

УДК 536.242; 621.03

## Тепловые методы испытаний охлаждаемых лазерных зеркал

**Ю.И. Шанин**

Научно-исследовательский институт научно-производственное объединение «ЛУЧ»  
(ФГУП «НИИ НПО «ЛУЧ»), Подольск, 142103, Россия  
e-mail: syi@luch.com.ru

Поступила в редакцию 20.03.2019

После доработки 22.04.2019

Принята к публикации 5.05.2019

Как альтернатива испытаниям лазерных зеркал с применением лазера представлены два метода тепловых испытаний, основанные на использовании нестационарных стадий процессов при прокачке через систему охлаждения зеркала теплоносителя с температурой, отличающейся от температуры конструкции зеркала. Оценочные расчеты показали, что тепловые методы могут имитировать лазерные тепловые нагрузки свыше  $10^7$  Вт/м<sup>2</sup>.

**Ключевые слова:** лазерное зеркало, система охлаждения, распределение температуры, теплоотдача, тепловой удар, температурный изгибный момент.

### Введение

Исследования теплофизических характеристик систем охлаждения зеркал и термомодифицированного состояния самих зеркал отражены во множестве работ, проведенных в 1980–1990 гг. Основные обобщающие публикации по указанной проблематике появились в конце 90-х и в XXI веке [1–6].

В работе [1], проведенной в МИФИ, приведено точное решение задачи о термическом деформировании зеркал в стационарных условиях и дан краткий обзор состояния теории турбулентного теплообмена в системах охлаждения зеркал. Рассмотрено приближение пористой среды для расчета профилей температуры каркаса и жидкости по толщине зеркала и длине системы охлаждения. Обращено внимание на установление универсальной взаимосвязи теплоотдачи с гидравлическим сопротивлением пористых сред. Особо рассматривалась турбулентная теплопроводность жидкости в пористых средах и пределы интенсификации теплообмена в зеркалах. Рассмотрены двумерные эффекты от локального нагрева зеркал в пиках лазерного излучения. Кратко проанализировано влияние теплоотдачи на нестационарные процессы термического деформирования зеркал в

процессе разогрева основы зеркала. В работе [2] изложены методы расчета полей температуры, коэффициентов теплоотдачи и термических деформаций в охлаждаемых лазерных зеркалах при рассмотрении системы охлаждения как пористого тела.

В работе [3] проведена оценка предельной величины поглощения света отражающей поверхностью, проанализирована роль возможных механизмов поглощения. Рассмотрены интерференционные и защитные покрытия и определен их вклад в изменение поглощения света отражающей поверхностью зеркала. Исследованы особенности термоупругой реакции зеркала при тепловом ударе. На основе разработанных методов расчета предложены способы снижения термоупругих деформаций охлаждаемых оптических элементов.

В работе [4] кроме теоретических основ пассивных систем формирования лазерного излучения «рассмотрены вопросы инженерного расчета, проектирования, контроля и технологии изготовления силовых зеркал, являющихся неотъемлемой частью систем формирования мощного лазерного излучения». Результаты получены во время работы авторов и при непосредственном участии в создании

мощных лазерных комплексов в ОАО «ГСКБ «Алмаз-Антей».

В работе [5] систематизирован опыт работы ОИВТ РАН в области тепловых расчетов и расчетов деформированного состояния силовых элементов металлооптики. Представленный материал также может оказаться востребованным при создании и оптимизации систем охлаждения новых теплонапряженных устройств.

В обзоре [6] обобщен многолетний опыт исследований в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН широкого спектра явлений при воздействии на оптическую поверхность твердого тела излучения, изменяющегося во времени произвольным образом и создающего термические, термонапряженные и деформационные состояния поверхностного слоя. В нем также содержатся данные, связанные с использованием капиллярно-пористых структур из различных материалов с различной степенью развития поверхности для интенсификации теплообмена при температурах теплоносителя ниже температуры его кипения. Также «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 физикотехнических основ силовой оптики в современных высоких технологиях».

Напряженно-деформированное состояние зеркал определяется распределением температуры в них. Последнее зависит как от конструкции, материального состава и системы охлаждения зеркала, так и от времени. Анализ и имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о наличии значительного нестационарного участка в поведении кривой термоперемещений оптической поверхности зеркала, так что в ряде случаев следует говорить о неустановившемся режиме как основном режиме работы лазерного зеркала.

На основе проведенного ранее в [7] анализа работы зеркал в неустановившихся режимах были классифицированы задачи, выработан единый подход в теоретическом рассмотрении и экспериментальной постановке, установлены возможности практического использования получаемых экспериментальных результатов.

Практическая одинаковость математических формулировок задач нагружения зеркала тепловым потоком от лазерного излучения и воздействия разности температур теплоносителя на конструкцию зеркала (тепловой удар) позволили широко использовать метод теплового удара для экспериментального получения различных результатов. Хотя теоретический анализ проводился при рассмотрении зеркала как плоской пластины больших размеров, эксперименты на зеркалах ограниченных размеров полностью подтвердили не только качественные, но и количественные выводы теории. Экспериментальное исследование неустановившихся процессов было проведено как для пассивных зеркал с жестко связанными между собой основой и пакетом охлаждения, так и для активных (деформируемых) зеркал с упругими связями между ними.

Информация о динамике поля температуры и деформации оптической поверхности зеркала была использована для определения различных теплообменных характеристик системы охлаждения зеркала. В работе [8] проведен анализ методик, использующих неустановившиеся тепловые процессы для определения теплообменных характеристик, и рекомендованы к использованию методики, дающие наиболее достоверные результаты. Эти методы основаны на использовании регулярных режимов первого и второго рода. Применение разработанных методик позволило получить приведенные коэффициенты теплоотдачи для канальной и вальфальной систем охлаждения.

Были разработаны основы динамической термокомпенсации температурных изгибных моментов в зеркале, ориентированные на создание полуактивных методов компенсации искажений волнового фронта лазерного излучения [9]. Экспериментальная реализация динамической термокомпенсации позволила получить практически нулевые перемещения оптической поверхности за счет изгиба.

В данной работе рассмотрен, пожалуй, самый важный аспект тепловых методов испытаний зеркал – возможность имитировать с помощью теплоносителя тепловые нагрузки от лазерного излучения. Методы основаны на сравнении и уравнивании температурных моментов, возникающих при различных тепловых нагрузках. В силу того что толщина основы

зеркала  $\delta_0$  во много раз больше толщины подложки  $\delta_n$ , величина тепловых возмущений от теплоносителя может быть незначительной, а результат от их воздействия эквивалентен воздействию плотности тепловых потоков от лазерной нагрузки свыше  $10^7$  Вт/м<sup>2</sup>.

К большеразмерным зеркалам можно отнести зеркала, у которых характерный размер оптической поверхности  $L > 2\delta_0$ . В таких зеркалах реализуется условие  $(\alpha S)_{CO} \gg (\alpha S)_{СП}$ , где  $\alpha S$  – произведение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  на теплообменную площадь  $S$ , CO – система охлаждения, непосредственно прилегающая к подложке зеркала, СП – система подвода теплоносителя. При выполнении этих условий распределение поля температуры по толщине зеркала (за исключением краевых зон) будет близко к одномерному распределению. И условия охлаждения зеркала можно сравнить с охлаждением неограниченной пластины при граничных условиях третьего рода.

В работе ставится и решается задача о возможности проведения имитационных испытаний зеркал без лазерной нагрузки, используя нестационарные стадии тепловых способов нагружения – теплового удара и разогрева теплоносителя. Проведен анализ решения для полей температуры в одномерной постановке и предложены уравнения для связи параметров теплового режима испытаний с параметрами равноценной лазерной нагрузки, основанные на равенстве термических изгибающих моментов для случаев лазерного и теплового нагружений. Достоверность полученных результатов проверена и подтверждена экспериментально при

тепловых испытаниях реальных технологических зеркал.

### 1. Деформация зеркала под действием лазерной нагрузки

Для упрощения анализа будем рассматривать лазерное зеркало как конструкцию из однородного материала, состоящую из тонкой подложки толщиной  $\delta_n$ , системы охлаждения толщиной  $h$  и толстой основы толщиной  $\delta_0$  (отношение  $\delta_0/\delta_n > (25-50)$ ) (рис. 1). Однородность свойств материала предполагает равенство коэффициентов термического расширения  $\beta$  ( $\beta_1 = \beta_h = \beta_0 = \beta$ ), коэффициентов теплопроводности  $\lambda$ , коэффициентов Пуассона  $\nu$ , модуля упругости Юнга  $E$  для материалов подложки, системы охлаждения и основы. На оптическую поверхность подложки воздействует тепловой поток плотностью  $q$ . Считаем, что тыльная сторона основы теплоизолирована, а в зеркале в стационарном режиме реализуется одномерное распределение температуры по толщине. Воспользуемся для описания распределения поля температур по толщине зеркала решением, полученным в [10], которое для различных слоев имеет следующий вид ( $x$  отсчитывается от оптической поверхности зеркала вглубь зеркала):

– избыточная температура подложки:

$$\vartheta_1 = \frac{qch\varphi h(mh + \varphi)}{(1 - \varepsilon)\lambda msh(mh + 2\varphi)} + \frac{q}{\lambda}(\delta_n - x), \quad (1)$$

где  $0 \leq x \leq \delta_n$ ;

– избыточная температура ребра системы охлаждения:

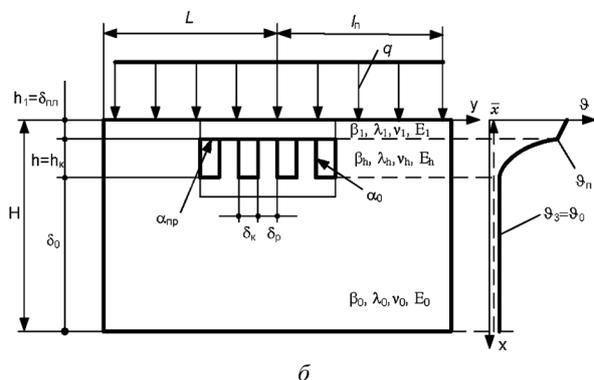
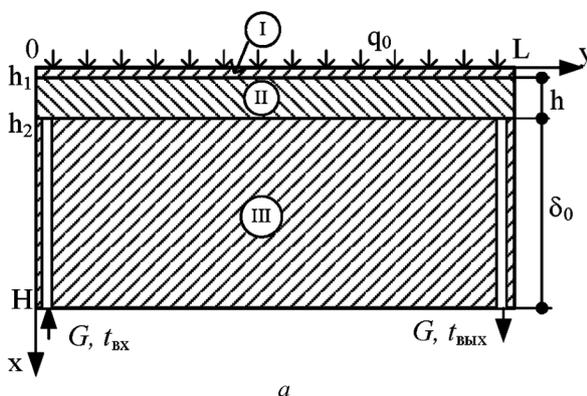


Рис. 1. Схемы лазерного зеркала: а – трехслойное охлаждаемое зеркало: I – подложка, II – система охлаждения, III – основа, G – расход теплоносителя,  $t_{вх}$ ,  $t_{вых}$  – температура теплоносителя на входе и выходе; б – схема нагружения зеркала с каналной системой охлаждения равномерной плотностью теплового потока  $q$  и распределение температуры  $\vartheta$  по толщине зеркала в установившемся стационарном режиме

$$\vartheta_2 = \frac{qch\varphi ch[m(h_2 - x) + \varphi]}{(1 - \varepsilon)\lambda msh(mh + 2\varphi)}, \quad (2)$$

где  $\delta_n \leq x \leq h_2$ ,  $h_2 = \delta_n + h$ ;

– избыточная температура основы:

$$\vartheta_3 = \frac{qch^2\varphi}{(1 - \varepsilon)\lambda msh(mh + 2\varphi)}, \quad (3)$$

где  $h_2 \leq x \leq H$ .

Здесь  $H$  – толщина зеркала;  $m = \sqrt{\alpha\Pi_p/(\lambda S_p)}$ ;  $\Pi_p, S_p$  – периметр, м, и площадь,  $m^2$ , ребра системы охлаждения лазерного зеркала;  $\varphi$  – определяется из уравнения  $\tanh\varphi = \varepsilon\alpha/[(1 - \varepsilon)m\lambda] \leq 1$ ;  $\varepsilon$  – пористость системы охлаждения, т.е. отношение объема пустот к полному объему элементарной ячейки системы охлаждения;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала зеркала, Вт/(м·К);  $\alpha$  – коэффициент поверхностной теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

При рассмотрении любого приближения многослойной конструкции (балки, пластины) максимальное изгибное перемещение  $\delta_{изг}$  пропорционально суммарному температурному моменту  $M_\Sigma$  в конструкции ( $\delta_{изг} \sim M_\Sigma$ ). Последний определяется по формуле  $M_\Sigma \sim \int [\vartheta_i(x)E_i\beta_i / (1 - \nu_i)]x^2 dx$  (где  $i = 1, 2$  относится к определенному слою зеркала) относительно нейтральной поверхности, положение которой удовлетворяет уравнению  $\int_0^H E_i x dx = 0$ .

Обозначая координату нейтральной точки  $x_0$ , введем новую систему координат, такую что  $x = x' + x_0$ . Определим слагаемые температурного момента в новой системе координат за вычетом составляющей от постоянной температуры основы  $\vartheta_3(x = h_2)$ . Путем интегрирования  $\vartheta(x)$  (1)–(3) получены составляющие изгибных моментов. Из-за громоздкости полученных уравнений для удобства анализа были введены упрощения, основанные на выполнении условий  $x_0 \approx \delta_0/2$ ,  $\delta_n/\delta_0 \ll 1$ ,  $h/\delta_0 \ll 1$ . Для реальных зеркал толщины элементов составляют: подложка  $\delta_n = 1$ –2 мм, высота каналов  $h = 2$ –5 мм, основа  $\delta_n = 40$ –60 мм. Видно, что для реальных зеркал сделанные упрощения выполняются. Тогда выражения для температурных моментов имеют вид:

– момент от тонкой пластины ( $\bar{\delta}_n = \delta_n / H$ )

$$M_{т.пл} \approx \frac{E\beta}{1 - \nu} \frac{\bar{\delta}_n H^3 \vartheta_3(x = h_2)}{2} \frac{ch(mh + \varphi) - ch\varphi}{ch\varphi}; \quad (5)$$

– момент от системы охлаждения ( $\bar{h} = h/H$ )

$$M_{т.то} \approx \bar{h}H^3 \vartheta_3(x = h_2) \frac{E\beta}{1 - \nu} \times \left[ \left( \frac{1}{m^2 h H} + 1 \right) - \frac{sh(mh + \varphi) - sh\varphi}{2hmch\varphi} \right]. \quad (6)$$

Суммарный температурный момент  $M_\Sigma = M_{т.пл} + M_{т.то}$  используем для дальнейшего сравнения с моментами, получаемыми в тепловых методах нагружения зеркала.

## 2. Тепловой удар

В этом режиме работы зеркала плотность теплового потока от лазера  $q = 0$ . В начальный момент времени в зеркало подается теплоноситель с расходом  $G = \text{const}$  и отличной от температуры зеркала температурой  $t_{вх} = t_0 \pm \Delta t$ , (где  $t_0$  – начальная равномерная температура зеркала). Теплообмен между теплоносителем и конструкцией зеркала происходит по закону Ньютона. Параметрами процесса являются  $\Delta t$  и расход теплоносителя  $G$ , а в эксперименте должна фиксироваться динамическая интерферограмма искажений оптической поверхности зеркала. Наиболее реализуемы при эксплуатации зеркал случаи, когда в «холодное» зеркало попадает «горячий» теплоноситель и наоборот. Практически важно знать уровень возникающих перемещений оптической поверхности, характерные времена переходных процессов, влияние на них интенсивности теплоотдачи и уровня теплового возмущения  $\Delta t$ . Это задача о так называемом тепловом ударе. Последний может быть применен в качестве имитации воздействия на зеркало теплового потока от лазера и поэтому может являться способом испытания без наличия лазера. Необходимо установить связь между параметрами теплового удара  $\Delta t$  и плотностью теплового потока  $q$  при воздействии лазера, приводящими к одинаковым перемещениям оптической поверхности за счет изгиба.

### 2.1. Деформация зеркала при тепловом ударе

Температурное воздействие теплового удара  $\Delta t$  распространяется как на основу, так и на пакет охлаждения. При условиях большого отношения  $D/\delta_0 > 5$  (где  $D$  – характерный размер оптической поверхности зеркала) и малого объема подводимой теплоноситель системы поле тем-

ператур в основе зеркала удовлетворительно может быть определено из решения одномерной нестационарной задачи для полупластины с теплообменом на поверхности при граничном условии третьего рода ( $\alpha = \alpha_{пр}$ , где  $\alpha_{пр}$  – приведенный к теплообменной поверхности коэффициент теплоотдачи) [11]. Оно имеет вид:

$$\frac{t(\bar{x}, Fo) - t_0}{\Delta t} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cos(\mu_n \bar{x}) \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (7)$$

где  $\mu_n$  – корни характеристического уравнения  $\mu_n \operatorname{tg} \mu_n = \operatorname{Bi}_{пр}$ ,  $\operatorname{Bi}_{пр} = \alpha_{пр} \delta_0 / \lambda$  – число Био,  $\alpha_{пр}$  – приведенный коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\bar{x} = x / \delta_0$ ;  $Fo = a\tau / \delta_0^2$  – число Фурье (безразмерное время),  $a$  – температуропроводность материала каркаса, м<sup>2</sup>/с,  $\tau$  – время. Приведенный коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{пр}$  определяется как  $\alpha_{пр} = q / \theta_1$  [10] и аналитически из решения (1)–(3) выражается следующей формулой:

$$\alpha_{пр} = \varepsilon \alpha + (1 - \varepsilon) \lambda m \operatorname{th}(mh).$$

Используя решение (7), получим изгибающий основу температурный момент и вызываемое им перемещение оптической поверхности.

Предполагая материал основы однородным и пренебрегая влиянием пакета охлаждения на положение нейтральной линии в основе, рассчитаем температурный момент в основе относительно нейтральной линии  $\bar{x} = \bar{x}_0 = 0.5$ . Вводя новую систему координат  $\bar{x}' = \bar{x} - \bar{x}_0$ , проводя интегрирование и преобразования, получим:

$$M_{T0} = \frac{\Delta t E_0 \beta_0 \delta_0^3}{(1 - \nu_0)} \times \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left\{ \frac{1}{\mu_n^2} (1 - \cos \mu_n) - 0.5 \frac{\sin \mu_n}{\mu_n} \right\} \times \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (8)$$

где  $A_n = \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n}$ ;  $E_0, \beta_0, \nu_0$  – модуль Юнга, Па, коэффициент линейного расширения, 1/К, и коэффициент Пуассона материала основы зеркала соответственно.

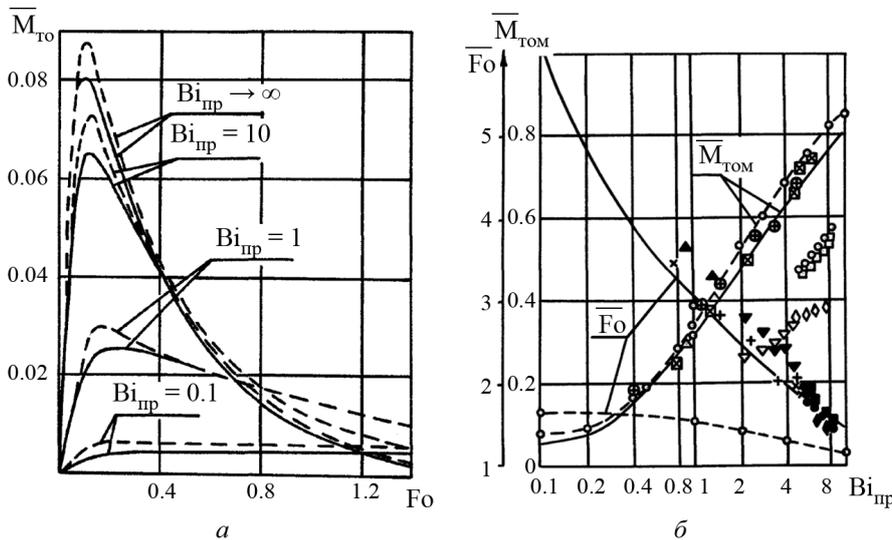
Характер изменения температурного момента в основе определяет его безразмерная величина:

$$\bar{M}_{T0} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left\{ \frac{1}{\mu_n^2} (1 - \cos \mu_n) - 0.5 \frac{\sin \mu_n}{\mu_n} \right\} \times \exp(-\mu_n^2 Fo). \quad (9)$$

Нормировка значения момента должна проводиться на величину  $\Delta t E_0 \beta_0 \delta_0^3 / (1 - \nu_0)$ . Проведен анализ ряда (9) для случаев учета одного и трех первых корней при различных числах  $\operatorname{Bi}_{пр}$  (рис. 2, а). Величина безразмерного момента зависит от интенсивности охлаждения (влияние через значение  $\mu_n$ ) и безразмерного времени  $Fo$ . Поведение момента характеризуется нулевым начальным значением, быстрым ростом с достижением максимума в момент времени, определяемым равенством

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 Fo) = 1 \quad (10)$$

и дальнейшим экспоненциальным спадом с темпом, зависящим от интенсивности теплоотдачи  $\alpha_{пр}$ .



**Рис. 2.** Динамика теплового удара: а – безразмерный температурный изгибный момент в основе зеркала при различной интенсивности теплоотдачи  $\operatorname{Bi}_{пр}$ ; б – зависимость максимального относительного температурного момента основы  $\bar{M}_{T0\max}$  и времени его достижения  $\bar{Fo}$  от интенсивности теплоотдачи ( $\operatorname{Bi}_{пр}$ ) при тепловом ударе. Штриховые линии и штриховые линии с кружками – учтен только первый член ряда в (9), сплошные линии – учтены три первых члена ряда. Значки – экспериментальные данные, полученные для испытанных зеркал (см. раздел 4); затененные значки и прямой крест относятся к  $\bar{Fo}$ ; светлые значки и кресты в значках относятся к  $\bar{M}_{T0\max}$

Проанализируем поведение температурного момента во времени (см. рис. 2, а) при параметрическом изменении теплоотдачи (числа  $Bi = Bi_{пр}$ ). При  $Bi \rightarrow \infty$  характерными для момента являются: наименьшее время достижения максимума момента  $Fo_{1мин}$ , максимальное значение момента  $\bar{M}_{ТМ} \approx 0.0859$ , наибольший темп уменьшения момента во времени после прохождения максимума. Используя первый корень трансцендентного уравнения, в первом приближении с погрешностью не выше 10% легко получить максимумы безразмерного момента для любого числа Био (см. рис. 2):

$$\bar{M}_{ТОМ} = \frac{1}{\mu_1^2}(1 - \cos \mu_1) - 0.5 \frac{\sin \mu_1}{\mu_1}, \quad (11)$$

которые достигаются в моменты времени (первое грубое приближение при учете только первого корня уравнения)

$$Fo_{1мин} = -\frac{1}{\mu_1^2} \ln \left( \frac{1}{A_1} \right), \quad (12)$$

и с дальнейшим падением с темпом  $m$

$$m = d\bar{M}_{ТОМ}(\tau) / dFo = -\mu_1^2 \text{ при } Fo > Fo_m. \quad (12')$$

Более точно моменты достижения максимума получены с учетом трех первых корней из уравнения:

$$Fo_m \Rightarrow \sum_{n=1}^3 A_n \exp(-\mu_n^2 Fo) = 1. \quad (10')$$

Применение только первого члена ряда дает удовлетворительные результаты для  $\bar{M}_{ТОМ}$  (см. рис. 2, а, б, штриховые линии соответствуют  $n = 1$ , сплошные –  $n = 3$ ) и большие отличия во временах достижения максимума (см. рис. 2, б) особенно при  $Bi_{пр} < 10$ .

Непрерывные изменения относительного числа Фурье (достижение максимума)  $\bar{Fo} = Fo / Fo_m$ , максимума относительного момента  $\bar{M}_{ТОМ}$  для наиболее ценного для практики диапазона изменения числа  $Bi$  ( $0.1 < Bi < 10$ ) представлены на графиках рис. 2, б. Используя последние, легко построить всю динамическую кривую изменения момента для любой интенсивности теплообмена в системе охлаждения зеркала. Заметим, что полученные кривые носят универсальный характер, не зависят от размерных величин и применимы для описания динамики изгибных перемещений оптической поверхности зеркала.

Динамическая составляющая изгиба зеркала с характерным размером оптической поверхности  $L$  может быть оценена по формуле

$$\delta_{изг}(\tau) = \frac{1.5 \bar{M}_{Т0}(\tau) \beta_0 L^2 \Delta t (1 + \nu_0)}{\delta_0}. \quad (13)$$

Характер и ход кривой определяет безразмерный момент  $\bar{M}_{Т0}(\tau)$ , особенности материала и конструкции зеркала определяет комплекс  $\beta_0 L^2 (1 + \nu_0) / \delta_0$ . Величина перемещения прямо пропорциональна величине начальной разности температур  $\Delta t$ .

В стадии регуляризации поля температур в зеркале в уравнении (13) можно учитывать только первый корень  $\mu_1$ :

$$\delta_{изг}(\tau \geq \tau_1) = \frac{1.5 \beta_0 L^2 \Delta t (1 + \nu_0)}{\delta_0} \times A_1 B_1 \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (14)$$

где  $Fo \geq Fo_1$ , а  $B_1 = \left[ \frac{1}{\mu_1^2} (1 - \cos \mu_1) - 0.5 \frac{\sin \mu_1}{\mu_1} \right]$ .

## 2.2. Возможности испытаний тепловым ударом

Наличие экспоненциального характера спада перемещения (14), позволяет использовать тепловой удар как способ испытания зеркал. Он основывается на равенстве температурных моментов в зеркалах: в одном случае подвергающихся воздействию равномерной плотности теплового потока (например, от лазерной нагрузки) по всей поверхности, в другом случае – тепловому удару.

В регулярной стадии процесса теплового удара имеем следующий температурный момент в основе зеркала:

$$M_{Т0} = \frac{\Delta t E_0 \beta_0 \delta_0^3}{1 - \nu_0} A_1 B_1 \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (8')$$

где  $B_1 = \bar{M}_{ТОМ} = \left[ \frac{1}{\mu_1^2} (1 - \cos \mu_1) - 0.5 \frac{\sin \mu_1}{\mu_1} \right]$ .

Приравнивая сумму (5) и (6) к (8') для регулярной стадии нестационарного процесса прогрева зеркала и предполагая материал элементов зеркала одинаковым, получим связь между параметрами лазерного нагружения (через плотность теплового потока  $q$ ) и теплового удара  $\Delta t$ :

$$q = (1 - \varepsilon)\Delta t \lambda m H \times \frac{A_1 B_1 \exp(-\mu_1^2 Fo)}{f_3(mh, \varphi) [0.5 \delta_n f_1(mh, \varphi) + h f_2(mh, \varphi)]}, \quad (15)$$

где

$$f_1(mh, \varphi) = \frac{\operatorname{ch}(mh + \varphi) - \operatorname{ch}\varphi}{\operatorname{ch}\varphi},$$

$$f_2(mh, \varphi) = \left( \frac{1}{m^2 h H} + 1 \right) - \frac{\operatorname{sh}(mh + \varphi) - \operatorname{sh}\varphi}{2 h m \operatorname{ch}\varphi},$$

$$f_3(mh, \varphi) = \frac{\operatorname{ch}^2 \varphi}{\operatorname{sh}(mh + 2\varphi)}.$$

Формула (15) позволяет результаты по исследованию перемещений за счет изгиба оптической поверхности от теплового удара перевести к тепловому воздействию лазерного излучения с равномерной плотностью теплового потока  $q$ . При этом тепловому удару соответствует целый ряд  $q$ , изменяющийся пропорционально  $\exp(-\mu_1^2 Fo)$ . Следовательно, тепловой удар более информативный вид испытаний. Кроме того он позволяет сравнительно простыми и дешевыми средствами осуществить нагружение зеркал такими температурными моментами, для осуществления которых в случае воздействия тепловой составляющей лазерной нагрузки потребуются гигантские мощности. Опираясь на конструкции реальных лазерных зеркал и режимы их работы, оценим порядок величин, входящих в (15):

$$[\Delta t] = 10^1, [A_1 \exp(-\mu_1^2 Fo)] = 10^0,$$

$$[B_1] = 10^{-1}, [\lambda] = 10^2, [m] = 10^2,$$

$$[H] = 10^{-2} - 10^{-1}, [\delta_n] = 10^{-3}, [h] = 10^{-3},$$

$$[f_1(mh, \varphi)] = 10^1 - 10^{1.5}, [f_2(mh, \varphi)] = 10^0,$$

$$[f_3(mh, \varphi)] = 10^{-1.5} - 10^{-1}.$$

Из указанных порядков величин из зависимости (15) несложно получить порядок моделируемой плотности теплового потока. Оцениваемая плотность теплового потока имеет порядок  $10^6 - 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>, а соответствующая плотность светового потока даже при таком достаточно большом коэффициенте зеркального отражения как  $R_{\text{кзо}} = 0.99$  может иметь порядок  $10^8 - 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>.

Согласно ГОСТ 34100.3–2017 оценка выходной величины измерения  $q$  проводилась на основе функциональной зависимости (15), где ос-

новными входными величинами являлись температура, расход теплоносителя и время процесса. Суммарная стандартная неопределенность  $u_c(q)$  получена из оценок стандартных отклонений результатов измерений (оценок) каждой входной величины в виде стандартных неопределенностей. Грубо оцененная относительная суммарная стандартная неопределенность определения плотности теплового потока не превышала 25–35%.

### 3. Изменение температуры теплоносителя

В практике реализуется случай, когда в процессе работы контура охлаждения зеркала температура теплоносителя повышается. Рассмотрим задачу с постоянным темпом нагрева теплоносителя  $b$ , К/с, на входе в систему охлаждения. Такое воздействие влияет на температурно-напряженное состояние зеркала и приводит к изменению геометрии оптической поверхности. Процесс теплопроводности в конструкции носит нестационарный характер. Предполагается, что в процессе разогрева зеркала фиксируется интерферограмма оптической поверхности зеркала.

#### 3.1. Деформация зеркала при линейном росте температуры теплоносителя

Рассмотрим задачу в одномерной постановке, так как она наиболее проста для анализа. Считаем, что зеркало можно рассматривать как бесконечную плоскую полупластину, с одной стороны омываемую теплоносителем и при другой теплоизолированной стороне, при условии линейного изменения температуры теплоносителя с темпом  $b$  и при постоянном приведенном коэффициенте теплоотдачи на теплообменной поверхности  $\alpha_{\text{пр}}$ . Воспользуемся аналитическим решением для распределения безразмерной температуры  $\theta$  по толщине зеркала  $\delta_0$  во времени  $\tau$  [11], полученным для подобных условий:

$$\theta(x, \tau) = \frac{t(x, \tau) - t_0}{b\tau} =$$

$$= 1 - \frac{1}{2Fo} \left[ 1 + \frac{2}{\text{Bi}_{\text{пр}}} - \left( \frac{x}{\delta_0} \right)^2 \right] +$$

$$+ \frac{2}{Fo} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \mu_n \cos \left( \mu_n \frac{x}{\delta_0} \right)}{\mu_n^3 + \mu_n^2 \sin \mu_n \cos \mu_n} \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (16)$$

где  $\mu_n$  – корни характеристического уравнения;  $t_0$  – начальная температура теплоносителя.

Рассмотрим (16) для частного случая  $Bi_{пр} = \infty$ , тогда температура теплообменной поверхности равна температуре теплоносителя. Проведем интегрирование распределения температуры относительно срединной линии основы для получения величины, пропорциональной безразмерному температурному моменту в основе. Логарифмирование полученной зависимости свидетельствует о том, что эта величина свойством регулярности не обладает. В то же время, если ее умножить на  $Fo$ , то получим безразмерный температурный момент  $\bar{M}_{T0}$ , поведение которого отвечает физической сути изменения поля температур при прокачке теплоносителя переменной температуры. Заметим, что для больших чисел  $Fo$  безразмерный момент стремится к постоянной величине. Это соответствует случаю, когда члены бесконечного ряда слабо влияют на распределение температуры, которое описывается параболой. Наименьшее время выхода на квазистационарный режим изменения температуры по толщине основы наблюдается в случае  $Bi_{пр} = \infty$ .

Если преобразовать (16) к виду:

$$\theta(x, \tau) = \frac{(t_0 + b\tau) - t(x, \tau)}{(b\delta_0^2/a)} = 0.5 \left[ 1 + \frac{2}{Bi_{пр}} - \bar{x} \right] - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{2} \cos(\mu_n \bar{x}) \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (16')$$

то можно определить температурный момент при любом  $Bi_{пр}$ . Перенесем начало координат в точку  $\bar{x} = x/\delta_0 = \bar{x}_0 = 0.5$ , введем новую систему координат  $\bar{x}' = \bar{x} - \bar{x}_0$ , вычислим интегралы, позволяющие определить температурный момент  $M_{ло}$  и безразмерный температурный момент  $\bar{M}_{ло}$  (рис. 3). В итоге получим:

$$M_{ло}(\tau) = \frac{E_0 \beta_0 \delta_0^5 b}{(1 - \nu_0) a} \bar{M}_{ло}(\tau), \quad (17)$$

$$\bar{M}_{ло} = 0.0417 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{2} B_n \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (18)$$

где  $B_n = \left[ \frac{1}{\mu_n^2} (1 - \cos \mu_n) - 0.5 \frac{\sin \mu_n}{\mu_n} \right]$ .

Из (18) видно, что при  $Fo \rightarrow \infty$  (или при достаточно больших числах  $Fo$ , практически при  $Fo > 3$ )  $\bar{M}_{ло} \approx 0.0417$  и не зависит от значения числа  $Bi$ .

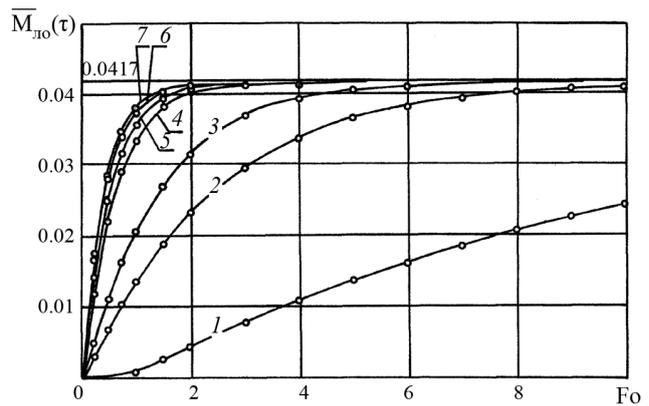


Рис. 3. Временная зависимость безразмерного температурного момента  $\bar{M}_{ло}(\tau)$  от времени при линейном законе изменения температуры теплоносителя  $t_{ж} = t_0 + b\tau$ . 1 –  $Bi_{пр} = 0.1$ ; 2 – 0.5; 3 – 1.0; 4 – 5.0; 5 – 10.0; 6 – 50.0; 7 –  $Bi_{пр} \rightarrow \infty$

Динамическую составляющую перемещения оптической поверхности зеркала с характерным размером оптической поверхности  $L$  в установившемся режиме теплопроводности (т.е. при  $\bar{M}_{ло} = const$ ) оценим по формуле:

$$\delta_{изг} = \frac{0.0625 \beta_0 L^2 \delta_0 b (1 + \nu_0)}{a}. \quad (19)$$

Таким образом, перемещение в квазистационарном режиме теплопроводности постоянно и линейно связано с темпом нагрева теплоносителя  $b$ . Длительность процесса стабилизации температурного момента  $\bar{M}_{ло}$  зависит от  $Bi_{пр}$  и он достигает 99% от максимального значения при временах

$$Fo \geq -\frac{1}{\mu_1^2} \ln \frac{0.01}{A_3}, \quad (20)$$

где  $A_3 = \frac{4 \sin \mu_1 (1 - \cos \mu_1)}{\mu_1^2 (\mu_1 + \cos \mu_1 \sin \mu_1)}$ .

Возможность создания постоянного во времени температурного момента ценна из-за открывающейся перспективы проведения испытаний крупногабаритных зеркал путем прокачки теплоносителя с изменяемой температурой.

Оценим величину темпа нагрева теплоносителя  $b$ , при котором можно получать представительные результаты. При  $Fo \rightarrow \infty$  разность температур теплоносителя и теплообменной поверхности постоянна:

$$\vartheta_n = (t_0 + b\tau) - t(\bar{x} = 1, \tau) = \frac{b\lambda_0 \delta_0}{a_0 \alpha_{пр}} = \frac{b\delta_0^2}{a_0 Bi_{пр}}. \quad (21)$$

Если приблизительно известен коэффициент  $\alpha_{пр}$ , то можно установить величину необ-

ходимого темпа нагрева теплоносителя  $b_n$  для того, чтобы экспериментально с хорошей точностью установить разность температур  $\vartheta_n = t_{ж} - t(\bar{x} = 1)$ :

$$b_n = \frac{\vartheta_n a_0 \alpha_{пр}}{\lambda_0 \delta_0}. \quad (21')$$

Например, при использовании молибденовой основы толщиной 40 мм, фиксируемой разности температур  $\vartheta_n = 1$  К и ожидаемом коэффициенте теплоотдачи  $\alpha_{пр} \approx 2 \cdot 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>·К) из (21') определен  $b_n = 0.188$  К/с. При этом, если в контуре системы охлаждения используется 20 литров воды, то на создание такого подогрева необходима мощность 15 кВт. При десятикратном уменьшении объема мощность нагрева снижается до приемлемых величин в 1.5 кВт. Таким образом, темп нагрева теплоносителя в замкнутом контуре охлаждения можно изменять в широких пределах, вводя в него электрический нагреватель с регулируемой мощностью и изменяя объем находящейся в системе жидкости. Для широко применяемого на практике насоса для прокачки теплоносителя ЭЦН-17 темп нагрева за счет механических потерь составляет 0.8 (К·кг)/с.

### 3.2. Возможности теплового метода

Оценим возможности данного теплового режима для проведения испытаний зеркал. Приравняв изгибные моменты в случае воздействия плотности равномерного теплового потока  $q$  на подложку и прокачки подогретого теплоносителя с темпом  $b$  (см. формулы (5), (6) и (17)), получим связь между параметрами режимов испытаний:

$$q = (1 - \varepsilon) b \lambda m \frac{\delta_0^5}{a H^2} \times \left[ 0.0417 - \frac{A_1}{\mu_1^2} B_1 \exp(-\mu_1^2 Fo) \right] \times \frac{1}{f_3(mh, \varphi) [0.5 \delta_n f_1(mh, \varphi) + h f_2(mh, \varphi)]}. \quad (22)$$

Порядки величин в комплексе (22) имеют значения:

$$\begin{aligned} [\text{постоянная} = 0.0417 \text{ (см. формулу (22))}] &= 10^{-2}, \\ [b] &= 10^{-2} - 10^{-1}, [\lambda] = 10^2, [m] = 10^2, \\ [H \approx \delta_0] &= 10^{-2} - 10^{-1}, [a] = 10^{-6} - 10^{-5}, \\ [\delta_n] &= 10^{-3}, [h] = 10^{-3}, [f_1(mh, \varphi)] = 10^1 - 10^{1.5}, \end{aligned}$$

$$[f_2(mh, \varphi)] = 10^0, [f_3(mh, \varphi)] = 10^{-1.5} - 10^{-1}.$$

Используя порядки величин, несложно оценить диапазон моделируемых плотностей тепловых потоков  $q$  в случае теплового режима нагрева теплоносителя с постоянным темпом  $b$ . Оцениваемая плотность теплового потока имеет порядок  $10^4 - 10^{5.5}$  Вт/м<sup>2</sup>, соответствующая плотность светового потока (при  $R_{кзо} = 0.99$ ) имеет порядок  $10^6 - 10^{7.5}$  Вт/м<sup>2</sup>. Таким образом, изменяя темп нагрева  $b$ , можно испытывать зеркала в широком диапазоне эквивалентных плотностей теплового потока.

Оценка выходной величины плотности теплового потока  $q$  проведена по функциональной зависимости (22) с основными входными величинами – темпом нагрева теплоносителя, расходом, временем процесса. Относительная суммарная стандартная неопределенность определения плотности теплового потока при грубой оценке не превышала 35–45%.

### 4. Экспериментальная проверка

Эксперименты проведены на установке, включающей в себя лазерное зеркало, нагреватель и напорную магистраль теплоносителя, системы измерений и регистрации измеряемых в эксперименте величин. Схема системы измерений показана на рис. 4, а. Температура в различных точках корпуса зеркала  $t_1 - t_4$  измерялась хромель-копелевыми термодарами 4–7 и записывалась на шлейфовый осциллограф. Измерение перемещений оптической поверхности проведено в соответствие со схемой, представленной на рис. 4, б. Для диагностики перемещений был выбран метод точечной интерферометрии. На необработанной квадратной оптической поверхности зеркала (размер 85×85 мм) с помощью клея укреплялись два небольших зеркальца (размером 4×4 мм). Одно из них располагалось на пересечении диагоналей, другое – с краю на середине стороны. Пучок лазера 1 (марка ЛГ-79), пройдя диафрагму 2, попадает на короткофокусную линзу 3. Расширенный световой пучок (длина волны 0.63 мкм) преобразуется в параллельный в коллиматоре 4. Светоделительные кубики 5 делят пучок на опорную и зондирующую ветви. Зондирующее излучение собирается линзами 6 в точку на зеркальцах 7, установленных на исследуемом зеркале 8. Отраженные от них лучи, соединяясь

с опорными, дают на экране две интерферограммы в точках. Нагреватель 10 устанавливался на тыльной стороне зеркала и служил для проведения экспериментов по термокомпенсации [9]. В дальнейшем схема была изменена: один из светоделительных кубиков заменен на отражающее зеркало. При этом на итоговой интерферограмме фиксировалась картина, соответствующая разности перемещений в двух точках измерения только за счет изгиба лазерного зеркала по одной из координат.

Для экспериментальных исследований были взяты зеркала технологических лазеров [7] (табл. 1).

Конструктивно зеркала делились на две группы: круглые с диаметром  $D = 60$  мм и квадратные со стороной  $L = 85$  мм. Зеркала различались материалами подложек и основ и исполнением систем охлаждения. Для конструкции зеркал был характерен подвод и отвод теплоносителя со стороны основы через цилиндрические каналы. В непосредственной близости от подложки теплоноситель распределялся в раздаточном коллекторе, а затем, проходя через решетку каналов системы охлаждения, выполненной в основе, собирался в сборном коллекторе и покидал зеркало. Отношение характерного размера квадратного зеркала  $L = 85$  мм к толщине основы  $\delta_0 = 38$  мм составило  $L/\delta_0 \approx 2.2$ , для круглых зеркал –  $D/\delta_0 = 60/38 \approx 1.6$ . В корпус зеркала заделывались термопары, расположенные в различных местах по толщине зеркала.

Предварительный равномерный нагрев зеркала для опытов с тепловым ударом осуществлялся водой, подаваемой из термостата. При тепловом ударе в зеркало через напорную магистраль подавался номинальный расход теплоно-

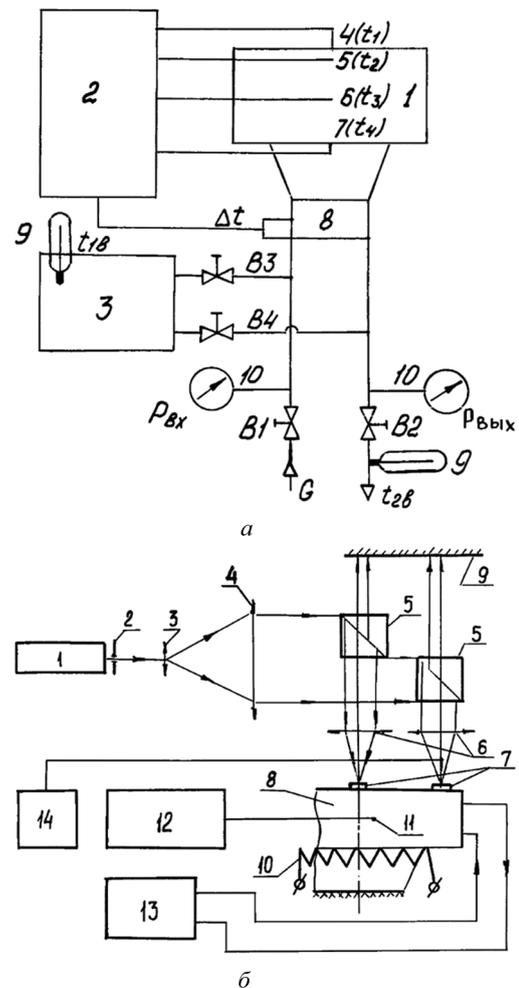


Рис. 4. Схема эксперимента: а – схема экспериментальной установки и измерений: 1 – зеркало, 2 – осциллограф, 3 – термостат, 4–7 – термопары, 8 – дифференциальная батарея термопар, 9 – термометр, 10 – манометр; б – схема точечной интерферометрии для измерения абсолютных перемещений: 1 – лазер, 2 – диафрагма, 3 – короткофокусная линза, 4 – коллиматор, 5 – светоделительный кубик, 6 – фокусирующая линза, 7 – зеркальце, 8 – лазерное зеркало, 9 – экран, 10 – нагреватель, 11 – термопара, 12 – самописец, 13 – термостат, 14 – записывающий прибор

Таблица 1. Конструктивные характеристики технологических лазерных зеркал

Номер зеркала	Размер оптической поверхности, мм	Материал подложки	Материал основы	Толщина подложки $\delta_p$ , мм	Толщина основы $\delta_0$ , мм	Толщина ребра $\delta_p$ , мм	Канал охлаждения $\delta_k \times h_k$ , мм <sup>2</sup>	Число каналов
1	85×85	Вольфрам В13И	Молибден 4604	1.65–1.75	38 + 28 (посадочный конус)	0.5	0.5×2.0	81
2	85×85	Газофазный вольфрам	Молибден	0.9	38 + 28	0.6	0.5×2.0	73
3	∅ 60	Молибден	Молибден	1.0	36	1.0	1.0×4.0	23
4	∅ 60	Медь	Бронза	1.0	38	2.0	Вафельная 2.0×1.5×2.0	–
5	85×85	Медь	Бронза БРХУШ	1.0	38 + 28	1.5	3.0×1.5	14

Таблица 2. Стандартные неопределенности результатов измерений – относительное стандартное отклонение, %

Давление	Расход	Скорость течения	Гидравлический диаметр	Число Рейнольдса,	Коэффициент теплоотдачи	Число Нуссельта,	Число Фурье
2.5	3.6	5.3	1.5	11.0	17.0	19.5	2.4

сителя и подогрева теплоносителя, так и динамика изменения изгибных перемещений оптической поверхности зеркала. Погрешности определения разности температур  $\vartheta_i = t_i - t_{ж}$  на примере одного из экспериментов для различных точек измерения изменялись следующим образом по времени: в начале процесса  $\delta\vartheta_i = 1.6\%$  (где  $\delta\vartheta_i = \Delta\vartheta_i/t_n$ ,  $t_n$  – нормирующее значение температуры), в конце пятнадцатой секунды (процесс полностью регулярный)  $\delta\vartheta_1 = 16\%$ ,  $\delta\vartheta_2 = 10\%$ ,  $\delta\vartheta_3 = 7\%$ ,  $\delta\vartheta_4 = 1.6\%$ ; на тридцатой секунде (конец записи процесса)  $\delta\vartheta_1 = 40\%$ ,  $\delta\vartheta_2 = 20\%$ ,  $\delta\vartheta_3 = 13.3\%$ ,  $\delta\vartheta_4 = 12.0\%$ . Относительные стандартные отклонения остальных измеряемых и расчетных величин в экспериментах приведены в табл. 2 применительно к течению теплоносителя с максимальным для зеркал числом Рейнольдса.

На основе измерения полей температуры в этих экспериментах также оценивались приведенные коэффициенты теплоотдачи  $\alpha_{пр}$ . Их сравнение с  $\alpha_{пр}$ , полученными на близких по конструкции специальных макетах систем охлаждения в стационарном режиме в условиях воздействия на них одностороннего теплового потока [10], показало удовлетворительное совпадение (расхождения не превышали 15–20%).

Линейный рост температуры теплоносителя в других опытах обеспечивался термостатом.

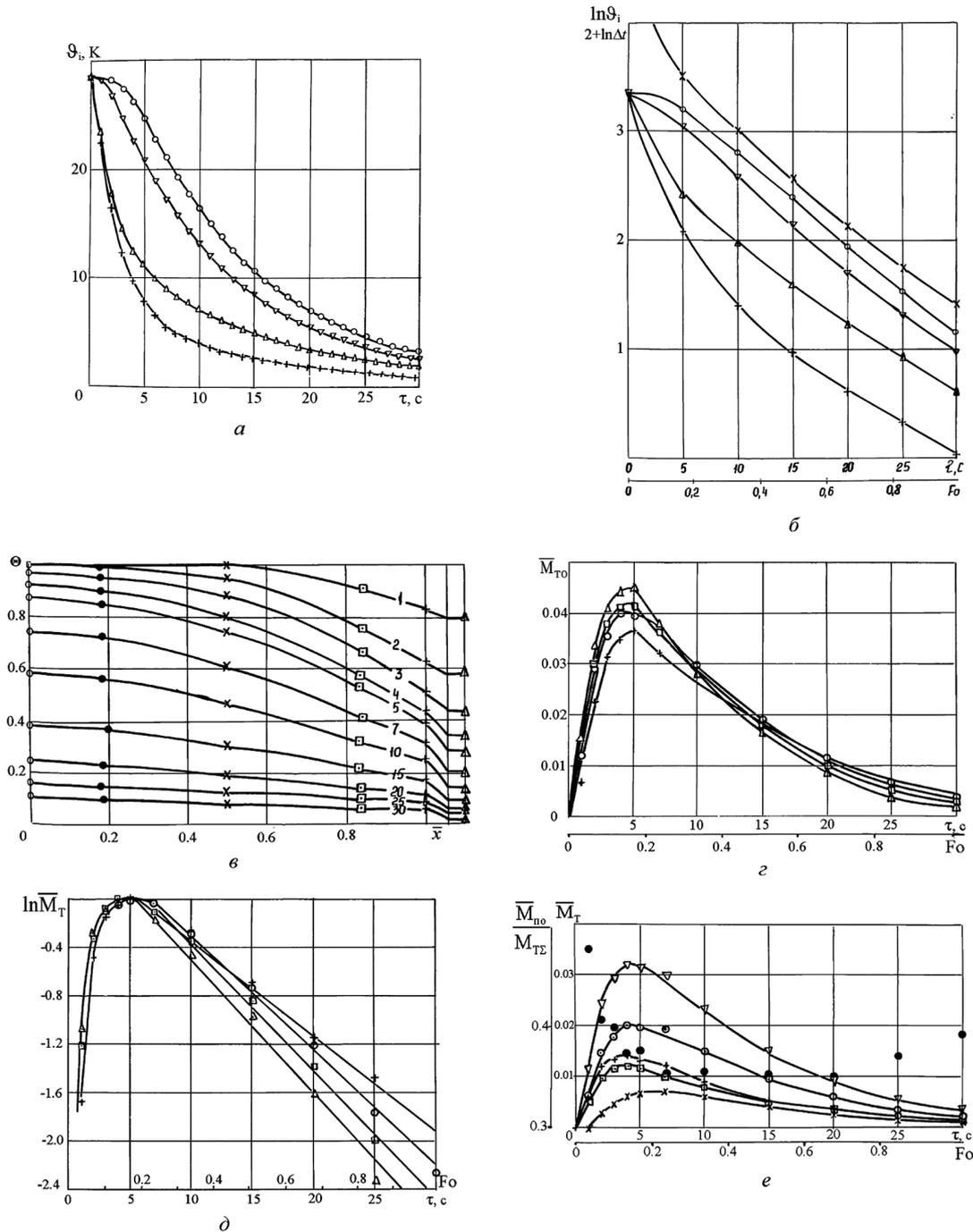
Время эксперимента выбиралось исходя из времени, необходимого для регуляризации температурного режима в различных точках зеркала, и ограничивалось временем, при котором начинала сильно возрастать ошибка в измерении температур. Абсолютные значения времени не превышали 30 секунд. Перегревы зеркал в экспериментах не превышали  $50^\circ\text{C}$ . Также были проведены эксперименты по определению коэффициентов теплообмена в системах охлаждения зеркал [7, 8] и термокомпенсации изгибных перемещений зеркал [9].

Полученные экспериментальные результаты продемонстрированы на примере проведения теплового удара на зеркале № 1. На рис. 5, а, б

представлено распределение избыточной температуры в различных точках по толщине зеркала в зависимости от времени: на рис. 5, а – в абсолютных величинах, на рис. 5, б – распределение логарифма избыточной температуры. Из рис. 5, б следует, что регулярный режим изменения температуры в основе наступает после 10-й секунды ( $Fo > 0.35$ ). На рис. 5, в представлено изменение относительной температуры  $\Theta = \vartheta(\tau)/\vartheta(\tau = 0)$  по толщине зеркала (безразмерная координата  $\bar{x} = x/\delta_0$ ) в различные моменты времени  $\tau$ . На рис. 5, г приведена динамика безразмерного температурного изгибного момента, рассчитанная из данных эксперимента для основы зеркала при различных числах Рейнольдса течения воды в системе охлаждения. На рис. 5, д показана динамика логарифма относительного температурного изгибного момента ( $\bar{M}_T = \bar{M}_{ТО} / \bar{M}_{ТОМ}$ , где  $\bar{M}_{ТОМ}$  – значение максимума момента  $\bar{M}_{ТО}(\tau)$ ) для основы зеркала, из которого следует, что поведению момента также присуща стадия регуляризации при  $Fo > 0.35$ . На рис. 5, е представлена динамика составляющих безразмерного изгибного момента в зеркале:  $\bar{M}_{ТО} = \bar{M}_{ТО1} + \bar{M}_{ТО2}$  – в основе,  $\bar{M}_{ПО}$  – в подложке,  $\bar{M}_{ТС} = \bar{M}_{ТО} + \bar{M}_{ПО}$ . О степени двумерности поля температуры можно судить по рис. 6, а, где представлено распределение относительной температуры  $\Theta_2$  (термопара 2 ( $t_2$ )) вблизи теплообменной поверхности основы в зависимости от безразмерного времени  $Fo$ . На графике сплошными линиями без значков нанесены решения для поля температур для одномерного случая при различных числах  $Bi_{пр}$  (7) [11]. Линии со значками соответствуют экспериментальным данным, полученным для зеркала № 1 при различных числах Рейнольдса. Для регулярной стадии процесса экспериментальные кривые  $\Theta_2$  становятся почти эквидистантными к кривым распределения температуры для одномерного случая, подтверждая допущение об одномерности поля температур по толщине зеркала для больших размеров зеркал (в данном случае  $L/\delta_0 = 2.2$ ). В пользу гипотезы об одномерности говорит

также график на рис. 6, б, на котором в виде сплошной кривой представлено поведение первого корня  $\mu_1$  трансцендентного уравнения  $\mu_1 \operatorname{tg} \mu_1 = \operatorname{Bi}_{\text{пр}}$ , имеющего место для одномерной

нестационарной теплопроводности (7). Точками нанесены экспериментальные данные. У безразмерных зеркал (№№ 1, 2, 5) имеется хорошее совпадение теории и эксперимента.



**Рис. 5.** Зависимости нестационарных величин при тепловом ударе для зеркала №1 от времени при  $Re = 1650$ : *a* – избыточной температуры  $\Theta$ : + –  $\Theta_1$ ,  $\Delta$  –  $\Theta_2$ ,  $\nabla$  –  $\Theta_3$ ,  $\circ$  –  $\Theta_4$ ; *б* – логарифм избыточной температуры  $\ln \Theta$  (обозначения как на рис. 5, *a*),  $\times$  –  $\Delta t = t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}$  – разность температуры теплоносителя между выходом и входом в систему охлаждения зеркала; *в* – распределение относительной температуры  $\Theta$  по толщине зеркала, цифры на графике – время  $\tau$  в секундах; *г* – динамика безразмерного температурного изгибающего момента в основе зеркала: + –  $Re=1220$ ,  $\circ$  –  $Re=1650$ ,  $\square$  –  $Re=2360$ ,  $\Delta$  –  $Re=3020$ ; *д* – динамика логарифма безразмерного температурного изгибающего момента в основе зеркала (обозначения как на рис. 5, *г*); *е* – динамика составляющих безразмерного температурного изгибающего момента: + –  $\bar{M}_{T01}$ ,  $\times$  –  $\bar{M}_{T02}$ ,  $\circ$  –  $\bar{M}_{T0} = \bar{M}_{T01} + \bar{M}_{T02}$ ,  $\square$  –  $\bar{M}_{\text{ПО}}$ ,  $\nabla$  –  $\bar{M}_{T\Sigma} = \bar{M}_{T0} + \bar{M}_{\text{ПО}}$ ,  $\bullet$  –  $\bar{M}_{\text{ПО}} / \bar{M}_{T\Sigma}$

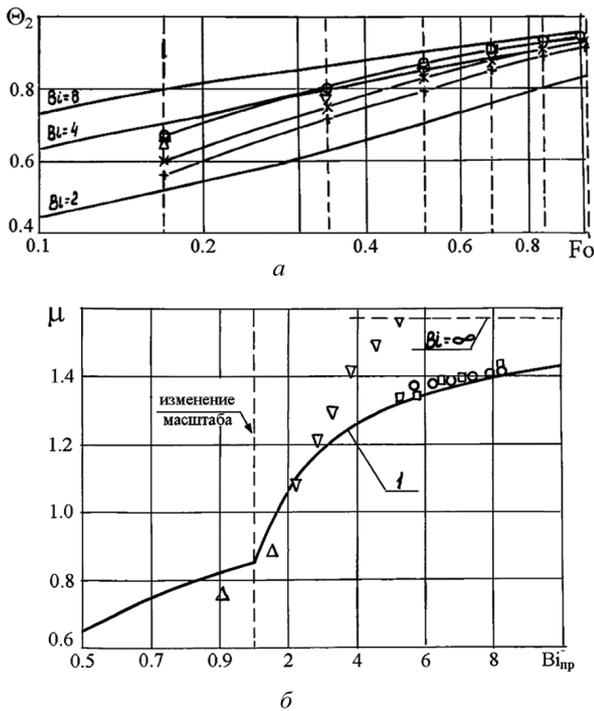


Рис. 6. Безразмерная температура  $\Theta_2$  зеркала № 1 у поверхности теплообмена со стороны основы (поз. 5 ( $t_2$ ) на рис. 4, а) в зависимости от времени: + –  $Re = 1220$ ,  $\times$  –  $Re = 1650$ ,  $\nabla$  –  $Re = 2100$ ,  $\Delta$  –  $Re = 2360$ ,  $\square$  –  $Re = 2630$ ,  $\circ$  –  $Re = 3020$ . Зависимость первого корня  $\mu_1 = (m_2/Fo)^{0.5}$  от числа  $Bi_{пр}$  (б):  $\circ$  – зеркало № 1;  $\square$  – № 2;  $\nabla$  – № 4;  $\Delta$  – № 5

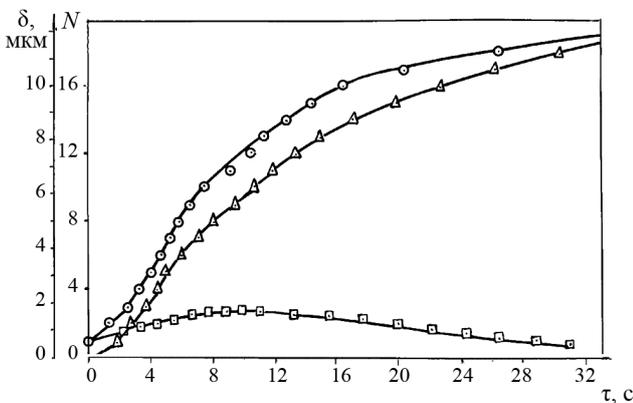


Рис. 7. Перемещение оптической поверхности зеркала № 5 при тепловом ударе  $\delta$  в зависимости от времени:  $\circ$  – в центре;  $\Delta$  – на краю;  $\square$  – разность перемещений (перемещение, вызванное изгибом).  $N$  – число интерференционных полос

Перемещение оптической поверхности зеркала № 5 при тепловом ударе, полученное интерферометрическим методом, представлено на рис. 7. Первоначальный перегрев зеркала в этом эксперименте  $\Delta t = 8$  К, число Рейнольдса  $Re = 1150$  (расход  $G = 0.044$  кг/с).

Таким образом, экспериментально было показано, что процессы установления теплового

равновесия и максимального термоперемещения в зеркалах со сплошной основой составляют секунды, десятки секунд, и динамика изгиба в это время играет определяющую для максимального термоперемещения роль.

Экспериментальные исследования подтвердили применимость одномерного приближения для описания поля температур по толщине зеркала даже для весьма ограниченных размеров оптической поверхности зеркал (85×85 мм) как по распределению температур по толщине зеркала и времени, так и по динамике термоперемещений. На основе полученных данных были разработаны инженерные методики расчета теплообменных, деформационных характеристик и предложены методы термокомпенсации и имитационных испытаний зеркал.

### Заключение

В работе предложены два метода испытаний охлаждаемых лазерных зеркал, которые не требуют лазерной нагрузки. Методы основаны на исследовании поведения зеркал в нестационарных стадиях работы. В случае «теплового удара» нестационарность вызвана подачей в систему охлаждения зеркала теплоносителя с температурой, отличающийся от температуры конструкции. Линейный рост температуры теплоносителя также может быть эффективно использован для испытаний зеркал.

Методы основаны на моделировании температурных моментов, возникающих при лазерном нагружении, с помощью теплового нагружения. Приведенные аналитические решения для одномерных полей температуры позволяют установить связь между возможными плотностями теплового потока от лазерной нагрузки  $q$  и параметрами тепловых нагрузок –  $\Delta t$ ,  $G$ ,  $b$ . Показано, что предлагаемые методы могут имитировать плотности тепловых потоков на уровне  $10^4$ – $10^7$  Вт/м<sup>2</sup> или плотности световых потоков на уровне  $10^6$ – $10^9$  Вт/м<sup>2</sup>.

Предлагаемые тепловые методы испытаний ввиду их достаточно большой относительной суммарной стандартной неопределенности определения имитационных плотностей теплового потока  $q$  (около 25–45%) могут быть использованы как оценочные, дающие лишь предварительные результаты. Для высоконагруженных лазерных зеркал необходимо

стремиться к проведению их испытаний в условиях, близких к рабочим.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Субботин В.И., Харитонов В.В. Теплофизика охлаждаемых лазерных зеркал // ТВТ. 1991. Т. 29. № 2. С. 365–375.
2. Харитонов В.В. Теплофизика лазерных зеркал. М.: Изд. МИФИ, 1993. 152 с.
3. Шмаков В.А. Силовая оптика. М.: Наука, 2004. 318 с.
4. Малашко Я.И., Наумов М.Б. Системы формирования мощных лазерных пучков. Основы теории. Методы расчета. Силовые зеркала. М.: Радиотехника, 2013. 328 с.
5. Зейгарник Ю.А., Иванов Ф.П., Маслакова И.В., Силина Н.Н. Рекомендации по тепловому расчету и расчету деформированного состояния силовых элементов металлооптики для лазерных технологических установок // Препринт ОИВТ РАН. №2-511. М.: ИВТ РАН. 2013. 96 с.
6. Аполлонов В.В. Силовая оптика // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 2. С. 102–121.
7. Шанин О.И., Шанин Ю.И. Неустановившиеся тепловые процессы в многослойных охлаждаемых пластинах. В сб. «Теплофизические проблемы ядерной техники». М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 55–58.
8. Шанин Ю.И. Экспериментальное определение коэффициентов теплообмена в системах охлаждения лазерных зеркал // Тр. XXII школы-семинара «Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках». Москва, 20–24 мая 2019. М.: Печатный салон «Шанс», 2019. С. 367–370.
9. Шанин Ю.И., Черных А.В., Шарапов И.С. Тепловые задачи в элементах адаптивных оптических систем // Тр. XXI школы-семинара «Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках». М.: Изд. дом МЭИ, 2017. Т. 2. С. 412–416.
10. Федосеев В.Н., Шанин О.И., Шанин Ю.И., Афанасьев В.А. Теплообмен в прямоугольных каналах с теплопроводными стенками при одностороннем нагреве // ТВТ. 1989. Т. 27. № 6. С. 1132–1138.
11. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.

## Thermal methods for cooled laser mirrors testing

Yu.I. Shanin

*Scientific Research Institute Scientific Industrial Association «LUCH», Podolsk, 142103, Russia  
e-mail: syi@luch.com.ru*

The stress-strain state of the laser mirrors is determined by the temperature distribution in them. In steady state operation, the temperature field in the mirror determines the intensity distribution in the laser beam, design and material of the mirror, and heat exchange characteristics of the cooling system. The non-stationary temperature field in the mirror is a characteristic of the beginning and the end instants of laser loading impact. Mirrors testing under the impact of regular laser loading is very cost and labor consuming routine. The article proposes two methods of mirrors simulation testing that do not require laser loading. The proposed thermal testing methods are based on the practical adequacy of mathematical formulation of the problem of mirror loading with a heat flux from laser radiation and a flux occurring due to the temperature difference between the coolant and the mirror structure. These methods are based on comparison and equalization of the temperature moments, occurring at various thermal loads. “Thermal shock” and linear heating of coolant are being used for thermal loading. In the case of thermal shock at the initial time instant, the coolant with constant flow rate and temperature different from the mirror temperature is fed into the mirror. The linearly increasing coolant temperature is also used as a thermal test method. These methods application is effective since the mirror base thickness is many times larger than that of the substrate with the optical surface. The value of thermal disturbances from the coolant herewith might be a trifle, but the result from their impact is equivalent to the impact of heat currents from the laser load beyond  $10^7$  W/m<sup>2</sup>. The article presents analytical solutions for one-dimensional temperature fields, which allowed establishing the relationship between possible heat fluxes from the laser load and the thermal loads parameters, namely the flow rate, temperature difference between the coolant and the structure, coolant heating rate. The effectiveness of the proposed thermal methods was experimentally demonstrated by the example of technological mirrors.

**Keywords:** laser mirror, cooling system, temperature distribution, heat transfer, thermal shock, temperature bending moment.

## REFERENCES

1. **Subbotin V.I., Kharitonov V.V.** Thermophysics of cooled laser mirrors. *High Temperature*, 1991, vol. 29, no. 2, pp. 290–302.
2. **Kharitonov V.V.** *Teplofizika lazernykh zerkal* [Thermal physics of laser mirrors]. Moscow: Publishing House MEPI, 1993. 152 p. In Russ.
3. **Shmakov V.A.** *Silovaya optika* [Power optics]. Moscow: Nauka, 2004. 318 p. In Russ.
4. **Malashko Ya.I., Naumov M.B.** *Sistemy formirovaniya moshchnykh lazernykh puchkov. Osnovy teorii. Metody rascheta. Silovyye zerkala* [Formation systems of powerful laser beams. Fundamentals of the theory. Calculation methods. Power mirrors]. Moscow: Radiotekhnika, 2013. 328 p. In Russ.
5. **Zeigarnik Yu.A., Ivanov F.P., Maslakova I.V., Silina N.N.** *Rekomendatsii po teplovomu raschetu i raschetu deformirovannogo sostoyaniya silovykh elementov metalloptiki dlya lazernykh tekhnologicheskikh ustanovok* [Recommendations on thermal calculation and calculation of the deformed state of the power elements of metal optics for laser technological installations]. Preprint of the JIHT RAS, No. 2-511. Moscow: Joint Institute for High Temperature Publishing, 2013. 96 p. In Russ.
6. **Apollonov V.V.** Power Optics. *Quantum Electronics*, 2014, vol. 44, no. 2, pp.103-121.
7. **Shanin O.I., Shanin Yu.I.** *Neustanovivshiyesya teplovyye protsessy v mnogoslonykh okhlazhdayemykh plastinakh* V sb. «Teplofizicheskiye problemy yadernoy tekhniki» [Unsteady thermal processes in multilayer cooled plates. In collection «Thermophysical problems of nuclear technology».] Moscow: Energoatomizdat, 1987, pp. 55–58. In Russ.
8. **Shanin Yu.I.** *Eksperimental'noye opredeleniye koefitsiyentov teploobmena v sistemakh okhlazhdeniya lazernykh zerkal* Tr. XXII shkoly-seminara «Problemy gazodinamiki i teplomassoobmena v energeticheskikh ustanovkakh» [Experimental determination of heat transfer coefficients in cooling systems of laser mirrors. Proc. of XXII school-seminar «Problems of gas dynamics and heat and mass transfer in power plants»]. Moscow: LLC Printing Shop «Shans», 2019, pp. 367–370. In Russ.
9. **Shanin Yu.I., Chernykh A.V., Sharapov I.S.** *Teplovyye zadachi v elementakh adaptivnykh opticheskikh system*. Tr. XXI shkoly-seminara «Problemy gazodinamiki i teplomassoobmena v energeticheskikh ustanovkakh» [Thermal problems in elements of adaptive optical systems. Proc. of XXI school seminar «Problems of gas dynamics and heat and mass transfer in power plants»]. Moscow: Izd. House MEI, 2017. vol. 2. pp.412–416. In Russ.
10. **Fedoseev V.N., Shanin O.I., Shanin Yu.I., Afanasyev V.A.** Heat transfer in rectangular channels with heat-conducting walls with one-sided heating. *High Temperature*, 1989, vol. 27, no. 6, pp. 898–904.
11. **Lykov A.V.** *Teoriya teploprovodnosti* [Heat conduction theory]. Moscow: Vysshaya shkola, 1967. 600 p. In Russ.