения, открывает принципиально новые возможности создания класса особо точных ЭСО с высоким ПОР.

Сегодня в связи с накоплением экспериментальных данных по конвективному теплообмену и гидродинамике течений в ПС последние начали широко использоваться в высоконагруженных системах космического приборостроения, ядерной энергетики. Благодаря особенностям строения в металлических ПС отсутствуют тупиковые поры, что исключает нежелательные тепловые процессы. Это обеспечивает хорошую проницаемость, высокие теплофизические характеристики, возможность функционирования ЭСО при устойчивом кипении рабочих жидкостей в зонах нагрева, высокую интенсивность теплообмена, высокие предельные значения критических тепловых потоков. Металлические ПС обладают хорошими физико-механическими и эксплуатационными характеристиками. Металлургическая технология изготовления ПС обеспечивает их стабильные и воспроизводимые параметры, большой ресурс работы, высокую надежность функционирования. Одно из первых зеркал на основе ПС изображено на рис.15.

К новым направлениям исследований ПС, которые успешно развиваются в последнее время, относятся: изучение процессов кипения на поверхностях с пористыми покрытиями в зависимости от их структурно-гидродина-

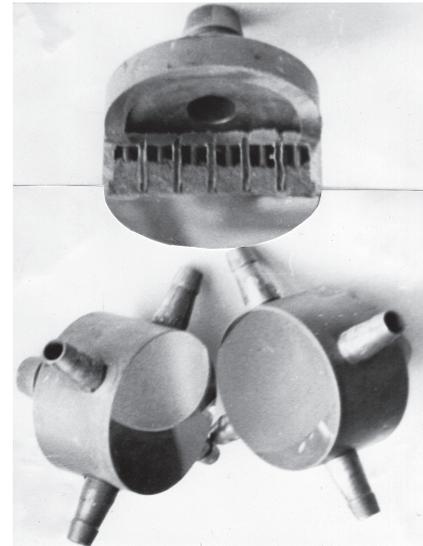


Рис.15. Охлаждаемый ЭСО на основе порошковой ПС.

мических характеристик; исследование влияния этих характеристик на контактное термическое сопротивление между пористым и сплошным слоями; исследование теплообмена при конденсации жидкостей на рабочих поверхностях ПС. Следует отметить, что проведенные нами исследования теплообмена в ПС позволили выработать технологическую основу создания серии конструкций водоохлаждаемых зеркал мощных лазеров на базе химического травления металлических фольг с их последующей пайкой для реализации многослойного теплообменника с умеренной степенью развития поверхности теплообмена [49–52].

4. Адаптивные ЭСО и оптические системы на их основе

Многообразие явлений, изменяющих оптические характеристики среды на трассе распространения излучения и в оптической системе лазера, приводит к деградации качества волнового фронта (ВФ), проявляющейся в значительном увеличении угловой расходимости генерируемого пучка и в уменьшении пиковых значений интенсивности при его фокусировке. Наиболее полно всему комплексу требований, предъявляемых к корректорам ВФ адаптивной оптической системы, соответствуют ЭСО с регулируемой формой отражающей поверхности, в которых компенсация искажений ВФ осуществляется в результате изменения формы зеркальной поверхности. При этом становится возможным: 1) создание охлаждаемых и неохлаждаемых адаптивных ЭСО, обладающих высоким ПОР в широком диапазоне уровней лучевых нагрузок [21, 53]; 2) создание адаптивных оптических систем для всего набора известных на сегодняшний день схем получения непрерывного и ИП лазерного излучения в диапазоне длин волн от далекого ИК до УФ; 3) создание адаптивных ЭСО для коррекции и измерения нестационарных фазовых искажений во временном интервале вплоть до нескольких миллисекунд путем выбора материалов подложки зеркальной поверхности, обеспечивающих их заданные статические и динамические деформационные характеристики [54–56].

Наиболее сложной, на наш взгляд, представляется реализация адаптивных ЭСО с высоким ПОР отражающей

поверхности, поскольку при этом необходимым является сопряжение в конструкции отражателя систем управления его формой и охлаждением. Предложенный нами подход к созданию адаптивных ЭСО основывался на использовании методов форсированного внутрипористого теплоотвода для охлаждения зеркальной поверхности при управлении формой отражающей поверхности путем контролируемого упругого деформирования ПС теплообменника.

Перспективность нашего предложения заключалась в возможности обеспечения необходимых статических и динамических деформационных и теплофизических характеристик адаптивных ЭСО, поскольку использование ПС позволяет реализовать ПОР зеркальной поверхности вплоть до нескольких десятков кВт/см², а их применение в качестве материала подложки зеркальной поверхности, обладающей незначительной жесткостью, обеспечивает возможность управления формой отражающей поверхности в широком диапазоне локальных амплитуд смещений отдельных ее областей. Причем, т. к. в рабочем состоянии материал пористого теплообменника адаптивного ЭСО насыщается жидким теплоносителем, в динамическом режиме работы устройства возможно эффективное демпфирование собственных резонансных механических колебаний конструкции адаптивного ЭСО.

Проведенные исследования по моделированию коррекции основных искажений ВФ адаптивными ЭСО, определяющих оптическое качество потока интенсивного лазерного излучения (к ним относятся наклон ВФ, дефокусировка, сферическая абберация), показали, что при непротиворечивом удовлетворении требований силовой оптики, заключающихся в реализации высоких значений ПОР (толщина ПС теплообменника должна составлять несколько миллиметров), неточность сопряжения формы ВФ с формой отражающей поверхности равна для излучения СО₂-лазера $\lambda_0/10 - \lambda_0/20$ при использовании системы управления, содержащей 50–60 актюаторов на апертуре адаптивного ЭСО до 100 мм.

Наряду с известными [56, 57], предложенный нами подход к созданию адаптивных ЭСО представлялся весьма перспективным при разработке адаптивных оптических систем мощной лазерной техники [58–63]. Однако для его реализации было необходимо проведение комплекса исследований по установлению особенностей динамического и статического режимов деформирования ПС, изучению влияния процессов внутреннего трения в материалах ПС на динамику их циклического нагружения, определению влияния анизотропии механических свойств структуры на вид функции отклика отражающей поверхности, установлению оптимального для данного класса устройств функционала управления адаптивной оптической системой, созданию новых типов актюаторов с повышенной энергоемкостью. Важно отметить большую роль в достижении поставленных целей коллективов предприятий, руководимых в то время Б.В.Бункиным и Н.Д.Устиновым.

Большое значение при разработке и создании адаптивных ЭСО с заданными статическими и динамическими характеристиками отводилось актюаторам, обеспечивающим требуемые амплитуды деформаций в широком динамическом диапазоне. Решения, требующие использования пьезоэлектрических материалов, в случае физических задач, связанных с адаптивными ЭСО, не свободны от недостатков. К ним относятся необходимость высоких напряжений для реализации требуемых амплитуд

смещений и неизбежность гистерезисных явлений, затрудняющих однозначность формирования фазосопряженного ВФ лазерного пучка рельефом отражающей поверхности. В режимах «модуляции» и «фазового сопряжения» амплитуды локальных смещений отражающей поверхности должны достигать $0.1 - 0.5\lambda_0$ и $1 - 5\lambda_0$ соответственно. Для обеспечения таких амплитуд смещений нами были предложены актюаторы адаптивных ЭСО новых типов, выполненные на основе магнитострикционных материалов и реализующие условия эффектов Джоуля и Видемана [62, 63]. При этом была открыта перспектива создания компактных конструкций актюаторов с повышенной эффективностью, обеспечивающих стабильные амплитуды смещений в частотном диапазоне до 10 кГц.

Использование разработанных и созданных нами конструкций адаптивных ЭСО на основе ПС не ограничивается рамками адаптивной оптики, хотя и в этой области они решают ряд принципиально важных проблем. Согласно результатам моделирования внутрирезонаторных оптических систем [64–68], применение адаптивных ЭСО позволяет довести угловую расходимость генерируемых потоков излучения до дифракционной при использовании неустойчивых резонаторов мощных лазерных систем на основе углекислого газа. Адаптивные ЭСО явились по сути новым типом устройств локального управления фазовыми характеристиками потоков когерентного излучения, в соответствии с чем на их основе стала возможной разработка различного типа устройств модуляции, селекции, сканирования лазерных пучков. Например, использование в лазерном резонаторе адаптивного ЭСО позволило преобразовать потоки непрерывного мощного лазерного излучения в высокочастотное ИП путем модуляции добротности резонатора [68], а применение адаптивных ЭСО в составе эталона Фабри–Перо позволило проводить автоматизированный анализ спектрального и модового состава лазерного излучения и т. д. Несомненны преимущества использования данного класса адаптивных ЭСО и в традиционных областях применения адаптивных систем, например в лазерной локации. Здесь следует упомянуть работу [57], в которой приведены характеристики ряда адаптивных зеркал.

5. Крупногабаритные ЭСО на основе многослойных сотовых структур

Реальные условия эксплуатации крупногабаритных ЭСО в большинстве случаев выдвигают противоречивый набор требований, существенно усложняющих процесс их изготовления. Обладая малым весом и высокой удельной жесткостью, крупногабаритные ЭСО должны сохранять работоспособность при интенсивном одностороннем нагреве и быстро изменяющейся температуре окружающей среды. Вместе с тем увеличение размеров ЭСО при сохранении заданного уровня искажений оптической поверхности приводит к резкому возрастанию их массы. Для снижения массы крупногабаритных ЭСО при условии сохранения жесткости их конструкций наряду с такими новыми подходами, как применение материалов с синтезированными физико-техническими свойствами, перспективным является и поиск новых решений проблемы. В ряде случаев уменьшение массы ЭСО достигалось благодаря созданию в них внутренних пустот с достаточно крупными ячейками. Это позволяет уменьшить их массу в 6–7 раз при величине искажения оптической поверхности под дей-

ствием собственного веса, составляющей 0.7–0.8 от искажения монолитного зеркала. Однако в ЭСО с большими внутренними пустотами сложно создать систему термостабилизации без существенной потери жесткости.

Альтернативным способом уменьшения массы крупногабаритного ЭСО, как и в случае высоконагруженных ЭСО, является применение высокопористых ячеистых материалов [69, 70]. Нами теоретически и экспериментально была исследована возможность создания облегченных крупногабаритных ЭСО на основе многослойных композиций с сотовым наполнителем. Такие композиции обладают сравнительно небольшой массой при высокой удельной жесткости, хорошими теплоизолирующими свойствами, высоким коэффициентом поглощения упругих колебаний. Использование многослойных композиций обеспечивает также возможность создания высокоэффективной системы термической стабилизации.

При осесимметричном тепловом нагружении задача о термических искажениях оптической поверхности охлаждаемого многослойного сотового ЭСО была успешно решена [71]. В этом случае для расчета температурных полей в крупногабаритном ЭСО рассматривалась задача для многослойного цилиндра, на торцах и боковой поверхности которого задавались потоки тепла, а внутри слоев тепло снималось теплоносителем. Термодеформации W^* оптической поверхности определялись как сумма нормального температурного расширения ЭСО и его изгиба:

$$W^* = W_n^* + W_{\text{band}}^*, \quad (62)$$

где $W_n^* = \int_0^H \beta(z) T(z, r) dz$ – нормальное расширение; $\beta(z)$ – коэффициент линейного расширения; $T(z, r)$ – температура; H – толщина ЭСО.

Изгиб определялся из уравнения

$$\nabla^4 W_{\text{band}} = -\nabla^2 \frac{M_T}{D},$$

где

$$M_T = \int_{z_0-H}^{z_0} \frac{E\beta z}{1-\nu} T(z, r) dz$$

– температурный момент;

$$D = \int_{z_0-H}^{z_0} \frac{Ez^2}{1-\nu} dz$$

– жесткость на изгиб; E – модуль Юнга. Коэффициент Пуассона $\tilde{\nu}$ и положение нейтральной поверхности определялись из условий

$$\int_{z_0-H}^{z_0} \frac{E}{1-\nu^2} (\tilde{\nu} - \nu) dz = 0, \quad \int_{z_0-H}^{z_0} Ez dz = 0,$$

$$W_{\text{band}}(r) = C_1 + C_2 \ln r + C_3 r^2 + C_4 r^2 \ln r \quad (63)$$

$$+ \frac{1}{D} \int_0^2 \int_0^\rho \xi H(\xi) d\xi d\rho,$$

а постоянные C_1, C_2, C_3, C_4 – из краевых условий.

Результаты исследований показали [72, 73], что при поглощенном тепловом потоке ~ 10 Вт/см² искажения оптической поверхности ЭСО на основе многослойных сото-

вых структур из инвара не превышают 0.7 мкм при диаметре ЭСО 1 м. Постоянная термостабилизации (время выхода на стационарный режим работы), которая определяется из решения нестационарной задачи, для таких конструкций составляет десятые доли секунды. Особенностью работы облегченных конструкций ЭСО с сотовым наполнителем является то обстоятельство, что в сравнительно нежестком наполнителе могут возникать деформации сдвига и поперечного сжатия, заметно влияющие на работу ЭСО. В связи с этим возникла задача его оптимизации, рассмотренная в рамках нелинейного программирования. Относительное смещение оптической поверхности ЭСО под действием гравитационной, механической и тепловой нагрузок определялось методом конечных элементов [73].

На рис. 16 приведены зависимости M^*/M и H^*/H от допустимого искажения W^* оптической поверхности ЭСО под собственным весом. Здесь M^* и H^* – масса и толщина монолитной круглой плиты, а M и H – масса и толщина трехслойной сотовой структуры диаметром 2 м из инвара. Видно, что эффективность многослойной сотовой композиции возрастает по мере ужесточения требований к допустимому искажению оптической поверхности. Из рис. 16 также следует, что при определенных соотношениях параметров структуры искажения оптической поверхности могут быть минимальными. Пример использования многослойных сотовых структур при изготовлении крупногабаритных ЭСО диаметром 1 м показан на рис. 17. Крупногабаритные облегченные ЭСО, изготовленные из инвара,

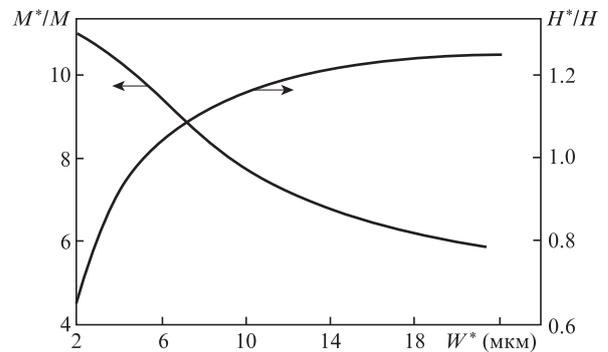


Рис. 16. Зависимости массы и толщины крупногабаритного сотового ЭСО диаметром 2 м из инвара от искажений оптической поверхности.

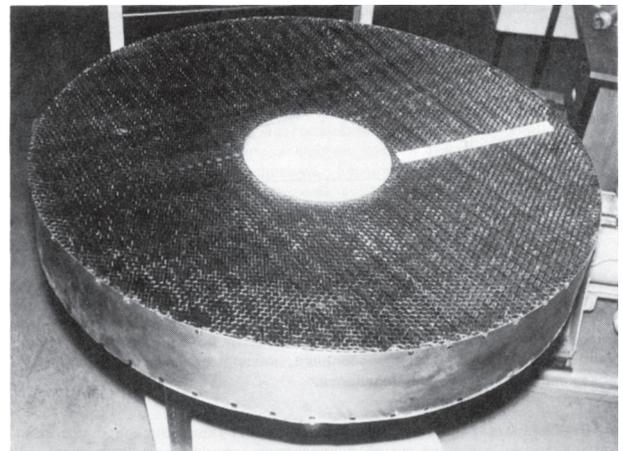


Рис. 17. Заготовка многослойного крупногабаритного сотового ЭСО диаметром 1 м из инвара.

применяются в настоящее время в лазерных технологических установках и подтверждают их высокую эффективность. Более подробно этот класс ЭСО описан в [74].

6. Крупногабаритные ЭСО на основе композитных материалов

Прогресс в этой области в значительной степени обеспечивается быстрым развитием новых технологий и разработкой материалов с принципиально новыми свойствами. Необходимость такого развития связана с постоянно расширяющимся кругом задач, стоящих перед современной наукой и практикой.

Общим недостатком применяемых в оптической астрономии и лазерной технике крупногабаритных ЭСО из стекла, стеклокерамики, плавленного кварца, ситалла и других материалов является их низкая теплопроводность. Такие зеркала не могут эффективно использоваться при одностороннем нагреве, а технологические особенности их изготовления не позволяют существенно снизить вес и создать эффективную систему термостабилизации.

Хорошие результаты в создании облегченных крупногабаритных ЭСО достигнуты при использовании композитных материалов, способы получения которых к настоящему времени хорошо разработаны [75–77]. Наибольший интерес представляет композит углерод–кремний–карбид кремния, основой которого является угольная ткань, изготовленная из нитей. Процесс основан на осаждении углерода на свободную поверхность при пиролизе природного газа. Осаждающийся углерод упрочняет нити каркаса и соединяет их в жесткую объемную решетку. Полученные таким образом пористые заготовки силицируют, пропитывая их расплавом кремния в инертной среде. Варьируя количество кремния и температуру пропитки, можно получить образцы, существенно различающиеся по пористости и фазовому составу. Могут быть получены практически карбидные ПС с развитой открытой пористостью, которая, кроме уменьшения веса, обеспечивает создание эффективной системы термостабилизации. Высокотемпературная обработка снимает остаточные напряжения в композите, повышая его структурную стабильность.

Значительного снижения веса ЭСО при сохранении их удельной жесткости можно достичь также на пути создания сотовых конструкций. Для получения сотового каркаса нами применялся метод шликерного литья. Специально приготовленная шликерная масса заливалась в форму и полимеризовалась. После удаления формы заготовка подвергалась карбонизирующему отжигу и силицировалась.

На рис.18 показан элемент сотового каркаса, полученный методом шликерного литья. Соединяя полученный сотовый каркас с монолитными пластинами из того же материала, можно сформировать многослойный сотовый пакет и создать в нем весьма эффективную систему термостабилизации.

На рис.19 приведена фотография облегченного неохлаждаемого ЭСО диаметром 500 мм, размещенного на полировально-доводочном станке. Высокоотражающее покрытие нанесено на оптическую поверхность пластины из карбида кремния с шероховатостью поверхности 0.010 мкм.

ПОР охлаждаемых и неохлаждаемых ЭСО на основе композита углерод–кремний–карбид кремния измерялся экспериментально, при этом высокие плотности мощ-

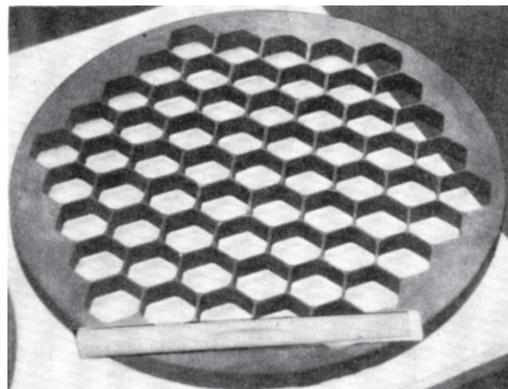


Рис.18. Сотовый каркас ЭСО.

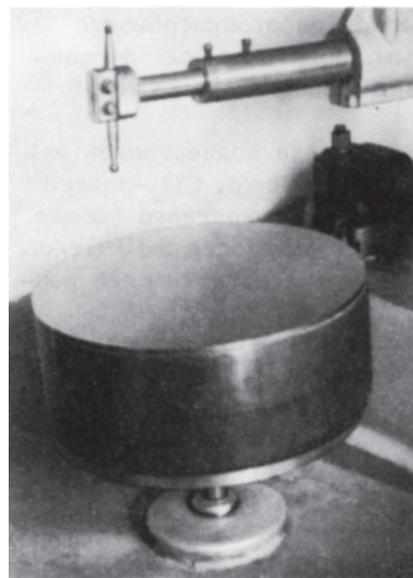


Рис.19. Крупногабаритный ЭСО диаметром 500 мм на полировально-доводочном станке.

ности моделировались с помощью разработанного нами стенда электронно-лучевого нагрева [79–81]. ЭСО устанавливался в вакуумной камере и являлся анодом электронно-оптической системы. ПОР охлаждаемых ЭСО диаметром до 500 мм достигался при тепловом нагружении пучком электронов с плотностью мощности $\sim 300 \text{ Вт/см}^2$, что при характерных значениях коэффициентов отражения материалов ЭСО для лазерного излучения эквивалентно плотности мощности в несколько десятков кВт/см^2 . Значительное расширение спектра новых материалов и развитие современных методов обработки и технологий их соединения обеспечивает создание эффективных крупногабаритных ЭСО из композитных материалов на основе композита углерод–кремний–карбид кремния с рекордной системой термостабилизации и высокими оптическими характеристиками.

7. Силовая оптика и ее новые применения

7.1. Охлаждениеборок лазерных диодов

Одним из наиболее ярких и наиболее перспективных внедрений идей силовой оптики в настоящее время следует считать осуществление форсированного теплообмена в сборках мощных полупроводниковых лазеров, при-

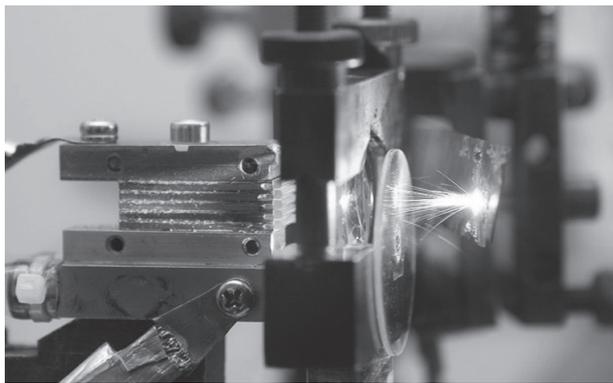


Рис.20. Охлаждаемая сборка лазерных диодов.

меняемых сегодня для накачки твердотельных лазеров с активными элементами различной геометрии: стержни, диски, слэбы, волокно [82–86]. Твердотельные лазеры обладают на сегодня высшей эффективностью, достигающей в ряде случаев более 80%. Современные технологии изготовления полупроводниковых структур позволили существенно увеличить срок службы лазеров (десяtkи тысяч часов непрерывной работы). Вариация состава полупроводникового материала дает возможность изменять спектральный диапазон излучения от ближнего ИК до УФ. Эти лазеры компактны, надежны и просты в эксплуатации. Для увеличения выходной мощности необходимо использовать большое количество лазерных диодов, которые собираются в одномерные или двумерные охлаждаемые структуры (рис.20).

Охлаждаемая сборка лазерных диодов обладает практически всеми замечательными свойствами одиночных полупроводниковых лазеров: высокой интенсивностью, высокой надежностью, большим сроком службы. Эти лазеры имеют существенно меньшие массогабаритные размеры в сравнении с другими типами лазеров, легко могут быть изготовлены с автономными низковольтными источниками питания (солнечная и ядерная энергия) без громоздких преобразователей. Оборудование на основе сборок лазерных диодов действительно становится надежным высокоэффективным инструментом, который может использоваться как в промышленности и медицине, так и в военном деле.

Стабильность работыборок лазерных диодов и их выходная мощность в значительной мере определяются эффективностью теплообмена. Лазерные диодные линейки припаиваются низкотемпературными припоями к поверхности теплообменника, который изготавливается в полном соответствии с технологией силовой оптики. Следует отметить, что уровни тепловых потоков, которые необходимо отводить от зоны контакта линейки диодов с теплообменником, уже давно приблизились к характерным для силовой оптики значениям и составляют несколько сотен Вт/см².

К настоящему времени наметились три основных направления использования мощных охлаждаемыхборок лазерных диодов.

1. Накачка всего современного спектра твердотельных лазеров. Последние, обладая высоким качеством выходного излучения, работают как световой трансформатор. Эффективность такой системы значительно выше, чем твердотельных лазеров с ламповой накачкой, поскольку именно накачка полупроводниковыми лазерами

делает ее максимально возможной [87, 88]. Для лазеров киловаттного уровня выходной мощности она уже превысила несколько десятков процентов. Излучение полупроводниковых лазеров абсолютно не портит рабочую среду твердотельных лазеров, чем существенно продлевает срок службы всей лазерной системы. Массогабаритные размеры таких систем невелики, что делает их транспортабельными. Основная цель современных исследований – это разработка и создание диодных матриц с как можно большей плотностью мощности излучения. Рекордные цифры – 200 Вт с одной диодной линейкой длиной 1 см – были достигнуты благодаря совершенствованию технологии и структурыборок, а также высокоэффективному теплообмену в ПС холодильника [89–91]. Предельная мощность с одной линейкой, как показывают расчеты, может достигать 500 Вт. Это важно для дальнейшего масштабирования мощности лазерных систем и повышения их эффективности [92]. Лазерная система с диодной накачкой с выходной мощностью свыше 100 кВт была совсем недавно разработана и реализована в США [93].

2. Ввод излучения диодных линеек или диодной матрицы в световод для накачки волоконных лазеров или для его последующей транспортировки к объекту обработки. Потери излучения в системе сборка лазерных диодов–волоконный световод составляют около 15%–20% и определяются в основном тем же теплообменом, не позволяющим эффективно сложить с помощью цилиндрической оптики излучения отдельных диодов линейки на апертуре волоконного световода.

3. Создание сфазированных 1D и 2D лазерных диодных структур. Выходное излучение таких лазеров представляет собой набор узконаправленных интерференционных пиков (в частном случае – один пик) с малой расходимостью. Исходя из теоретических оценок, средняя мощность таких систем может быть близка к мощности несфазированной структуры. Таким образом, этот лазер представляет собой источник излучения с высокой эффективностью, присущей полупроводниковым лазерам, и с малой расходимостью, характерной для твердотельных лазеров. В настоящее время подобные системы исследуются. Уже показана возможность масштабирования процесса фазировки линеек и матриц лазерных диодов, созданы мощные матрицы лазерных диодов.

Таким образом, очевидно, что разработка и создание водоохлаждаемых мощных линеек и матриц лазерных диодов – это перспективное направление для внедрения идей силовой оптики в создание новых мощных источников когерентного излучения [14, 90].

7.2. Силовая оптика нового поколения на основе карбида кремния

В настоящее время развитие силовой оптики стимулирует три направления эффективного использования ее технических и технологических решений:

- облегченные высокостабильные крупногабаритные телескопы наземного и космического базирования для изучения вселенной и передачи энергии на значительные расстояния;
- астрономическая оптическая аппаратура дистанционного зондирования Земли и ближнего космоса для космических аппаратов;
- высокоэффективные охлаждаемые ЭСО для мощных лазеров и лазерных систем.

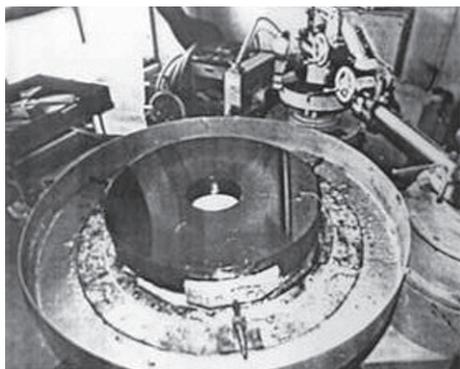


Рис.21. ЭСО на основе карбида кремния.

Все три направления основаны на современных наукоемких технологиях. Выбор материала ЭСО является ключевой задачей при создании оптических объектов нового поколения. Так, крупногабаритный ЭСО из карбида кремния имеет в 7–10 раз меньший вес, чем аналогичный ЭСО из ситалла, лучшее качество поверхности с точки зрения рассеяния излучения, высокую термическую стабильность и минимальную постоянную времени (рис.21). Сравнительные оценки материалов по критериям оптического качества для решения задач силовой оптики, разработанные нами в начале 1970-х гг., показали неоспоримое преимущество карбида кремния перед традиционными материалами [19,20]. Этот вывод подтверждается более поздними работами зарубежных специалистов из Германии, Франции, Японии, Китая. Уместно отметить вклад Е.П.Велихова, поддержавшего на начальном этапе создание технологии получения карбида кремния и способствовавшего ускоренному развитию оптики больших размеров. Очевидно, что создание крупногабаритных ЭСО для мощных лазеров и переход к новому поколению телескопов космического базирования сопровождается внедрением карбида кремния и сопутствующих технологий в повседневную практику.

8. Заключение

В заключение обзора теоретических и экспериментальных работ в области силовой оптики необходимо отметить один весьма важный момент. Эффективное развитие любой из областей современных высоких технологий, как правило, дает результат не только в связанных областях технологических приложений, но и в совершенно разных разделах науки и техники. Так, появление охлаждаемых одномерных и двумерных структур лазерных диодов с высокой излучаемой мощностью, крупногабаритных охлаждаемых астрономических ЭСО на основе карбида кремния и сложных композитных материалов в значительной степени является следствием успехов силовой оптики [94–99] – признанного эффективного донора для многих передовых областей науки и техники XXI века. Ее успешное развитие продолжается.

Автор выражает благодарность В.И.Бородину, Ю.П.Войнову, В.Ф.Гончарову, С.И.Державину, С.И.Зиенко, В.В.Кузьминову, В.Н.Моторину, В.В.Останину, С.А.Савранскому, А.Г.Сафронову, В.Ю.Хомичу, С.А.Четкину, В.А.Шамакову, С.Ф.Шолеву, А.Н.Шульцу, В.А.Шурыгину. Во время выполнения цикла работ в области силовой оптики автор обзора был научным руководителем и научным консультантом отдельных исследований, про-

веденных совместно с перечисленными научными сотрудниками.

Автор также считает важным отметить плодотворное сотрудничество с В.А.Алексеевым, В.Н.Анциферовым, Г.И.Бабаянцем, Ю.А.Бровальским, Ф.В.Бункиным, С.В.Билибиным, П.И.Быстрым, М.В.Гартманом, Ю.В.Данченко, Л.Н.Захарьевым, Н.В.Карловым, В.В.Кийко, В.И.Кисловым, Б.Ш.Кишмаховым, В.К.Конюховым, А.П.Куневичем, В.Н.Луговым, В.Н.Луканиным, Э.А.Нарусбеком, Л.М.Островской, Н.Н.Поляшевым, В.Н.Родиным, Е.В.Христьяном, М.И.Цыпиным, А.В.Ширковым и А.А.Шубиным, внесшими значительный вклад в развитие силовой оптики.

9. Литература

1. Барчуков А.И., Карлов Н.В., Конюхов В.К., Конев Ю.Б., Крынецкий Б.Б., Марченко В.М., Петров Ю.Н., Прохоров А.М., Скобельцын Д.В., Ширков А.В. *Отчет ФИАН* (М., 1968–1970).
2. Барчуков А.И., Конев Ю.Б., Прохоров А.М. *Радиотехника и электроника*, **15**, 2193 (1970).
3. Барчуков А.И., Конев Ю.Б., Прохоров А.М. *Радиотехника и электроника*, **16**, 996 (1971).
4. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Конюхов В.К., Прохоров А.М. *Отчет ФИАН* (М., 1971).
5. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Конюхов В.К., Прохоров А.М. *Отчет ФИАН* (М., 1972).
6. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Конюхов В.К., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 248 (1972).
7. Apollonov V.V., Barchukov A.I., Prokhorov A.M., *Proc. First Europ. Conf. «Lasers and applications»* (Dresden, GDR, 1972).
8. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Конюхов В.К., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **3**, 103 (1973).
9. Apollonov V.V., Barchukov A.I., Prokhorov A.M., *Proc. Second Europ. Conf. «Lasers and applications»* (Dresden, GDR, 1973); *Препринт ФИАН № 157* (М., 1973).
10. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Любин А.А., Прохоров А.М. Ширков А.В. *Отчет ФИАН* (М., 1973).
11. Glass A.J., Guenther A.H. *Appl. Opt.*, **12**, 34 (1973).
12. Cytron S.J. *Memorandum Report M73-17-1* (Philadelphia, PA, 1973).
13. Jacobson D.H., Bickford W., Kidd J., Barthelemy R., Bloomer R.H. *AIAA paper № 75-719* (1975).
14. Apollonov V.V. *Laser Phys.*, **23**, 1 (2013).
15. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Прохоров А.М. *Радиотехника и электроника*, **19**, 204 (1974).
16. Apollonov V.V., Barchukov A.I., Prokhorov A.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, 505 (1974).
17. Аполлонов В.В., Шефтер Э.М. *Препринт ФИАН № 105* (М., 1974).
18. Барчуков А.И. *Докт. дис.* (М., ФИАН, 1974).
19. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Карлов Н.В., Прохоров А.М., Шефтер Э.М. *Квантовая электроника*, **2**, 380 (1975).
20. Аполлонов В.В. *Канд. дис.* (М., ФИАН, 1975).
21. Аполлонов В.В. *Докт. дис.* (М., ФИАН, 1982).
22. Паркус Г. *Неустановившиеся температурные напряжения* (М.: Физматгиз, 1963).
23. Новацкий В. *Вопросы термоупругости* (М.: Изд. АН СССР, 1962).
24. Леш Ф., Эмде Ф., Янке Е. *Специальные функции* (М.: Наука, 1964).
25. Цеснек Л.С., Сорокин О.В., Золотухин А.А. *Металлические зеркала* (М.: Машиностроение, 1983).
26. Аполлонов В.В., Бункин Ф.В., Четкин С.А. *Тез. докл. I Всесоюз. конф. «Проблемы управления параметрами лазерного излучения»* (Ташкент, 1978, с. 84).
27. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Прохоров А.М. *Тез. докл. V Всес. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом* (Л., 1978, с. 34).
28. Bennet H.E., Porteus J.O. *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 123 (1961).
29. Аполлонов В.В., Прохоров А.М., Хомич В.Ю., Четкин С.А. *Квантовая электроника*, **8**, 2208 (1981).
30. Аполлонов В.В., Быстров П.И., Гончаров В.Ф., Прохоров А.М. *Авт. свид. № 135237* (приоритет от 08.12.1978).

31. Екобори Т. *Физика и механика разрушения и прочности твердых тел* (М.: Мир, 1971).
32. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Кирьянова Л.Т., Островская Л.М., Прохоров А.М., Родин В.Н., Серебрянникова О.С., Цыпин М.И. *Отчет ФИАН* (М., 1977).
33. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Островская Л.М., Прохоров А.М., Родин В.Н., Цыпин М.И. *Авт. свид. № 103162* (приоритет от 24.05.1977).
34. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Бородин В.И., Быстров П.И., Гончаров В.Ф., Прохоров А.М. и др. *Квантовая электроника*, **5**, 1169 (1978).
35. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Бровальский Ю.А., Прохоров А.М. и др. *Авт. свид. № 135238* (приоритет от 08.12.1978).
36. Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Быстров П.И., Гончаров В.Ф., Прохоров А.М. *Авт. свид. № 144371* (приоритет от 19.01.1979); Аполлонов В.В., Быстров П.И., Гончаров В.Ф., Прохоров А.М. и др. *Авт. свид. № 142696* (приоритет от 29.06.1979).
37. Apollonov V.V., Varchukov A.I., Prokhorov A.M. *Proc. Laser Opt. Conf.* (Leningrad, 1980, p. 43).
38. Аполлонов В.В., Быстров П.И., Бровальский Ю.А., Гончаров В.Ф., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **8**, 1328 (1981).
39. Аполлонов В.В., Быстров П.И., Бровальский Ю.А., Гончаров В.Ф., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **8**, 1331 (1981).
40. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. *Теплопередача* (М.: Энергия, 1969).
41. Майоров В.А. *Теплоэнергетика*, **1**, 64 (1978).
42. Кейс В.М., Лондон А.Л. *Компактные теплообменники* (М.: Энергия, 1967).
43. Dupuit J. *Etudes Theoretiques et Pratiques sur le Movement des Eaux* (Paris, 1863).
44. Deitrich P. et al. *Flow and Transport in Fractured Porous Media* (Berlin: Springer-Verlag, 2005).
45. Forcheimer P. *Vereines deutscher Ingenieure*, 45 (1901).
46. Биверз Г.С., Спэрроу Е.М. *Прикладная математика и механика, Сер. Е*, **36**, 59 (1969).
47. Белов С.В. *Пористые материалы в машиностроении* (М.: Машиностроение, 1967).
48. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Ушаков П.А. *Гидродинамика и теплообмен в атомных реакторах* (М.: Атомиздат, 1975).
49. Аполлонов В.В., Бункин Б.Ф., Захарьев Л.Н., Поляшев Н.Н., Прохоров А.М. *Авт. свид. № 152944* (приоритет от 14.02.1980).
50. Хомич В.Ю. *Канд. дис.* (М., ФИАН, 1981).
51. Аполлонов В.В., Бородин В.И., Брынских А.С., Муравьев С.В., Темнов С.Н., Четкин С.А. *Квантовая электроника*, **8**, 2208 (1981).
52. Войнов Ю.П. *Канд. дис.* (М., НПО «Алмаз», 1982).
53. Четкин С.А. *Канд. дис.* (М., ФИАН, 1983).
54. Аполлонов В.В., Бородин В.И., Гончаренко И.В., Останин В.В., Прохоров А.М. и др. *Изв. АН СССР, Серия физич.*, **8**, 48, (1984).
55. Apollonov V.V., Chetkin S.A., Prokhorov A.M. *Proc. Boulder Laser Damage Symp. XVI* (USA, NBS-Boulder, Colorado, 1984).
56. Сафронов А.Г. *Канд. дис.* (М., ИОФРАН, 1996).
57. Шанин О.И. *Широкоапертурная силовая адаптивная оптика*, (М.: Фотоника, 2012).
58. Аполлонов В.В., Темнов С.Н., Четкин С.А. *Квантовая электроника*, **15**, 2578 (1988).
59. Аполлонов В.В., Прохоров А.М., Темнов С.Н., Хмара В.А. *Письма в ЖТФ*, **14**, 3 (1988).
60. Аполлонов В.В., Вдовин Г.В., Кислов В.И., Прохоров А.М., Четкин С.А. *Квантовая электроника*, **18**, 358 (1991).
61. Apollonov V.V., Ivanova E.A., Prokhorov A.M., Vdovin G.V., *Proc. Boulder Laser Damage Symp. XX* (USA, NBS-Boulder, Colorado, 1989).
62. Аполлонов В.В., Бородин В.И., Брынских А.С., Зиенко С.И., Муравьев С.В., Темнов С.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 386 (1989).
63. Аполлонов В.В., Бородин В.И., Брынских А.С., Вдовин Г.В., Муравьев С.В., Останин В.В., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **17**, 1496 (1990).
64. Аполлонов В.В., Артемов Д.В., Кислов В.И. *Квантовая электроника*, **20**, 1203 (1993).
65. Аполлонов В.В., Артемов Д.В., Кислов В.И. *Квантовая электроника*, **21**, 577 (1994).
66. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И. *Квантовая электроника*, **23**, 999 (1996).
67. Аполлонов В.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **23**, 1081 (1996).
68. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 753 (2003).
69. Аполлонов В.В., Гамарский В.П., Манкеев В.И., Поманский А.Н., Прохоров А.М., Темнов С.Н., Хмара В.А., Четкин С.А. *Письма в ЖТФ*, **14**, 236 (1988).
70. Аполлонов В.В., Гревцев С.И., Ильинский А.И., Харченко В.Н., Четкин С.А. *Письма в ЖТФ*, **15**, 68 (1989).
71. Аполлонов В.В., Прохоров А.М., Бабаянц Г.И., Гартман М.В. *Письма в ЖТФ*, **16**, 2 (1990).
72. Аполлонов В.В., Прохоров А.М., Шмаков В.А. *Письма в ЖТФ*, **17**, 655 (1991).
73. Шмаков В.А. *Докт. дис.* (М., ИОФРАН, 1997).
74. Шмаков В.А. *Силовая оптика* (М., Наука, 2004).
75. Алексеев В.А., Анцифиров В.Н., Аполлонов В.В., Билибин С.В., Гаджиев М.Г., Куневич А.П., Нарусбек Э.А., Прохоров А.М. *Письма в ЖТФ*, **11**, 1350 (1985).
76. Аполлонов В.В., Колесов В.С., Прохоров А.М. и др. *Письма в ЖТФ*, **16**, 79 (1990).
77. Аполлонов В.В., Бабаянц Г.И., Гартман М.В., Голомазов В.М., Локтионов Ю.Д., Пирогова Ю.М., Плотцев Г.В., Прохоров А.М. *Письма в ЖТФ*, **16**, 83 (1990).
78. Зиенко С.И. *Докт. дис.* (М., ИОФРАН, 1991).
79. Аполлонов В.В., Гончаренко И.В., Гончаров В.Ф., Михайлов В.С., Прохоров А.М., Христьян Е.В., Четкин С.А., Шубин А.А. *Авт. свид. № 4250382* (приоритет от 17.03.1987).
80. Шурьгин В.А. *Канд. дис.* (М., НПО «Алмаз», 1992).
81. Apollonov V.V., Chetkin S.A., Kravchenko V.N., Prokhorov A.M., Motorin V.N., Zubkov N.N. *Proc. 1st World Conf. Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics* (Dubrovnik, Yugoslavia, 1988, p. 67).
82. Аполлонов В.В., Бабаянц Г.И., Грудень М.Н., Державин С.И., Казаков А.А., Кишмахова Б.Ш., Коваль Ю.П., Кузьминов В.В., Машковский Д.А., Прохоров А.М., Смекалин В.П., Тимошкин В.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 869 (1997).
83. Аполлонов В.В., Державин С.И., Кузьминов В.В., Машковский Д.А., Тимошкин В.Н., Филоненко В.А. *Квантовая электроника*, **24**, 875 (1997).
84. Apollonov V.V., Derzhavin S.I., Kislov V.I., Kuzminov V.V., Mashkovsky D.A., Prokhorov A.M. *Phys. Rev. A*, **58** (3), 42 (1998).
85. Аполлонов В.В., Державин С.И., Казаков А.А., Кислов В.И., Коваль Ю.П., Кузьминов В.В., Машковский Д.А., Тимошкин В.Н. *Квантовая электроника*, **25**, 355 (1998).
86. Аполлонов В.В., Державин С.И., Филоненко В.А. *Патент № 2399130* (приоритет от 22.01.2007).
87. Державин С.И. *Канд. дис.* (М., ИОФРАН, 1988).
88. Кузьминов В.В. *Канд. дис.* (М., ИОФРАН, 2002).
89. Шульц А.Н. *Докт. дис.* (М., ЛТИ, 2003).
90. Apollonov V.V., Prokhorov A.M., Guenther A.H. *Laser Phys.*, **11**, 930 (2001).
91. Kageyama N., Torii K., Morita T., Takauji M., Nagakura T., Maeda J., Miyajima H., Yoshida H. *Hamamatsu Photonics Report* (Hamamatsu, 2011).
92. Apollonov V.V. *Natural Sci.*, **5**, 556 (2013).
93. www.Northropgrumman.com/SolidStateHighEnergyLaserSystems/.
94. Либенсон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. *Конспект лекций*. Под ред. В.П.Вейко (СПб.: изд-е СПбГУ ИТМО, 2008).
95. Apollonov V.V., Prokhorov A.M., Guenther A.H. *Laser Focus World*, **1**, 101 (2003).
96. Аполлонов В.В. *Экспертный союз*, **3**, 36 (2012).
97. Apollonov V.V. *J. Sci. Israel-Technol. Adv.*, **4**, 3 (2012).
98. Apollonov V.V. *Chinese J. Opt.*, **6**, 1 (2013).
99. Apollonov V.V. *Program of Symposium HPLS@A-2012* (Istanbul, 2012, p. 6)