

УДК 536.25 : 517.9

Ю. В. Жерновий, И. Г. Однороженко, Д. Б. Потягайло, Я. П. Романчук

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОТДАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ С ОХЛАЖДАЕМЫМИ ЯЧЕЙКАМИ

*Построена математическая модель стационарного теплообмена в лазерном зеркале с охлаждаемыми ячейками призматической формы. На примерах систем охлаждения с шестигранными и четырехгранными ячейками (по числу боковых стенок) исследовано влияние степени неоднородности освещения зеркала, толщины отражателя и других параметров на эффективный коэффициент теплоотдачи и коэффициент температурного напора; определены физические пределы для теплообменных характеристик при неограниченном увеличении теплоотдачи с поверхностями стенок ячеек.*

К зеркалам для лазерных систем большой мощности предъявляются весьма жесткие требования — высокий порог оптического разрушения и малые деформации оптической поверхности. Для выполнения этих требований необходимы, в частности, надежные системы охлаждения отражающей поверхности. В зависимости от способа теплоотвода могут быть выделены различные типы зеркал: с охлаждаемой пористой подложкой [1], с охлаждаемой полостью, многоканального типа, с охлаждаемыми ячейками и др. Наиболее перспективными для использования в мощных лазерных системах являются зеркала с охлаждаемыми ячейками [2], позволяющие использовать для интенсификации теплообмена совместное влияние оребрения и струйного охлаждения.

Закономерности гидродинамики и теплообмена при взаимодействии осесимметричных и плоских воздушных струй с плоской стенкой подробно рассмотрены в монографиях [3, 4]. Значительно меньше изучен вопрос о теплообмене при струйном обтекании жидкостями тел с развитой поверхностью, в частности в случае, когда отдельные струи распространяются в замкнутых ячейках. В работе [5] изложены результаты экспериментального исследования конвективного теплообмена в единичных водоохлаждаемых ячейках, приведены данные об эффективной теплоотдаче в струйном теплообменнике, содержащем девять водоохлаждаемых ячеек цилиндрической формы. Статья [6] посвящена определению эффективного коэффициента теплоотдачи стенки со щелевой структурой оребрения с помощью одномерной математической модели теплообмена.

В настоящей работе на основе математической модели теплообмена в струйном теплообменнике с охлаждаемыми ячейками призматической формы определены в аналитическом виде эффективный коэффициент теплоотдачи и коэффициент температурного напора для случаев использования ячеек в форме шестигранных и четырехгранных призм с учетом неоднородности освещения зеркала.

На рис. 1 показана общая схема конструкции зеркала с охлаждаемыми ячейками. Отражатель  $I$  имеет форму круглой пластины  $0 \leq r \leq R$ ,

$0 \leq z \leq \delta$  и нагревается локальным поверхностным источником тепла с потоком гауссового типа:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = -q(r), \quad q(r) = Q_0 \exp(-k_0 r^2). \quad (1)$$

Стенки ячеек (ребра) 2 вместе с основанием 3 и отражателем 1 образуют замкнутый объем, необходимый для надежной (при наличии гидростатического давления) циркуляции жидкости, подаваемой через сопла 4. Прогретый теплоноситель удаляется через отверстия 5.

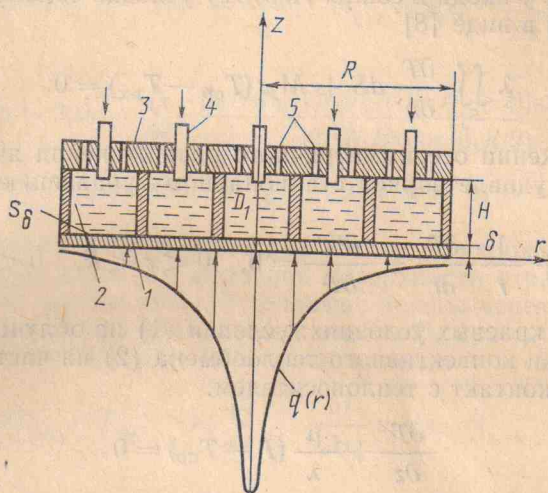


Рис. 1. Схема зеркала с охлаждаемыми ячейками

Примем, что на поверхностях стенок ячеек и частях обратной поверхности отражателя, имеющих контакт с теплоносителем, происходит конвективный теплообмен

$$\frac{\partial T}{\partial n} + \frac{\mu}{\lambda} (T - T_{\text{ср}}) = 0, \quad (2)$$

где  $n$  — внешняя нормаль к рассматриваемой поверхности. Здесь предполагаем, что средняя температура подвижного теплоносителя  $T_{\text{ср}} = \text{const}$  и одинакова во всех ячейках. Это, разумеется, требует определенного гидравлического режима, условия существования которого будут определены ниже. Значения коэффициента теплоотдачи  $\mu$  принимаем одинаковыми на стенках и дне каждой ячейки, что не будет вносить существенной погрешности в результаты вычислений [5].

Движение жидкости в ячейках подчиняется закономерностям, характерным для течения в замкнутых полостях, и, как известно, резко меняется от ламинарного к турбулентному при  $Re \approx 2300$ , обеспечивая эффективный теплоотвод. В [5] показано, что вследствие сильного влияния струйного эффекта теплоотдача на стенках ячейки значительно превышает расчетное значение по формуле Крауссольда [7] для теплоотдачи в кольцевом канале. Поэтому для определения коэффициента теплоотдачи на стенках и дне каждой ячейки будем пользоваться соотношением

$$Nu = Re^{1/2} Pr^{1/3} f(h_c/d_c), \quad (3)$$

приведенным в [3] и экспериментально подтвержденным в [5]. При  $h_c/d_c = 1-10$  функция безразмерного расстояния между срезом сопла и дном ячейки  $f(h_c/d_c)$  принимает значения, близкие к 1 [5], и вместо (3) получаем

$$Nu \approx Re^{1/2} Pr^{1/3}.$$

Учитывая, что  $Nu = \mu D_r / \lambda_{ж}$ ,  $Re = v_c D_r / \nu$ , коэффициент теплоотдачи  $\mu$  можем выразить через гидравлический диаметр ячейки  $D_r$  (диаметр вписанного круга в дно ячейки) и скорость движения теплоносителя на выходе из сопла  $v_c$ :

$$\mu \simeq \frac{\lambda_{ж} v_c^{1/2} Pr^{1/3}}{D_r^{1/2} \nu^{1/2}}. \quad (4)$$

Из каждой ячейки  $D_j$  за единицу времени удаляется масса  $M_j$  теплоносителя и замещается той же массой жидкости с температурой  $T_{вх}$ , которую она имеет у входа в сопло. Поэтому условие баланса тепла в ячейке записывается в виде [8]

$$\lambda \iint_{S_j} \frac{\partial T}{\partial n} dS + M_j c (T_{ср} - T_{вх}) = 0. \quad (5)$$

В предположении осесимметричного расположения ячеек температура отражателя удовлетворяет стационарному уравнению теплопроводности вида

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad 0 < r < R, \quad 0 < z < \delta,$$

при следующих краевых условиях: условия (1) на облучаемой поверхности  $z=0$ ; условия конвективного теплообмена (2) на частях поверхности  $z=\delta$ , имеющих контакт с теплоносителем:

$$\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\mu}{\lambda} (T - T_{ср}) = 0 \quad (6)$$

и условия теплоизоляции боковой поверхности

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = 0.$$

Учитывая, что в случае тонких ребер сумма площадей оснований стенок ячеек мала по сравнению с площадью всей обратной поверхности отражателя  $S_\delta$ , для приближенного определения температурного поля отражателя распространим условие (6) на всю поверхность  $S_\delta$ . В такой постановке решение стационарной задачи теплопроводности можно представить в аналитическом виде:

$$v(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \varphi_n(z; \alpha_n) J_0(\alpha_n r), \quad (7)$$

где

$$v = T - T_{ср}; \quad \varphi_1(z; \alpha_1) = \varphi_1(z) = \delta - z + \lambda/\mu;$$

$$\varphi_n(z; \alpha_n) = \frac{\lambda \alpha_n \operatorname{ch}[\alpha_n(\delta - z)] + \mu \operatorname{sh}[\alpha_n(\delta - z)]}{\alpha_n [\mu \operatorname{ch}(\alpha_n \delta) + \lambda \alpha_n \operatorname{sh}(\alpha_n \delta)]}, \quad n = 2, 3, \dots;$$

$$A_n = \frac{2Q_0}{\lambda R^2 [J_0(\alpha_n R)]^2} \int_0^R r \exp(-k_0 r^2) J_0(\alpha_n r) dr, \quad n = 1, 2, \dots;$$

$\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_n > 0$ ,  $n = 2, 3, \dots$ , — корни уравнения  $J_1(R\alpha) = 0$ .

Распределение температуры в боковых стенках ячеек будем искать при таком упрощении: на торце  $P_{ji}$  каждой стенки  $L_{ji}$  ячейки  $D_j$ , находящемся в идеальном тепловом контакте с отражателем, температура в каждой точке равна среднему интегральному значению температуры соответствующего участка поверхности  $S_\delta$  отражателя

$$\bar{v}_{ji} = \frac{1}{S(P_{ji})} \iint_{P_{ji}} v dS,$$

где  $S(P_{ji})$  — площадь торца  $P_{ji}$ . Противоположный торец стенки  $L_{ji}$  считаем теплоизолированным. Учитывая, что толщина стенки  $h$  существенно меньше ее длины  $l$ , предположим, что температурное поле в каждом вертикальном сечении, ортогональном к стенке, не зависит от положения сечения. Тогда температура стенки  $L_{ji}$  зависит только от двух переменных  $x$  и  $z$  (рис. 2) и определяется как решение краевой задачи

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0, \quad |x| < \frac{h}{2}, \quad \delta < z < \delta + H;$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} \pm \frac{\mu}{\lambda} v = 0, \quad x = \pm \frac{h}{2}; \quad v|_{z=\delta} = \bar{v}_{ji}, \quad \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=\delta+H} = 0$$

в виде

$$v_{ji}(x, z) = 2\mu\lambda\bar{v}_{ji} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\beta_k A(\beta_k) \operatorname{ch}[\beta_k(\delta + H - z)] \cos(\beta_k x)}{\operatorname{ch}(\beta_k H) \cos(\beta_k h/2)},$$

где  $\beta_k > 0$  — корни уравнения  $\beta_k \operatorname{tg}(\beta_k h/2) = \mu/\lambda$ ,  $A(\beta) = 1/[\mu\lambda + (\lambda^2\beta^2 + \mu^2)h/2]\beta$ .

В условии баланса (5) для каждой ячейки  $D_j$  необходимо учесть тепловой поток через часть  $S_{\delta j}$  обратной поверхности отражателя  $S_{\delta}$ , служащую для этой ячейки дном, и тепловые потоки через боковые стенки ячейки. В частности, для центральной ячейки  $D_1$ , ось симметрии которой совпадает с осью  $Oz$  (см. рис. 1), можем записать

$$M_1 c (T_{\text{ср}} - T_{\text{вх}}) + \lambda \sum_{i=1}^m \int_{\delta}^{\delta+H} \frac{\partial}{\partial x} v_{1i}(x, z)|_{x=h/2} dz +$$

$$+ \lambda \iint_{S_{\delta 1}} \frac{\partial}{\partial z} v(r, z)|_{z=\delta} dS = 0, \quad (8)$$

где  $m$  — количество боковых стенок ячейки. Положив в (6)  $r=0$ , с помощью (7) получим соотношение

$$\lambda \sum_{n=1}^{\infty} A_n B(\alpha_n) = T_{\text{max}} - T_{\text{ср}},$$

где  $B(\alpha_n) = 1/[\mu \operatorname{ch}(\alpha_n \delta) + \lambda \alpha_n \operatorname{sh}(\alpha_n \delta)]$ ,  $T_{\text{max}} = T(0, \delta)$  — максимальное значение температуры на охлаждаемой поверхности отражателя.

После вычисления в (8) производных и интегралов и исключения  $T_{\text{ср}}$  в случае ячеек, имеющих форму шестигранных призм, приходим к равенству

$$T_{\text{max}} - T_{\text{вх}} = \sum_{n=1}^{\infty} \lambda A_n B(\alpha_n) +$$

$$+ \frac{6\mu\lambda}{M_1 c} \left\{ \frac{2\mu\lambda}{S(P_{1i})} \sum_{k,n=1}^{\infty} A_n C_{n1} A(\beta_k) B(\alpha_n) \operatorname{th}(\beta_k H) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n C_{n2} B(\alpha_n) \right\}. \quad (9)$$

Здесь  $l = D_r \sqrt{3}/6$ ,

$$C_{n1} = \iint_{P_{1i}} J_0(\alpha_n r) r dr d\varphi = 2 \int_0^{\pi/6} \int_{a_1}^{a_2} J_0 \left( \frac{\alpha_n u}{\cos \varphi} \right) \frac{u du d\varphi}{\cos^2 \varphi},$$

$$C_{n2} = \iint_{P_{1l}} J_0(\alpha_n r) r dr d\varphi = 2 \int_0^{\pi/6} \int_0^{a_1} J_0 \left( \frac{\alpha_n u}{\cos \varphi} \right) \frac{u du d\varphi}{\cos^2 \varphi},$$

$$a_1 = 0,5D_r, \quad a_2 = a_1 + h; \quad S(P_{1i}) = S(P_{1l}) = \sqrt{3}(D_r + h)h/6, \quad i = \overline{2, 6};$$

$P_{1i}$  — торец одной из стенок ячейки  $D_1$ ;  $P'_{1i}$  — правильный треугольник — 1/6 часть дна ячейки  $D_1$ .

Вычислив среднее интегральное значение теплового потока через охлаждаемую поверхность отражателя

$$\bar{q} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \left( -\lambda \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=\delta} \right) r dr =$$

$$= \frac{2\mu\lambda}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n B(\alpha_n) \int_0^R J_0(\alpha_n r) r dr = \frac{Q_0}{R^2 k_0} [1 - \exp(-k_0 R^2)],$$
(10)

с помощью (9) можно определить коэффициент температурного напора (теплоотдающую способность теплообменника)  $A = \bar{q}/(T_{\max} - T_{\text{вх}})$ :

$$\frac{1}{A} = \frac{2k_0}{1 - \exp(-k_0 R^2)} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} B_n B(\alpha_n) + \right.$$

$$\left. + \frac{6\mu}{M_1 c} \left[ \frac{2\mu\lambda}{S(P_{11})} \sum_{k, n=1}^{\infty} B_n C_{n1} A(\beta_k) B(\alpha_n) \text{th}(\beta_k H) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n C_{n2} B(\alpha_n) \right] \right\},$$
(11)

где  $B_n = [J_0(\alpha_n R)]^{-2} \int_0^R r \exp(-k_0 r^2) J_0(\alpha_n r) dr$ .

Предполагая, что скорость движения теплоносителя  $v_c$  у горловин всех сопл одинакова, а их радиусы  $r_j$  могут быть различными, запишем условие теплового баланса (5) для ячейки  $D_j$  в виде  $M_j c (T_{\text{ср}} - T_{\text{вх}}) = \mu\lambda Q_j$ , где  $M_j = \pi r_j^2 \rho v_c$ ;

$$Q_j = 2\mu \sum_{i=1}^6 \sum_{k=1}^{\infty} A(\beta_k) \bar{v}_{ji} \text{th}(\beta_k H) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n B(\alpha_n) \iint_{P'_{ji}} J_0(\alpha_n r) r dr d\varphi.$$

Тогда требование равенства средней температуры теплоносителя во всех ячейках ( $T_{\text{ср}} = \text{const}$ ) приводит к условию

$$r_j^2 / r_1^2 = Q_j / Q_1, \quad (12)$$

справедливому для всех  $j = \overline{2, p}$ , где  $p$  — количество ячеек; причем для ячеек, равноудаленных от оси  $Oz$  (рис. 1), радиусы сопл равны между собой, так как для них равны величины  $Q_j$ .

Интегрируя равенство (6) по охлаждаемой поверхности отражателя  $S_\delta$ , получаем соотношение

$$\bar{T} - T_{\text{ср}} = \frac{Q_0}{\mu R^2 k_0} [1 - \exp(-k_0 R^2)],$$
(13)

где  $\bar{T} = \iint_{S_\delta} T dS / (\pi R^2)$ .

Теперь можем определить вторую важнейшую характеристику рассматриваемой систе-

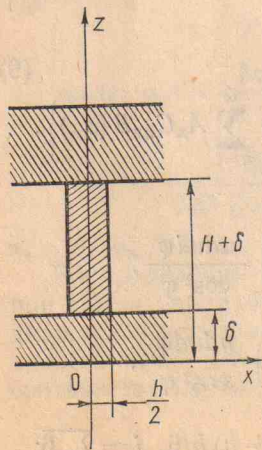


Рис. 2. Схема стенки ячейки

мы охлаждения — эффективный коэффициент теплоотдачи  $\alpha = \bar{q} / (\bar{T} - T_{\text{вх}})$ .  
Сложив равенства (5) по всем  $j = \overline{1, p}$  и учитывая (10), (13), находим

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\mu} - \frac{\lambda}{Mc\bar{q}} \iint_S \frac{\partial T}{\partial n} dS. \quad (14)$$

Здесь  $S = \bigcup_{j=1}^p S_j$  — охлаждаемая поверхность всех ячеек,  $M = \sum_{j=1}^p M_j =$   
 $= \pi r_0 c \sum_{j=1}^p r_j^2$  — суммарный расход теплоносителя.

Интеграл в правой части (14) можно представить в виде

$$-\frac{\lambda}{Mcq} \iint_S \frac{\partial T}{\partial n} dS = \frac{\mu\lambda (Q_1 + \sum_k \sum_{i_k} Q_{i_k})}{\pi c r_0 c (r_1^2 + \sum_k \sum_{i_k} r_{i_k}^2)}.$$

Здесь каждая сумма  $\sum_{i_k} Q_{i_k}$  — это суммарный поток через охлаждаемые поверхности всех ячеек, находящихся на одинаковом расстоянии от оси  $Oz$ , проходящей через центр поверхности зеркала. Радиусы сопл этих ячеек включены в сумму  $\sum_{i_k} r_{i_k}^2$ . Используя далее соотношение (12), можем записать

$$\frac{Q_1 + \sum_k \sum_{i_k} Q_{i_k}}{r_1^2 + \sum_k \sum_{i_k} r_{i_k}^2} = \frac{(Q_1 + \sum_k \sum_{i_k} Q_{i_k}) Q_1}{r_1^2 (Q_1 + \sum_k \sum_{i_k} Q_{i_k})} = \frac{Q_1}{r_1^2}.$$

С учетом (11) окончательно получаем

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{A} + \frac{1}{\mu} - \frac{2k_0}{1 - \exp(-k_0 R^2)} \sum_{n=1}^{\infty} B_n B(\alpha_n). \quad (15)$$

В случае равномерного распределения теплового потока  $q(r)$  по поверхности зеркала (однородное освещение), когда  $k_0 = 0$ ,  $q(r) = Q_0$ , радиусы всех сопл одинаковы ( $r_j = r_1$ ,  $M_j = M_1$ ,  $j = \overline{2, p}$ );  $B_n = 0$ ,  $n \geq 2$ ;  $B_1 = -R^2/2$ ,  $B(\alpha_1) = 1/\mu$ , из (11) и (15) получим соотношение

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{A} = \frac{1}{\mu} + \frac{\sqrt{3}D_r}{2M_1 c} \left[ 8\mu\lambda \sum_{k=1}^{\infty} A(\beta_k) \text{th}(\beta_k H) + D_r \right]. \quad (16)$$

Отметим, что для ячеек, имеющих форму четырехгранных призм (основание — квадрат), можно пользоваться полученными формулами, но необходимо внести следующие изменения: в правой части (16) опустить множитель  $\sqrt{3}/2$ , в (11) — множитель 6 заменить на 4, причем при определении постоянных  $C_{n1}$  и  $C_{n2}$  внешний интеграл следует вычислять по промежутку  $[0, \pi/4]$ , а также учесть, что  $S(P_{11}) = 0,5h(D_r + h)$ ,  $l = 0,5D_r$ .

Сравнивая выражение (16) с соответствующей формулой для случая четырехгранных ячеек, приходим к выводу, что при фиксированном гидравлическом диаметре ячеек и равных других параметрах (кроме  $l$ ) теплоотводящая способность системы охлаждения с шестигранными ячейками выше. Это объясняется увеличением в случае четырехгранных ячеек площади охлаждаемой поверхности ячейки при неизменном расходе теплоносителя на одно сопло.

По той же причине к уменьшению  $\alpha$  и  $A$  приводит увеличение высоты

стенок ячеек, в чем легко убедиться с помощью (11) и (16), учитывая, что  $f(H) = \text{th}(\beta H)$  — монотонно возрастающая функция.

Из полученных выражений для эффективного коэффициента теплоотдачи и коэффициента температурного напора следует, что главным резервом интенсификации теплообмена является коэффициент теплоотдачи  $\mu$  на поверхностях, имеющих контакт с теплоносителем. Для его повышения можно указать несколько возможностей (см. (4)): 1) уменьшение гидравлического диаметра ячейки; 2) увеличение скорости движения теплоносителя; 3) применение теплоносителей с высокой теплопроводностью и малой вязкостью. Неограниченно увеличивая  $\mu$  в формулах (11), (15) и (16), приходим к физическим пределам для рассматриваемых характеристик систем охлаждения: а) с шестигранными ячейками

$$\alpha = A = \frac{[1 - \exp(-k_0 R^2)] M_1 c}{12 k_0 \sum_{n=1}^{\infty} B_n C_{n2} \text{sech}(\alpha_n \delta)}; \quad (17)$$

б) с четырехгранными

$$\alpha = A = \frac{[1 - \exp(-k_0 R^2)] M_1 c}{8 k_0 \sum_{n=1}^{\infty} B_n C_{n2} \text{sech}(\alpha_n \delta)}. \quad (18)$$

При однородном освещении зеркала соответственно имеем

$$\alpha = A = 2 \sqrt{3} M_1 c / 3 D_r^2 \quad \text{и} \quad \alpha = A = M_1 c / D_r^2. \quad (19)$$

Для медного зеркала с водоохлаждаемыми шестигранными ячейками проведены вычисления величин  $\alpha$  и  $A$  по формулам (11), (15) — (19) при следующих значениях параметров:  $\lambda = 380 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ ,  $\lambda_{\text{ж}} = 0,67 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ ,  $c = 4186 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ ,  $\rho = 965 \text{ кг/м}^3$ ,  $\nu = 0,326 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $R = 50 \text{ мм}$ ,  $H = 5 \text{ мм}$ ,  $h = 1 \text{ мм}$ ,  $r_1 = 0,5 \text{ мм}$ . Некоторые результаты расчетов проиллюстрированы на графиках (рис. 3, 4).

Анализируя полученные графические зависимости, приходим к следующим выводам.

Повышение степени однородности освещения поверхности зеркала, т. е. увеличение относительного радиуса облучения  $\eta = r_0/R$ , приводит к росту  $\alpha$  и  $A$  (рис. 3, а), причем  $\alpha > A$  и интервал изменения коэффициен-

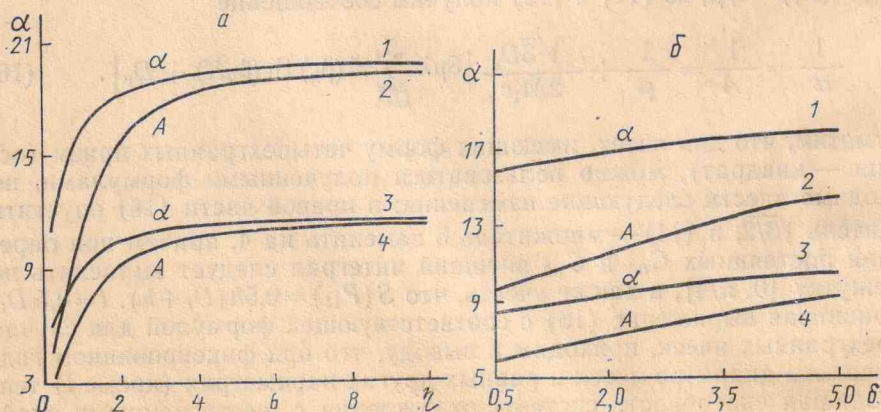


Рис. 3. Влияние относительного радиуса облучения поверхности зеркала  $\eta = r_0/R$  (а) и толщины отражателя  $\delta$ , мм (б), на эффективный коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , кВт/(м<sup>2</sup>·К), и коэффициент температурного напора  $A$ , кВт/(м<sup>2</sup>·К), при  $\delta = 1$  мм (а);  $\eta = 1$  (б),  $v_c = 1$  м/с для различных значений гидравлического диаметра водоохлаждаемых ячеек  $D_r$ : 1, 2 —  $D_r = 3,25$  мм; 3, 4 — 6,5

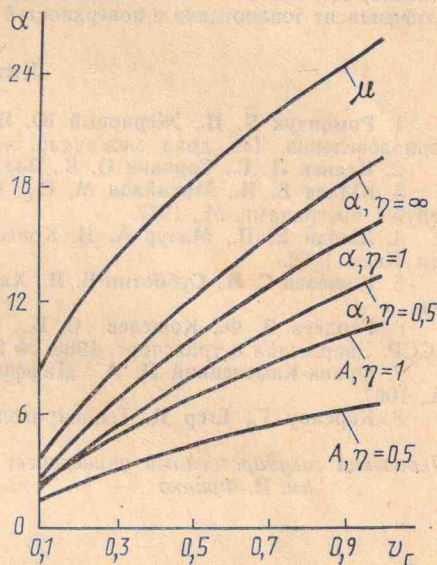
та температурного напора значительно шире (при малых  $\eta$   $\alpha \gg A$ ). При неограниченном увеличении  $\eta$  (однородное освещение)  $\alpha = A$ .

Увеличение толщины отражателя ( $0,5 \text{ мм} < \delta < 5 \text{ мм}$ ) приводит к незначительному увеличению  $\alpha$  и  $A$  (рис. 3, б), что связано с понижением температуры на охлаждаемой поверхности отражателя, однако дальнейшее увеличение  $\delta$  приведет к нежелательному росту температуры и термонапряжений на облучаемой поверхности.

Из рис. 4 следует, что  $\alpha < \mu$ , т. е. эффективный коэффициент теплоотдачи меньше, чем коэффициент теплообмена на поверхностях стенок ячеек. Это объясняется тем, что теплоотдача через донные поверхности ячеек превышает теплоотвод через основания боковых стенок.

Можно добиться существенного увеличения значений теплообменных характеристик  $\alpha$  и  $A$  при уменьшении гидравлического диаметра ячеек

Рис. 4. Влияние скорости движения теплоносителя  $v_c$ , м/с, при различных значениях относительного радиуса облучения поверхности зеркала  $\eta$  на коэффициент теплоотдачи с поверхностями стенок ячеек  $\mu$ , кВт/( $\text{м}^2 \cdot \text{К}$ ), эффективный коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , кВт/( $\text{м}^2 \cdot \text{К}$ ), и коэффициент температурного напора  $A$ , кВт/( $\text{м}^2 \cdot \text{К}$ ), при  $D_r = 3,25 \text{ мм}$ ;  $\delta = 1 \text{ мм}$



$D_r$  до нескольких миллиметров (см. рис. 3), а также при увеличении скорости движения теплоносителя  $v_c$  (т. е. увеличении его расхода) — рис. 4. Здесь следует отметить, что при уменьшении гидравлического диаметра ячейки возрастает сопротивление протеканию жидкости, что создает ограничения на скорость из-за механического воздействия струи на отражатель. При разработке конкретной схемы теплоотвода это обстоятельство необходимо учитывать.

Если сравнить результаты расчетов, представленные на рис. 3, 4, с приведенными в работе [5] данными об эффективной теплоотдаче в струйном теплообменнике с ячейками цилиндрической формы, то данные из [5] (табл. 3, 4) примерно в 2 раза превышают полученные нами значения  $\alpha$ . Можно предположить, что некоторое несоответствие результатов связано с тем, что приведенные в [5] значения  $\alpha$  получены для малых расстояний между срезом сопла и дном ячейки ( $h_c/d_c < 1$ ), когда значения функции  $f(h_c/d_c)$ , влияющей на теплоотдачу в ячейке (см. (3)), превышают 1.

Расчеты по формулам (17) — (19) показывают, что при значительном увеличении теплоотдачи с поверхностями стенок ячеек для чисел Рейнольдса в сопле порядка  $10^4$  —  $10^5$  эффективная теплоотдача в медном теплообменнике могла бы достигать значений от 300 до 3000 кВт/( $\text{м}^2 \cdot \text{К}$ ).

#### Обозначения

$R$  — радиус зеркала;  $\delta$  — толщина отражателя;  $r_0$  — радиус лазерного пучка, падающего на зеркало;  $k_0 = 2r_0^{-2}$ ;  $\eta = r_0/R$  — относительный радиус облучения;  $T$ ,  $T_{ср}$ ,  $T_{вх}$  — температура, средняя температура теплоносителя, температура теплоносителя у входа в сопло;  $v = T - T_{ср}$ ;  $D_r$  — гидравлический диаметр ячейки;  $l$ ,  $h$ ,  $H$  — длина, толщина и высота стенки ячейки соответственно;  $r_j$  — радиус сопла ячейки  $D_j$ ;  $v_c$  — скорость теплоносителя на выходе из сопла;  $h_c$  — расстояние между срезом сопла и дном



ячейки;  $d_c$  — диаметр сопла;  $q(r)$  — плотность теплового потока, поглощаемого поверхностью зеркала;  $Q_0$  — плотность теплового потока в центре зеркала;  $\alpha$  — эффективный коэффициент теплоотдачи;  $A$  — коэффициент температурного напора;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности материала зеркала;  $\lambda_{ж}$  — коэффициент теплопроводности теплоносителя;  $c, \rho$  — удельная теплоемкость и плотность теплоносителя;  $\nu$  — кинематическая вязкость теплоносителя;  $M_j$  — расход теплоносителя в ячейке  $D_j$ ;  $S_j$  — охлаждаемая поверхность ячейки  $D_j$ ;  $S_\delta$  — охлаждаемая поверхность отражателя;  $S_{\delta j}$  — донная поверхность ячейки  $D_j$ ;  $p$  — количество ячеек;  $J_0, J_1$  — функции Бесселя;  $\text{sh}, \text{ch}, \text{th}, \text{sech}$  — гиперболический синус, косинус, тангенс и секанс соответственно;  $Re, Nu, Pr$  — числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля соответственно;  $\mu$  — коэффициент теплоотдачи с поверхностью стенок ячейки.

### Литература

1. Романчук Я. П., Жерновий Ю. В., Однороженко И. Г. // Моделирование в материаловедении. Тез. докл. междунар. конф. Львов, 1990. С. 45—46.
2. Цеснек Л. С., Сорокин О. В., Золотухин А. А. Металлические зеркала. М., 1982.
3. Юдаев Б. И., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М., 1977.
4. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев, 1982.
5. Кошелев С. Б., Субботин В. И., Харитонов В. В. // ТВТ. 1985. Т. 23, № 3. С. 542—548.
6. Гордеев В. Ф., Кошелев С. Б., Субботин В. И., Харитонов В. В. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1986. № 2. С. 134—141.
7. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., 1967.
8. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., 1964.

Львовский государственный университет  
им. И. Франко

01.10.