

Тепловые процессы в технике. 2025. Т. 17. № 1. С. 19–30
Thermal processes in engineering, 2025, vol. 17, no. 1, pp. 19–30

Научная статья
УДК 536.25:62-405.8; 621.375
URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=184526>
EDN: <https://www.elibrary.ru/DHBPCR>

Критические ситуации в системах охлаждения лазерных зеркал

Е.В. Леонов¹, Ю.И. Шанин²✉

^{1,2}АО «Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение «ЛУЧ», Подольск, Российская Федерация

²ShaninYul@sialuch.ru✉

Аннотация. Проведен анализ критических ситуаций, которые могут иметь место в системах охлаждения лазерных зеркал. Рассмотрены следующие ситуации, которые могут привести к повреждению зеркала: 1) наступление кризиса теплообмена в системе охлаждения, 2) воздействие локальных пиковых нагрузок на зеркало. Оценены критические тепловые потоки при одностороннем тепловом нагружении системы охлаждения зеркала в условиях большого недогрева теплоносителя, приводящие к кризису кипения. С точки зрения достижения кризиса теплообмена в системе охлаждения аналитически и с помощью моделирования рассмотрены различные случаи воздействия пиковых тепловых нагрузок на температурное поле зеркала. Проведено моделирование воздействия на поле температур запаривания канала охлаждения в результате действия большой тепловой, включая пиковую, нагрузки.

Ключевые слова: лазерное зеркало, система охлаждения, гидравлическое сопротивление, теплоотдача, пиковая тепловая нагрузка, кипение, кризис теплообмена, критический тепловой поток

Для цитирования. Леонов Е.В., Шанин Ю.И. Критические ситуации в системах охлаждения лазерных зеркал // Тепловые процессы в технике. 2025. Т. 17. № 1. С. 19–30. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=184526>

Original article

Critical situations in laser mirror cooling systems

E.V. Leonov¹, Yu.I. Shanin²✉

^{1,2}LUCH Research and Production Association, Research and Development Institute, Podolsk, Russian Federation

²ShaninYul@sialuch.ru✉

Abstract. The following are the features of boiling in laser mirror cooling systems: 1) one-sided heat supply to the system of narrow channels, 2) large underheating of the coolant to the saturation temperature. The literature reviewed provides extremely sparsely presented results of studies under such conditions. They mainly relate to the possible development of a boiling crisis during cooling of the hot wall of a thermonuclear reactor. We have analyzed critical situations that may occur in laser mirror cooling

systems: 1) upon the onset of boiling, steaming of channels and reaching critical heat fluxes that can lead to damage to the mirror, 2) when local peak thermal loads are applied to the mirror, which may result in further damage.

We have experimentally examined the effect of a sharp deterioration in heat exchange on the temperature field in a fragment of the cooling system using the electrothermal analogy method for the following cases of «steaming» of a rectangular channel: 1) the upper edge of the cooling channel is covered with steam, 2) a third of the side edge is added to the upper edge, 3) the upper edge and 2/3 of the side edge. It was found that the «steaming» process spontaneously deepens. This results in the complete blocking of the channel with steam (a defect in the cooling system) with subsequent destruction of the mirror. For this case, an analytical study of the temperature field in a mirror with a similar defect was carried out. Critical heat fluxes under one-sided thermal loading of the mirror cooling system, leading to a boiling crisis, were analytically estimated.

Depending on the size of the peak load compared to the thickness of the substrate and its material, the temperature fields were analyzed in the case of: 1) considering the substrate as a half-space, 2) the presence of two-dimensional heat leaks in the substrate, 3) the size of the peak is such that a one-dimensional temperature distribution was realized across the thickness of the substrate in the area of the peak effect. Relationships were established between the sizes and the magnitude of the peak load, at which the critical heat flux in the mirror cooling system will be achieved.

Keywords: laser mirror, cooling system, hydraulic resistance, heat transfer, peak heat load, boiling, heat exchange crisis, critical heat flow

For citation. Leonov E.V., Shanin Yu.I. Critical situations in laser mirror cooling systems. *Thermal processes in engineering*. 2025, vol. 17, no. 1, pp. 19–30. (In Russ.). URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=184526>

Введение

Вопросам исследования деформаций и теплообмена под воздействием лазерной нагрузки в пассивных лазерных зеркалах посвящены многие публикации и в них сделаны определенные обобщения полученных результатов [1–4], включая и наши исследования для зеркал с технологически отработанными системами охлаждения (СО) [5, 6]. В некоторых из этих работ рассмотрены задачи интенсификации теплообмена и достижения предельных характеристик [1, 2, 5]. Авторы [2] оценивают максимально достижимый коэффициент эффективной теплоотдачи $\alpha_{\text{эф}}$ пористой СО в $(3\text{--}4)\times 10^5$ Вт/(м²×К). В литературе, как правило, предельно достижимые на оптической поверхности зеркала тепловые потоки оценивают, исходя из знания (или оценки) $\alpha_{\text{эф}}$, и недогрева теплообменной жидкости до температуры насыщения $\Delta T_{\text{нед}}$. Однородный тепловой поток находится как произведение этих двух величин и для $\alpha_{\text{эф}} = 1,5\times 10^5$ Вт/(м²×К) и $\Delta T_{\text{нед}} = 100$ К получаем первую оценку $q_{\text{кр}} = 1,5\times 10^7$ Вт/м². При этом считается, что температура на тепло-

обменной стороне подложки достигает температуры насыщения жидкости и на ней возможно начало пузырькового кипения. Если в распределении светового потока лазерного излучения имеются большие неоднородности (пики), то один из подходов оценки предельной допустимой мощности локального источника тепла на поверхности охлаждаемого лазерного зеркала представлен в работах [7, 8].

В литературе [9–13] приведены результаты исследования по определению критических тепловых потоков в условиях вынужденного движения воды в трубках малого диаметра [9] при кипении недогретой воды применительно к съему тепла со стенок термоядерного реактора как в прямоугольных каналах с односторонним подводом тепла [10], так и с закруткой потока в круглых каналах в условиях одностороннего нагрева [11–13].

Работ по определению кризиса теплообмена в лазерных зеркалах не обнаружено. В данной статье аналитически и моделированием проведены оценки достижения критических тепловых потоков как для конкретного случая исполнения

и режима работы фрагмента СО зеркала, так и для предельно достижимых эффективных коэффициентов теплоотдачи в системе.

1. Постановка задачи о кризисе теплообмена в СО лазерных зеркал

Повышение плотностей световых, а, следовательно, и тепловых потоков, воздействующих на лазерное зеркало, не может продолжаться до бесконечности. При возрастании плотности тепловых потоков и охлаждении зеркала недогретым до температуры кипения теплоносителем отвод тепла от теплообменной поверхности осуществляется вынужденной конвекцией при турбулентном течении теплоносителя в каналах СО. При этом основная особенность СО состоит в том, что осуществляется односторонний подвод тепла к ней с теплообменной стороны подложки зеркала. Далее тепло передается каркасу СО и теплоносителю. При определенных значениях плотности теплового потока в СО начинается кипение. Пузырьковое кипение при дальнейшем росте температуры переходит в пленочное кипение и канал охлаждения начинает «запариваться». Образование паровой прослойки приводит к ухудшению теплообмена и дальнейшему росту температуры теплообменной поверхности. Если появление пара в канале приводит к повышению его гидравлического сопротивления, то в многоканальных СО с узкими каналами это может повлечь к перераспределению расхода теплоносителя между каналами, осушению запаренного канала, быстрому росту температуры конструкции и, как правило, к прожогу зеркала. В любом случае дальнейший рост плотности теплового потока приведет к достижению кризиса теплообмена и разрушению зеркала.

С практической точки зрения интересно знать: 1) при каких плотностях тепловых потоков наступает кризис кипения в равномерно нагреваемом миниканале призматического сечения; 2) как изменится величина кризисного теплового потока (КТП) при неоднородном (одностороннем) нагреве канала.

Особенностью лазерного излучения является наличие в нем пиков высокой интенсивности, в несколько раз превосходящих среднюю плотность теплового потока. В зависимости от размера пика по сравнению с толщиной теплопринимающей подложки и ее материала могут

реализовываться следующие случаи: 1) подложка рассматривается как полупространство, 2) имеются двухмерные расточки тепла в подложке, 3) размер пика таков, что реализуется одномерное распределение температуры по толщине подложки в окрестности воздействия пиковой нагрузки. Необходимо знать, при каких размерах и величинах пиковой нагрузки на стенке подложки будет достигаться КТП.

Для решения поставленных задач привлекались как аналитические методы для оценки значений КТП, так и моделирование методом электротепловой аналогии (ЭТА), где на фрагменте СО исследовались поля температуры при запаривании канала и результатов воздействия пиковой тепловой нагрузки.

Все нижеследующие оценки и эксперименты проведены на модели, в качестве которой выбран фрагмент лазерного зеркала с канальной СО, реализованной в одном варианте изготовленных зеркал, рисунок 1.

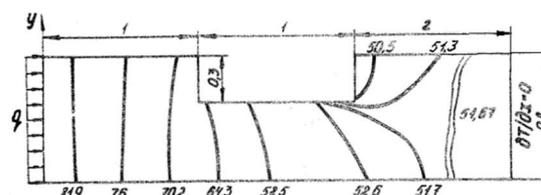


Рис. 1. Схема фрагмента канальной СО и температурное поле (в процентах) в нем при отсутствии локальных неоднородностей (размеры в мм)

Размеры канала охлаждения следующие: ширина и высота канала – $\delta_k = 0,6$ мм, $h_k = 1$ мм, толщина ребра – $\delta_p = 1$ мм, толщина подложки – $\delta_n = 1$ мм, толщина теплоизолированной основы – $\delta_0 = 2$ мм. Зеркало изготовлено из молибдена (коэффициент теплопроводности $\lambda = 130$ Вт/(м×К)). При моделировании задачи методом ЭТА заданы граничные условия: со стороны оптической поверхности тепловой поток с плотностью $q = 10^7$ Вт/м² (подобные потоки характерны для зеркал), на боковых гранях соблюдены условия симметрии ($\partial T/\partial y = 0$), тыльная сторона основы теплоизолирована, на поверхностях канала охлаждения заданы граничные условия третьего рода (коэффициент поверхностной теплоотдачи $\alpha = \text{const} = 4 \times 10^4$ Вт/(м²×К)). Теплоноситель – вода при температуре $T_{ж} = 20$ °С. Эти же условия будут определяющими при проведении аналитических оценок.

2. Кризис теплообмена при неоднородном теплосъеме

К особенностям кипения в СО лазерных зеркал можно отнести: 1) односторонний подвод тепла к системе узких каналов, 2) большой недогрев теплоносителя до температуры насыщения. В литературе чрезвычайно скупо представлены результаты исследований в подобных условиях. В основном они относятся к возможному развитию кризиса кипения при охлаждении горячей стенки термоядерного реактора [11–13]. Оценки СО с точки зрения возможности закипания теплоносителя в них показывают довольно высокие пороги нагрузок, превышающие пределы по микропластичности материала подложки, что объясняется большим недогревом теплоносителя до температуры насыщения и односторонним нагружением. Экспериментальные исследования [9] показывают, что при недогреве теплоносителя $\Delta T_{\text{нед}} = 100$ К, его расходонапряженности (массовой скорости) $\rho w = 10^4$ кг/(м²×с) в канале диаметром 1 мм критический тепловой поток составляет $q_{\text{кр}} = 4 \times 10^7$ Вт/м². С уменьшением гидравлического диаметра канала значение критического теплового потока возрастает. В случае одностороннего подвода тепла при тех же условиях значение критического потока возрастает в ~1,7 раза. Коррелирующие с указанными значениями критические тепловые потоки $q_{\text{кр}} = 6,21 \times 10^7$ Вт/м² получены в работе [10] для канала прямоугольного сечения $(1,5 \times 3,75) \times 10^{-6}$ м² при давлении воды $p = 1,27$ МПа, $\rho w = 24,43 \times 10^4$ кг/(м²×с) и $\Delta T_{\text{нед}} = 120$ К. Авторами [10] рекомендована формула для расчета критического теплового потока:

$$q_{\text{кр}} = 6,5 \times 10^6 + 1,65 \times 10^4 \frac{\rho w}{1000} \Delta T_{\text{нед}}. \quad (1)$$

Несмотря на полученные высокие $q_{\text{кр}}$, остаются не исследованными особенности процессов кипения в узких каналах и вопросы теплогидравлической устойчивости в системе параллельных каналов.

В статье [11] представлены данные о влиянии закрутки потока и пористого покрытия на характеристики теплосъема при кризисе теплообмена в горизонтальных неоднородно обогреваемых каналах. В ней отмечается, что данные о критических тепловых нагрузках при неоднородном нагреве горизонтальной трубы чрезвычайно малочисленны.

В статье [12] сообщается об исследовании критического теплового потока (КТП) в режиме кипения недогретой жидкости. Закаленная медная трубка нагревалась с одной стороны ее внешнего прямоугольного сечения подобно детали, обращенной к плазме термоядерного реактора. Она охлаждалась недогретой водой, текущей в круглом канале, снабженном вставленной скрученной лентой. Во время экспериментов КТП обнаруживался с помощью изображений, снимаемых инфракрасной камерой. Полученные экспериментальные результаты, соответствующие различным теплогидравлическим условиям, достаточно хорошо предсказывались корреляцией, выведенной из модели высыхания подслоя, предложенной G.P. Celata [14]. При анализе использовалась модель, предложенная этими исследователями. Новая модель КТП для режима недогретого кипения основана на механизме высыхания жидкого подслоя. Она также применима к классическим ситуациям параллельного потока с осесимметричным нагревом. В ней показано, что основными параметрами, способными обеспечить значительное повышение КТП, являются массовый скорость (расходонапряженность) и недогрев воды.

Первый шаг состоял в упрощении модели [14] для случая однородно нагретой трубы, охлаждаемой параллельным потоком. Эта упрощенная модель привела к разумной точности с данными Celata et al. Затем модель была адаптирована к конкретным случаям односторонних нагретых труб, охлаждаемых параллельным или закрученным недогретым потоком. В обоих случаях эксперименты были предсказаны этой новой корреляцией с точностью около 20 %. Ниже по этой модели проведены оценки для нашего модельного случая.

В еще одной статье, посвященной определению КТП в подобных условиях [13], представлены результаты экспериментального исследования кризиса теплообмена при кипении в турбулентном закрученном потоке недогретой до температуры насыщения воды при одностороннем нагреве применительно к теплосъему в термоядерных реакторах, для которых характерен односторонний обогрев и огромные плотности тепловых потоков, существенно превышающие 10^7 Вт/м². Параметры потока варьировались в диапазоне: давление воды на входе – 0,7, 1,0 МПа;

массовая скорость ρw от 1100 до 9900 кг/(м²×с); коэффициент закрутки потока $\kappa = 0,19$ и $0,37$; температура воды на входе – 20, 40, 60°С; гидравлический диаметр канала – 2,16 мм. Показано, что в условиях одностороннего нагрева, когда кипением занята только часть внутреннего периметра канала, фактическое отсутствие влияния плотности теплового потока на потери давления в канале проявляется как в области относительно малых, так и средних и больших массовых скоростей. Начинающийся рост потерь давления при критических температурах стенки обусловлен появлением паровой пленки в окрестности точки канала с наивысшей температурой. Канал начинает «запариваться». В таком случае рост потерь давления в канале приводит к перераспределению расхода в системе параллельных каналов зеркала и как следствие к катастрофическому сценарию с прожогом зеркала.

В таких условиях максимально реализуемая плотность теплового потока определяется однофазной конвекцией от поверхности вязкого подслоя [13], в котором существуют паровые пузырьки, переносящие теплоту к холодному однофазному ядру потока. При этом температура на границе вязкого подслоя равна температуре насыщения, а критическая плотность теплового потока определяется однофазной конвекцией [11, 15]:

$$q_{кр} = \rho w C_p (T_s - T_{ж}) \frac{0,125\xi}{1 - 12\sqrt{0,125\xi}}, \quad (2)$$

где коэффициент гидравлического сопротивления ξ для незакрученного потока рассчитывается либо по соотношению Филоненко (первое уравнение в (3)), либо по классической формуле для гидравлического сопротивления гладкого канала при турбулентном режиме течения (второе уравнение в (3)), а число Рейнольдса по свойствам жидкости на линии насыщения.

$$\begin{aligned} \xi &= (1,82 \log Re - 1,64)^{-2}, \\ \xi &= 0,3614 / Re^{0,25}. \end{aligned} \quad (3)$$

Закрутка потока приводит к увеличению скорости вблизи стенки в $(1 + \kappa^2)^{0,5}$ раз и появлению дополнительного механизма теплоотвода в ядро потока, обусловленного «центробежной» конвекцией [13]. Оценки, проведенные по формуле (2) для нашего модельного случая, дают значения КТП на уровне $q_{кр} = 3,12 \times 10^7$ Вт/м² ($\xi = 0,025$)

и $q_{кр} = 1,88 \times 10^7$ Вт/м² ($\xi = 0,019$). Обращает на себя внимание сильная зависимость (практически параболическая) $q_{кр}$ от ξ в формуле (2), рис. 2. При изменении ξ от 0,01 до 0,035 комплекс $K(\xi) = 0,125\xi / (1 - 12\sqrt{0,125\xi})$ увеличивается в 10 раз.

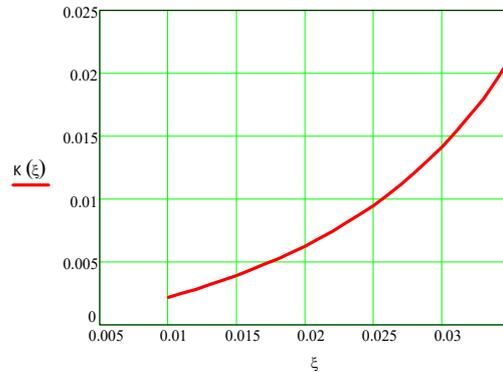


Рис. 2. Зависимость комплекса $K(\xi)$ от гидравлического сопротивления ξ

Проведем оценки критического потока, опираясь на анализ, приведенный в работе [12], где для расчета критерия кипения недогретой воды Bo_c в односторонне обогреваемых трубах предложена формула:

$$Bo_c = \frac{x_{вх} / C_4}{\frac{Pr_t}{\kappa} \sqrt{\frac{2}{\xi}} \ln \left(\frac{C_3 Re}{\sqrt{\xi} We} \right) - \frac{1}{F} \frac{C_2 S_{п}}{C_4 S_k} - C_1 \sqrt{\frac{2}{\xi}}}, \quad (4)$$

где $x_{вх} = C_p (T_{вх} - T_{нас}) / i_{п}$ – относительный недогрев воды, $Re = \rho w d_t / \mu$ – число Рейнольдса, $We = \rho w^2 d_t / \sigma$ – число Вебера, w – среднemasсовая скорость жидкости в канале, μ , σ – динамическая вязкость и поверхностное натяжение жидкости при температуре насыщения, Pr_t – турбулентное число Прандтля, κ – постоянная Кармана ($\kappa = 0,4$), ξ – коэффициент гидравлического сопротивления, S_k – площадь канала охлаждения, $S_{п}$ – площадь пятна нагружения, F – коэффициент, учитывающий односторонность нагрузки (для наших условий нагружения $F = 1,3$ [12]), C_1, C_2, C_3, C_4 – комплексы. Коэффициент гидравлического сопротивления рассчитывался по формуле:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = 2,28 - 4 \log \left(\frac{0,75 D_{п}}{d_t} + \frac{4,675}{Re \sqrt{\xi}} \right), \quad (5)$$

где $D_{п}$ – диаметр парового пузыря, нарастающий в канале. Плотность и вязкость, входящие в чис-

ло Рейнольдса, рассчитываются при температуре насыщения. Диаметр парового пузыря оценивается по формуле

$$D_{\text{п}} = 0,24 \sigma \rho / [\xi (\rho w)^2]. \quad (6)$$

Согласно [12] комплексы C_1, C_2, C_4 определены как

$$C_1 = \frac{\text{Pr}_t}{\kappa} \left[\ln(\text{Re} \sqrt{\xi}) + \frac{5}{4\kappa} \sqrt{\frac{\xi}{2}} - 1,5 - \frac{\ln 2}{2} \right], \quad (7)$$

$$C_2 = 1, C_3 = \frac{0,24}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{\xi}}, C_4 = 2/3.$$

где согласно [16] $\text{Pr}_t \approx 0,7$. Согласно [14] КТП возникает, когда перегретый слой жидкости исчезает у стенки, что приводит к ее высыханию. На основании (4) критический тепловой поток:

$$q_{\text{кр}} = \text{Bo}_c \rho w i_{\text{п}} \quad (8)$$

и для нашего случая для модели фрагмента зеркала оценки дают следующие величины $\text{Bo}_c \approx 10^{-3}$, $q_{\text{кр}} = 1,78 \times 10^7 \text{ Вт/м}^2$. Критический тепловой поток при равномерном обогреве канала охлаждения оценивается по формуле [12]:

$$\text{Bo}_{\text{кр}} = \frac{x_{\text{вк}}}{\frac{\text{Pr}_t}{\kappa} \sqrt{\frac{2}{\xi}} \ln \left(\frac{C_3 \text{Re}}{\sqrt{\xi} \text{We}} \right) - C_2 \frac{S}{S_{\text{к}}} - C_1 \sqrt{\frac{2}{\xi}}}, \quad (9)$$

где S – теплообменная площадь канала охлаждения (периметр канала, умноженный на его длину). При длине канала в модели фрагмента зеркала $L_{\text{к}} = 0,09 \text{ м}$ для нашего случая из (9) получено $\text{Bo}_{\text{кр}} \approx 3,9 \times 10^{-4}$, $q'_{\text{кр}} = 6,76 \times 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

2.1. Исследование запаривания в канале СО модели фрагмента лазерного зеркала

Проведенные эксперименты методом ЭТА показали, что температура теплообменной стороны подложки зеркала может достигать значений, при которых происходит закипание теплоносителя. Если происходит закипание теплоносителя в канале охлаждения, то на его верхней грани происходит образование парового пузыря. В дальнейшем возможно наступление кризисных явлений теплообмена. Нами рассмотрено влияние резкого ухудшения теплообмена на температурное поле во фрагменте СО для случаев: 1) считалось, что покрывается паром («запаривается») верхняя грань канала охлаждения;

2) к верхней грани добавляется треть боковой грани; 3) верхняя грань и 2/3 боковой грани. Распределение изотерм для указанных случаев представлены на рис. 3.

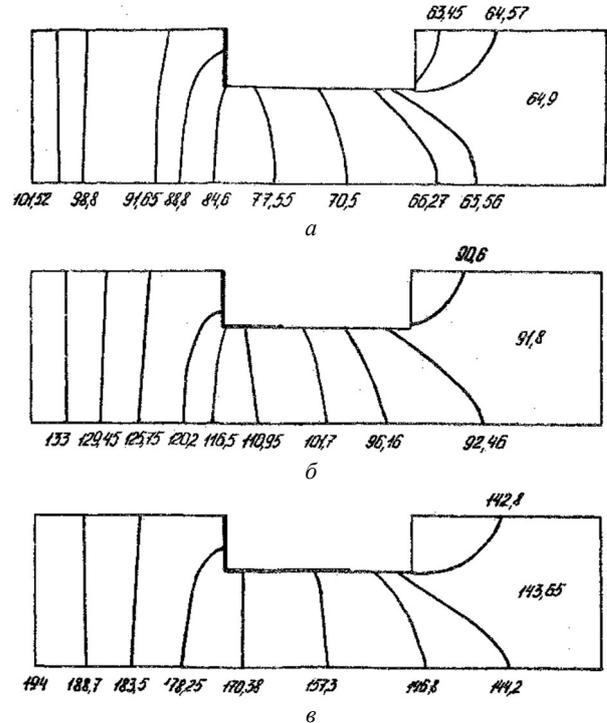


Рис. 3. Распределение изотерм при «запаривании» части поверхности канала охлаждения: а – «запаренной» является верхняя грань канала охлаждения, б – верхняя грань канала охлаждения и 1/3 боковой грани, в – верхняя грань и 2/3 боковой грани канала охлаждения

Температура на поверхности подложки во втором и третьем случае превышает $200 \text{ }^\circ\text{C}$. Процесс «запаривания» канала охлаждения начинается с верхней его грани и ведет к росту температуры в ребрах, что в свою очередь способствует увеличению объема парового пузыря. Выявлено, что процесс «запаривания» самопроизвольно углубляется. Результатом этого является полное перекрытие канала паром с последующим разрушением зеркала.

3. Воздействие на зеркало пиковых нагрузок

Также нами рассмотрен случай, когда на эпору равномерной плотности теплового потока, воздействующего на оптическую поверхность подложки зеркала, наложен дополнительный прямоугольный пик шириной 0,2 толщины подложки, который располагается напротив канала охлаждения (рис. 4). Значение тепловой

нагрузки в пике на порядок превышает уровень основной нагрузки. Установлено, что наличие пика значительно повышает локальную температуру подложки (примерно на 300 %).

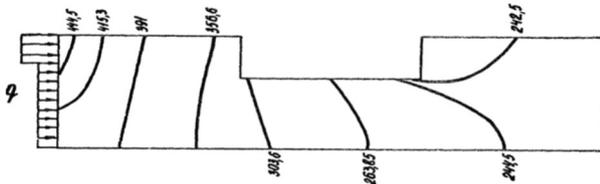


Рис. 4. Распределение изотерм при воздействии пиковой нагрузки

Воздействие такой локальной нагрузки приводит к кризисным явлениям («запариванию» канала охлаждения) в теплообмене и дальнейшему разрушению (прожогу) зеркала.

3.1. Запаривание канала как возможный дефект СО

Если в случае «запаривания» канала охлаждения теплоноситель не поступает в канал, то это может рассматриваться как возникновения дефекта СО. Дефекты СО лазерных зеркал по своим последствиям являются наиболее опасными. На основе аналитической модели изучены эффекты, связанные с возмущениями поля температуры в подложке при возникновении дефектов в СО.

Для исследования поля температуры в зеркале с дефектом СО рассмотрена следующая задача теплопроводности: имеется полоса $-\infty \leq x \leq \infty$, $0 \leq y \leq h$, подвергаемая нагреву тепловым потоком q с поверхности $y = h$, а поверхность $y = 0$ поддерживается при нулевой температуре. СО будем моделировать стоками тепла, расположенными вдоль линии $y = y_0 (y_0 < h)$. В случае дефекта СО будем считать, что на отрезке $-x_0 \leq x \leq x_0$ стоки тепла отсутствуют [17]. Из решения уравнения теплопроводности выражение для максимального значения безразмерной температуры в точке $\xi = 0$, $\eta = 1$ ($\xi = x/h$, $\eta = y/h$) запишется в виде:

$$\Delta T = \frac{T(\xi, \eta)\lambda}{qh} = 1 - \varepsilon\eta_0 + \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin(\omega\xi_0) \operatorname{sh}(\omega\eta_0)}{\omega^2 \operatorname{ch}(\omega)} d\omega, \quad (10)$$

где $\xi_0 = x_0/h$, $\eta_0 = y_0/h$, ε ($0 < \varepsilon < 1$) – характеристика эффективности СО, ω – переменная инте-

грирования. Для практики представляют интерес дефекты малых размеров, поэтому интеграл в выражении (10) можно упростить и получить выражение для максимальной температуры T_{\max} в элементарных функциях:

$$T_{\max} = \frac{qh}{\lambda} \left\{ 1 - \varepsilon\eta_0 + \frac{2\varepsilon\xi_0}{\pi} \ln \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\xi_0\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\}, \quad (11)$$

На рис. 5 приведены зависимости безразмерной максимальной температуры от ξ_0 , т.е. величины дефекта СО при значениях параметра $\eta_0 = 0,98$ и параметра $\varepsilon = 0,98$ (штриховая кривая), $\varepsilon = 0,94$ (пунктирная кривая) и $\varepsilon = 0,90$ (сплошная кривая), причем значение T_{\max} при $\xi_0 = 0$ соответствует бездефектной СО.

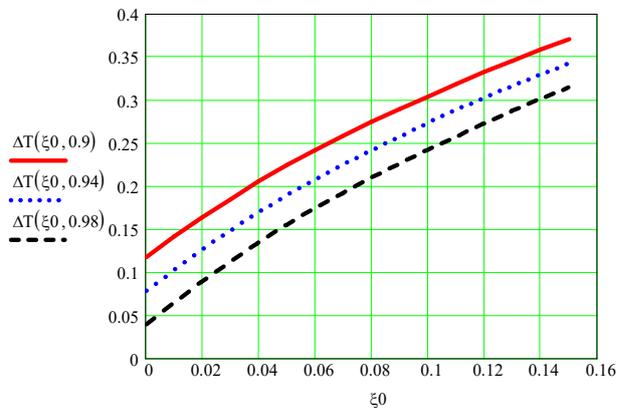


Рис. 5. Изменение максимальной температуры в зависимости от величины дефекта СО

Если параметры СО и нагружения соответствовали случаю нагружения фрагмента модели зеркала при моделировании методом ЭТА ($q_T = 6,42 \times 10^6$ Вт/м², материал – молибден, $h = 1$ мм), то избыточная температура в случае отсутствия дефекта для первого случая составит $\Delta T_1 = 5,8$ К, для второго – $\Delta T_1 = 3,9$ К, для третьего – $\Delta T_1 = 2,0$ К. При росте величины дефекта эти температуры возрастут для первого случая в 3 раза, третьего случая в 8 раз при $\xi_0 = 0,15$.

3.2. Воздействие пиков небольших размеров

Здесь рассмотрен случай, когда пики тепловой мощности имеют размер, сравнимый с толщиной подложки зеркала, которая рассматривается как полупространство. Решается нестационарная задача при нагружении равномерным круговым тепловым потоком диаметром D_n по-

лупространства при условии, что диаметр пятна излучения $D_n < 2\delta_n$. В расчетах $D_n = 1,3$ мм, локальная тепловая нагрузка увеличена по отношению к средней в 10 раз. Температура на поверхности в центре нагреваемой области [17]

$$T(t) = \frac{q_n D_n}{2\sqrt{\pi\lambda}} \times \left\{ 2\sqrt{Fo_1} [1 - \exp(-4Fo_1)] + \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(0,5 \left(\sqrt{Fo_1} \right)^{-1} \right) \right\}, \quad (12)$$

где число Фурье $Fo_1 = at/(D_n/2)^2$ построено по радиусу пятна. Оценки, проведенные по формуле (12) при выходе на стационарный уровень температуры (для $D_n = 1,3$ мм, $q_n = 10^8$ Вт/м², материал – молибден) дают для температуры на поверхности в центре нагреваемой области значение $T_{\max} = 278^\circ\text{C}$.

3.3. Воздействие пиковых нагрузок конечных размеров

3.3.1. Рассмотрение поля температуры только в подложке зеркала

Неоднородность лазерного излучения по своему воздействию на зеркала аналогична дефектам оптической поверхности (например, местное уменьшение коэффициента зеркального отражения оптической поверхности зеркала). Исследуем влияние пикового излучения на работу СО зеркала с учетом растечек тепла в подложке. Пусть на оптический элемент толщиной h действует постоянный тепловой поток q_t , на фоне которого имеется тепловое возмущение в виде экспоненциального закона $q_e = q_0 \exp(-\gamma^2 r^2)$ (например, гауссово распределение, или распределение такое, что в пятне r_0 сосредоточена k -ая часть энергии теплового возмущения, т.е. $\gamma^2 = r_0^{-2} \ln[(1-k)^{-1}]$). Со стороны СО происходит теплообмен по закону Ньютона с приведенным (эффективным) коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{\text{пр}}$. Узнаем, как влияет возмущение на достижение на поверхности теплообмена критической температуры $T_{\text{кр}}$ (например, $T_{\text{кр}} = T_{\text{кип}}$ – температура кипения жидкости в СО). Для двумерного стационарного поля температуры решение имеет вид

$$T(\rho, \xi) = q_t \left(\frac{1}{\alpha_{\text{пр}}} + \frac{h}{\lambda} \xi \right) + \delta T(\rho, \xi), \quad (13)$$

где $\rho = r/h$, $\xi = z/h$ – координата по толщине элемента. В (13) первое слагаемое соответствует распределению температуры в зеркале при однородном тепловом нагружении, а второе – возмущению поля температуры δT вследствие локальной неоднородности лазерного излучения:

$$\delta T(\rho, \xi) = \frac{q_0}{2\lambda h \gamma^2} \times \int_0^\infty \frac{\left[\operatorname{ch}(\mu \xi) + \frac{\alpha_{\text{пр}} h}{\lambda \mu} \operatorname{sh}(\mu \xi) \right] \exp\left(-\frac{\mu^2}{4h^2 \gamma^2}\right) J_0(\mu \rho)}{\operatorname{sh}(\mu) + \frac{\alpha_{\text{пр}} h}{\lambda \mu} \operatorname{ch}(\mu)} d\mu. \quad (14)$$

При $\rho = 0$, $\xi = 0$ имеем [17] максимальное значение возмущения температуры в критической точке на теплообменной стороне подложки

$$\delta T^{\max} = \frac{q_0}{2\lambda h \gamma^2} \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{\mu^2}{4h^2 \gamma^2}}}{\operatorname{sh} \mu + \frac{\alpha h}{\lambda \mu} \operatorname{ch} \mu} d\mu. \quad (15)$$

Первое слагаемое в ур. (13) определяет критический тепловой поток $q_{\text{кр}}$ (например, такой, при котором температура на стенке равна температуре кипения воды) при равномерном нагреве зеркала. Тогда опасность будут представлять лишь такие возмущения излучения, которые превышают указанную величину критического потока. При равномерном нагреве зеркала $q_{\text{кр}}$ не зависит от толщины h , и для уменьшения температуры и перемещений поверхности зеркала выгодно уменьшать h . При существовании значительных возмущений в лазерном излучении, падающем на зеркало, этот вывод уже несправедлив. Из анализа прироста температуры (15) сделаем следующие очевидные выводы: а) более теплопроводные материалы слабее подвержены воздействию локальных всплесков излучения (у них наблюдается меньший рост температуры), б) уменьшение величины h приводит к росту температуры на границе с СО по закону, близкому к обратной пропорциональной зависимости.

На рис. 6 приведено распределение температуры по безразмерному радиусу подложки $\rho = r/\delta_n$, для оптической $\xi = 1$ (сплошная кривая) и теплообменной поверхностью подложки $\xi = 0$ (точечная кривая).

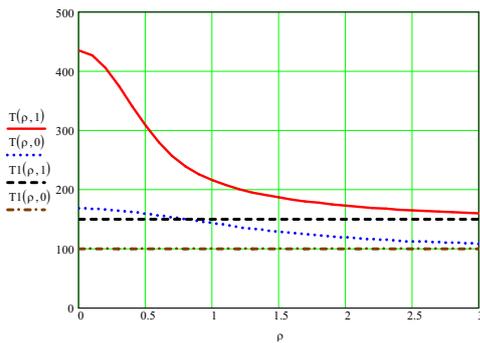


Рис. 6. Распределение температуры при воздействии неоднородностей излучения: $T(\rho, 1) = T(\rho, \xi = 1)$, $T(\rho, 0) = T(\rho, \xi = 0)$, T_1 – первое слагаемое в (13)

При этом параметры СО и теплового потока соответствовали случаю нагружения фрагмента макета зеркала при моделировании методом ЭТА ($r_{\text{п}} = 0,65$ мм, $q_{\text{п}} = q_0 = 10^8$ Вт/м², $q_{\text{т}} = 10^7$ Вт/м², материал – молибден, коэффициент поверхностной теплоотдачи $\alpha = 4 \times 10^4$ Вт/(м²×К)).

3.3.2. Воздействие пиковой нагрузки на охлаждаемой зеркало

Для анализа воздействия пиковых нагрузок на температурное поле в охлаждаемом зеркале используем аналитическое решение двумерных уравнений теплопроводности в трехслойной стенке, имитирующей лазерное зеркало, с внутренним охлаждением при поверхностном нагревании осесимметричным источником тепла, полученными в [7, 8]. Зеркало представляет из себя трехслойный пакет из круглых сплошных подложки и основы, и пористого слоя охлаждения, находящегося между ними. Пористый каркас охлаждаемого слоя может иметь либо хаотическую структуру (пористые материалы), либо упорядоченную структуру (канальные, вафельные, щеточные СО). Эти структуры обладают радиальной симметрией, которую можно охарактеризовать двумя коэффициентами теплопроводности: радиальным $\lambda_{\text{кр}}$ и осевым $\lambda_{\text{кз}}$. Для порошковой изотропной структуры $\lambda_{\text{кр}} = \lambda_{\text{кз}} = \lambda_{\text{к}}$, а в щеточной и вафельной упорядоченных структурах радиальная теплопроводность отсутствует.

Для данных условий в [7, 8] сформулирована и решена краевая задача Неймана, имеющая единственное решение. Из-за его громоздкости оно не приводится и здесь применяется для анализа моделируемого случая, когда рассматривается только нагрев подложки.

Если радиальная теплопроводность каркаса охлаждаемого слоя равна нулю (для щеточной

или вафельной структурах) или имеется только в направлении ребер для канальной СО, а толщина охлаждаемого слоя $h_{\text{к}}$ достаточно велика $h_{\text{к}} \gg \delta_{\text{к}}$ (где $\delta_{\text{к}} = \sqrt{\lambda_{\text{кз}} / \alpha_{\text{V}}}$ – линейный масштаб, характеризующий глубину прогрева пористого каркаса, α_{V} – коэффициент объемной теплоотдачи), то температура в подложке при ее локальном нагреве будет зависеть от радиальных растечек тепла только в самой подложке. Наиболее сильный эффект радиальных растечек тепла будет при $b \gg a$ (где b – радиус круглого зеркала, a – радиус пятна нагружения). При допущениях $\lambda_{\text{кр}} = 0$, $h_{\text{к}} \rightarrow \infty$ (где $h_{\text{к}}$ – высота охлаждаемого слоя или высота канала) и переходя к пределу $b \rightarrow \infty$, получаем двумерное поле температуры в охлаждаемой подложке при ее локальном нагреве тепловым потоком плотностью q_0 в пределах пятна радиусом a :

$$T_1(r, z) = \frac{aq_0}{\lambda_1} \int_0^{\infty} \left[B \left(\zeta \frac{\delta}{a} \right) \text{ch} \left(\zeta \frac{z}{a} \right) - \text{sh} \left(\zeta \frac{z}{a} \right) \right] \times J_1(\zeta) J_0 \left(\zeta \frac{r}{a} \right) \frac{d\zeta}{\zeta}, \quad (16)$$

$$B \left(\zeta \frac{\delta}{a} \right) = \frac{\text{Bi} \text{th} \zeta + \zeta}{\text{Bi} + \text{Bi} \text{th} \zeta} = \frac{B \text{th} \zeta + \zeta}{B + \zeta \text{th} \zeta}, \quad (17)$$

а $\zeta = \zeta \delta / a$, $\text{Bi} = \alpha_{\infty} \delta / \lambda$ – число Био, характеризующее отношение перепада температуры в подложке к перепаду температуры в пограничном слое теплоносителя; $B = \alpha_{\infty} a / \lambda$ – модифицированное число Био; $\zeta = \pi n a / b$ – переменная интегрирования; δ – толщина подложки зеркала; $\alpha_{\infty} = \sqrt{\lambda_{\text{кз}} \alpha_{\text{V}}}$ – предельное значение коэффициента поверхностной теплоотдачи. Из (16, 17) получены температуры нагреваемой и охлаждаемой поверхностей подложки в центре пятна облучения, т.е. $T_1(0, 0)$ и $T_1(0, \delta)$, а также относительное уменьшение выходящего в теплоноситель теплового потока $q(a, \delta) / q_0$:

$$T_1(0, 0) \frac{\lambda}{aq_0} = 1 + \int_0^{\infty} \left[B \left(\zeta \frac{\delta}{a} \right) - 1 \right] J_1(\zeta) d\zeta, \quad (18)$$

$$T_1(0, \delta) \frac{\lambda}{aq_0} = \int_0^{\infty} \frac{J_1(\zeta) d\zeta}{B \text{ch} \left(\zeta \frac{\delta}{a} \right) + \zeta \text{sh} \left(\zeta \frac{\delta}{a} \right)}, \quad (19)$$

$$\frac{q(0, \delta)}{q_0} = \frac{\alpha_{\infty} T_1(0, \delta)}{q_0}. \quad (20)$$

В случае бесконечно тонкой подложки $\delta \ll a$ из (18), (19) получим $T_1(0, 0) \approx T_1(0, \delta) = q_0/\alpha_{\infty}$, $q(0, \delta) \approx q_0$ независимо от размера пятна облучения. По мере увеличения толщины подложки температура оптической поверхности стремится к значению $T_1(0, 0) = q_0 a/\lambda$ (т.е. к максимальной температуре поверхности полупространства в центре пятна), а температура охлаждаемой поверхности подложки и выходящий из нее тепловой поток уменьшаются, стремясь к нулю.

Согласно [7, 8] радиальные растечки тепла от зоны нагрева при заданных значениях плотности теплового потока, размера пятна облучения и интенсивности охлаждения подложки при увеличении ее толщины приводит не к росту температуры в центре пятна облучения, а к снижению, если параметр $\alpha_{\infty} a/\lambda < 1$. Интенсивность охлаждения стенки практически не оказывает влияния на температуру нагреваемого участка, если $\delta/a = 2-3$, а при $\delta/a > 3-4$ стенку можно рассматривать как полупространство.

Из-за возможного закипания жидкости и наступления кризиса теплообмена большое значение для сохранения работоспособности конструкции имеет величина температуры $T_1(0, \delta)$ охлаждаемой поверхности подложки. Учет радиальных растечек тепла от зоны локального нагрева охлаждаемой подложки позволяет рационально выбирать ее толщину, исходя из предельно допустимых температур нагреваемой или охлаждаемой поверхностей.

Оценочный расчет по приведенным формулам проведен для модельного случая (рис. 1), рис. 7.

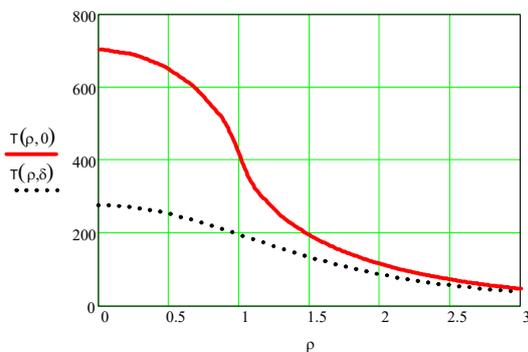


Рис. 7. Распределение температуры при воздействии пиковой нагрузки на макет фрагмента зеркала (сплошная кривая – на оптической поверхности подложки, точечная кривая – на теплообменной стороне подложки)

При этом: материал подложки и зеркала – молибден ($\lambda = 130$ Вт/(м×К)), аксиальная теплопроводность каркаса СО – $\lambda_{kz} = 81,3$ Вт/(м×К), коэффициент поверхностной теплоотдачи $\alpha = 4 \times 10^4$ Вт/(м²×К), коэффициент приведенной теплоотдачи [5] равен $\alpha_{пр} = 6,4 \times 10^4$ Вт/(м²×К), $a = 1$ мм, коэффициент объемной теплоотдачи $\alpha_V = 8 \times 10^7$ Вт/(м³×К), модифицированный критерий Био $B = 0,62$, плотность пикового теплового потока $q_0 = 10^8$ Вт/м².

Максимальная температура на оптической поверхности подложки $T(0, 0) = 703$ °С, на теплообменной стороне подложки $T(0, \delta) = 273$ °С. Из-за радиальной анизотропии канальной СО значения этих температур будут немного ниже, но их уровень на теплообменной стороне подложки свидетельствует о том, что на ней будут развиваться кризисные явления теплообмена при кипении. В связи с этим актуальным становится вопрос о критических тепловых потоках в охлаждаемых лазерных зеркалах. А именно, какова должна быть плотность равномерного и пикового теплового потока, при которых в СО зеркала наступает кипение и при каких потоках может наступать кризис кипения.

4. Оценки КТП для макета охлаждаемого зеркала

Выше были проведены оценки достижения критических состояний по плотности теплового потока применительно к фрагменту макета СО. Рассмотренная СО «работала» не на пределе своих возможностей и не была оптимизирована по размерам и материалу. Это было сделано для осуществления сравнения с результатами, полученными моделированием методом ЭТА. При этом предполагалось, что теплоноситель протекает в системе каналов длиной $L_k = 90$ мм и при этом перепад давления в канале из-за потерь на трение не превышает 0,25 МПа. В реальных СО градиент давления по длине канала не превышает (1–2,5) МПа/м. Исходя из максимально возможных потерь на трение, знания геометрии СО и свойств теплоносителя на входе в нее, можно рассчитать максимально достижимые массовые скорости и числа Рейнольдса, коэффициенты поверхностной и приведенной теплоотдачи. На основе этих величин по вышеприведенным формулам можно провести оценки максимально возможных плотностей тепловых потоков для

каждой конкретной СО и каждого конкретного зеркала, при которых может наступить кризис теплоотдачи.

Проведем подобные оценки для фрагмента макета зеркала, рассмотренного выше и работающего на предельных значениях массовых скоростей. Зададим максимальный градиент давления $\Delta P_k/L_k = 2,5$ МПа/м. В предположении, что в гладком канале СО реализуется турбулентный режим течения, определим максимальную скорость жидкости и число Рейнольдса: $w_m = 10,6$ м/с, $\rho w_m = 1,06 \times 10^4$ кг/(м²×с), $Re_m = 7,9 \times 10^3$. Коэффициент гидравлического сопротивления $\xi = 0,034$, коэффициент поверхностной теплоотдачи $\alpha = 5,07 \times 10^4$ Вт/(м²×К), коэффициент приведенной (эффективной) теплоотдачи $\alpha_{пр} = 7,78 \times 10^4$ Вт/(м²×К). Предполагая максимальный недогрев жидкости равным $\Delta T_{нед} = 100$ К для случая достижения на теплообменной стенке подложки температуры кипения, равной $T_k = 120$ °С (при среднем давлении в канале 0,2 МПа), получим $q_{кип} = 7,78 \times 10^6$ Вт/м².

Оценка критического теплового потока по формуле (1) дает значение $q_{кр} = 2,4 \times 10^7$ Вт/м². Критический тепловой поток, рассчитанный по формуле (2), $q_{кр} = 2,82 \times 10^7$ Вт/м² (при этом коэффициент гидравлического сопротивления и число Рейнольдса рассчитывались при температуре насыщения теплоносителя – $\xi = 0,027$, $Re_m = 1,87 \times 10^4$). Расчет критического теплового потока по формулам (4), (8) для одностороннего нагрева канала охлаждения дает следующие величины: $Bo_c = 9,34 \times 10^4$, $q_{кр} = 2,17 \times 10^7$ Вт/м². Критический тепловой поток при равномерном обогреве канала охлаждения оценивался по формулам (9), (8): $Bo_{кр} \approx 3,74 \times 10^4$, $q'_{кр} = 8,69 \times 10^6$ Вт/м².

Зная оцененные КТП, можно оценить величины тепловых потоков в пиковых нагрузках исходя из предположения, что тепловой поток, входящий на теплообменную стенку подложки, равен кризисному тепловому потоку. Применяя формулы (18)–(20), определены доли максимального теплового потока, приходящиеся на теплообменную сторону подложки: а) для фрагмента макета СО, работающего в номинальном режиме ($\alpha = 4 \times 10^4$ Вт/(м²×К)) – $\bar{q} = q_{то}/q_{п} = 0,22$, критический тепловой поток $q_{то} = q_{кр} = 1,78 \times 10^7$ Вт/м², значение плотности пикового теплового по-

тока на оптической стороне подложки $q_{п} = q_{то}/\bar{q} = 8,1 \times 10^7$ Вт/м²; б) для фрагмента макета СО, работающего на предельных значениях массовой скорости ($\Delta P_k/L_k = 2,5$ МПа/м, $\alpha = 5,07 \times 10^4$ Вт/(м²×К)) – $\bar{q} = q_{то}/q_{п} = 0,232$, критический тепловой поток $q_{то} = q_{кр} = 2,17 \times 10^7$ Вт/м², значение плотности пикового теплового потока на оптической стороне подложки $q_{п} = q_{то}/\bar{q} = 9,35 \times 10^7$ Вт/м².

Заключение

На примере фрагмента макета охлаждаемого лазерного зеркала оценены плотности тепловых потоков, приводящих к кризису кипения как в равномерно, так и неравномерно (односторонне) нагреваемом канале призматического сечения канальной СО. В случае наличия в лазерном излучении пиковых неоднородностей, существенно превышающих среднюю плотность светового потока, приведены аналитические решения для поля температур по толщине зеркала для трех возможных случаев: 1) подложка зеркала рассматривалась как полупространство, 2) в подложке имеют место двухмерные растечки тепла, 3) размер пика таков, что реализуется одномерное распределение температуры по толщине подложки в окрестности воздействия пиковой нагрузки. Для указанных случаев проведены оценки критических тепловых потоков. Рассмотренные задачи также моделировались с помощью метода электротепловой аналогии.

Список источников

1. Субботин В.И., Гордеев В.Ф., Харитонов В.В. и др. О пределах интенсификации теплообмена в компактных теплообменниках // Доклады академии наук СССР. 1984. Т. 279. № 4. С. 888–891.
2. Субботин В.И., Харитонов В.В. Теплофизика охлаждаемых лазерных зеркал // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 2. С. 365–375.
3. Зейгарник Ю.А., Иванов Ф.П., Маслакова И.В. и др. Рекомендации по тепловому расчету и расчету деформированного состояния силовых элементов металлооптики для лазерных технологических установок. Препринт № 2-511. Москва: ИВТ РАН. 2013. 96 с.
4. Аполлонов В.В. Силовая оптика // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 2. С. 102–121.
5. Шанин Ю.И., Шанин О.И. Теплообмен и гидросопротивление канальных систем охлаждения лазерных зеркал // Тепловые процессы в технике. 2010. № 11. С. 512–517.

6. Шанин Ю.И., Шанин О.И., Черных А.В. и др. Пределы работоспособности неохлаждаемых и охлаждаемых оптических элементов // Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90. № 6. С. 1380–1386.
7. Кузьмин Ю.А., Харитонов В.В. Теплообмен и поля температуры в многослойной стенке при локальном нагреве. Препринт 025-85. М.: МИФИ. 1985. 24 с.
8. Кузьмин Ю.А., Харитонов В.В. Предельная допустимая мощность локального источника тепла на поверхности многослойной стенки с внутренним охлаждением // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24. № 5. С. 948–956.
9. Орнатский А.П., Винярский Л.С. Кризис теплообмена в условиях вынужденного движения воды в трубках малого диаметра // Теплофизика высоких температур. 1965. Т. 3. № 3. С. 444–451.
10. Зейгарник Ю.А., Привалов Н.П., Климов А.И. Критические тепловые потоки при кипении недогретой воды в прямоугольных каналах с односторонним подводом тепла // Теплоэнергетика. 1981. № 1. С. 48–51.
11. Кузма-Кичта Ю.А., Комендантов А.С., Оводков А.А. и др. Влияние закрутки потока и пористого покрытия на характеристики теплосъема при кризисе теплообмена в каналах с неоднородным нагревом // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30. № 4. С. 772–777.
12. Boscarya J, Fabrea J, Schlosser J. Critical heat flux of water subcooled flow in one-side heated swirl tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1999;42(2): 287–301. DOI:10.1016/S0017-9310(98)00108-2
13. Варавва А.Н., Дедов А.В., Комов А.Т. и др. Экспериментальное исследование кризиса теплообмена при кипении в недогретом закрученном потоке в условиях одностороннего нагрева // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47. № 6. С. 877–883. DOI:10.1134/S0018151X09060108
14. Celata G.P., Cumo M., Mariani A. et al. The prediction of the critical heat flux in water-subcooled flow boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1995. Vol. 38. № 6. pp. 1111–1119. DOI:10.1016/0017-9310(94)00230-S
15. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем. М.: Изд-во МЭИ, 2000. 374 с.
16. Kader B.A., Yaglom A.M. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1972. Vol. 15. № 12. pp. 2329–2351. DOI: 10.1016/0017-9310(72)90131-7
17. Власов Н.М., Колесов В.С., Федик И.И. Стабильность оптической поверхности лазерных зеркал. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ. 2005. 216 с.
3. Zeigarnik YuA, Ivanov FP, Maslakova IV et al. *Recommendations for thermal calculation and calculation of the deformed state of power elements of metal optics for laser technological installations*. Moscow: IVT RAN. 2013. 96 p. (In Russ.).
4. Apollonov VV. Power optics. *Quantum electronics*. 2014;44(2):102–121. (In Russ.).
5. Shanin YuI, Shanin OI. Heat exchange and hydraulic resistance of channel cooling systems of laser mirrors. *Thermal Processes in Engineering*. 2010;(11):512–517. (In Russ.).
6. Shanin YuI, Shanin OI, Chernykh AV et al. Limits of performance of uncooled and cooled optical elements. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2017;90(6):1380–1386. (In Russ.).
7. Kuzmin YuA, Kharitonov VV. *Heat transfer and temperature fields in a multilayer wall with local heating*. Moscow: MIFI; 1985. 24 p. (In Russ.).
8. Kuzmin YuA, Kharitonov VV. Maximum permissible power of a local heat source on the surface of a multilayer wall with internal cooling. *High Temperature*. 1986;24(5):948–956. (In Russ.).
9. Ornatsky AP, Vinyarsky LS. Heat exchange crisis under conditions of forced water movement in small-diameter tubes. *High Temperature*. 1965;3(3):444–451. (In Russ.).
10. Zeigarnik YuA, Privalov NP, Klimov AI. Critical heat flows during boiling of subcooled water in rectangular channels with one-sided heat supply. *Thermal Engineering*. 1981;(1):48–51. (In Russ.).
11. Kuzma-Kichta YuA, Komendantov AS, Ovodkov AA et al. Influence of flow swirl and porous coating on heat removal characteristics during heat transfer crisis in channels with non-uniform heating. *High Temperature*. 1992;30(4):772–777. (In Russ.).
12. Boscarya J, Fabrea J, Schlosser J. Critical heat flux of water subcooled flow in one-side heated swirl tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1999;42(2): 287–301. DOI:10.1016/S0017-9310(98)00108-2
13. Varava AN, Dedov AV, Komov AT et al. Experimental study of heat transfer crisis during boiling in subcooled swirling flow under conditions of one-sided heating. *High Temperature*. 2009;47(6):877–883. (In Russ.). DOI: 10.1134/S0018151X09060108
14. Celata GP, Cumo M, Mariani A, Zumo G. The prediction of the critical heat flux in water-subcooled flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1995;38(6):1111–1119. DOI:10.1016/0017-9310(94)00230-S
15. Labuntsov DA, Yagov VV. *Mechanics of two-phase systems*. Moscow: MEI, 2000. 374 p. (In Russ.).
16. Kader BA, Yaglom AM. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1972;15(12):2329–2351. DOI: 10.1016/0017-9310(72)90131-7
17. Vlasov NM, Kolesov VS, Fedyk II. *Stability of the optical surface of laser mirrors*. Moscow, TSNIATOM-INFORM, 2005. 216 p. (In Russ.).

References

1. Subbotin VI, Gordeev VF, Kharitonov VV et al. On the limits of heat transfer intensification in compact heat exchangers. *Doklady akademii nauk SSSR*. 1984;279(4): 888–891. (In Russ.).
2. Subbotin VI, Kharitonov VV. Thermal physics of cooled laser mirrors. *High Temperature*. 1991;29(2):365–375. (In Russ.).