

Охлаждаемая металлическая дифракционная решетка для ослабления лазерного излучения

А. А. КОВАЛЕВ, А. А. ЛИБЕРМАН, А. С. МИКРЮКОВ,
С. А. МОСКАЛЮК, М. В. УЛАНОВСКИЙ

Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
Москва, Россия, e-mail: mrsorgik@mail.ru

Для мелкой дифракционной решетки из меди, охлаждаемой водой и используемой в качестве ослабителя лазерного излучения, качественно оценена допустимая температура нагрева при заданном изменении коэффициента ослабления излучения. Рассчитаны максимальные температуры как функции геометрических параметров, мощности системы охлаждения и поглощенного излучения. Показано, что охлаждаемую решетку можно использовать как калиброванный ослабитель лазерного излучения длиной волны около 1 мкм и мощностью 10—20 кВт.

Ключевые слова: дифракционная решетка, ослабитель излучения, охлаждаемое зеркало.

The water-cooled copper grating used as a laser radiation attenuator has been studied. The permissible heating temperature within a predetermined range of the attenuation coefficient is estimated qualitatively. The maximum temperatures as functions of geometry, power of cooling systems and absorbed radiation have been calculated. It is shown that the cooled grating can be used as a calibrated laser radiation attenuator with the wavelength ~ 1 mkm and the beam power 10—20 kW.

Key words: grating, beam attenuator, cooled mirror.

При измерении энергетических характеристик мощных промышленных CO_2 -лазеров в качестве ослабителей используют металлические дифракционные решетки с амплитудой, много меньше длины волны [1, 2]. Это в большой степени обусловлено малым (1 %) поглощением металлическими поверхностями мощности падающего на них лазерного излучения длиной волны 10,6 мкм.

В последние годы успешно внедряются промышленные волоконные лазеры, у которых длина волны излучения 1—2 мкм, а мощность в непрерывном режиме достигает нескольких киловатт. Для измерений обычно используют приборы типа PowerMonitor 48 (или 100) фирмы PRIMES GmbH, Max-Planck-Str.2 (Германия), где поглощенную прибором мощность лазерного излучения определяют по разности температур воды на выходе и входе системы охлаждения [3]. Погрешности таких средств измерений составляет 2 %. Периодически, один раз в год, их необходимо проверять, а для этого нужны приборы более высокого класса точности, однако они рассчитаны на гораздо меньшие потоки излучения [4]. Таким образом, возникает потребность в калиброванном ослабителе мощного лазерного излучения. В данной работе рассмотрена возможность использования для этих целей охлаждаемой мелкой металлической дифракционной решетки.

Для некоторых металлов, например меди, охлаждение необходимо, поскольку на длине волны 1 мкм на ее поверхности поглощается около 10 % мощности падающего излучения [5]. Из-за нагрева поверхность дифракционной решетки деформируется и изменяется коэффициент ослабления лазерного излучения. Прототип такой металлической дифракционной решетки — охлаждаемые лазерные зеркала, кото-

рые подробно исследовали в конце прошлого века в связи с созданием мощных лазерных систем [6]. На температуру нагрева и деформацию металлических зеркал резонатора накладывали очень жесткие ограничения, поскольку в противном случае прекращалась лазерная генерация. Требования к температуре нагрева поверхности металлических решеток и их деформации намного мягче и, в принципе, ограничиваются допустимым изменением коэффициента ослабления решетки. Поэтому численные результаты, полученные ранее для лазерных зеркал, в рассматриваемом случае неприменимы.

В настоящей работе использован развитый ранее общий подход к решению тепловых задач для охлаждаемых зеркал [6]. Для конкретной геометрии решетки из меди, охлаждаемой водой, качественно оценена допустимая температура нагрева при заданном изменении коэффициента ослабления излучения и рассчитаны температурные поля при разной мощности поглощенного излучения.

Постановка задачи и ее решение. Для мелкой дифракционной решетки прямоугольного профиля из меди оценим допустимую температуру нагрева, при которой изменение коэффициента ослабления излучения, например в пределах ± 1 порядка дифракции, будет близко к суммарной погрешности такого делителя. Для делителя на основе рассматриваемой решетки, используемой в составе рабочего эталона единицы мощности больших уровней лазерного излучения, была получена суммарная погрешность примерно 0,7 % [7]. С другой стороны, для упомянутого выше делителя при большом числе порядков дифракции коэффициент ослабления в пределах ± 1 порядка определяется с помощью соотношения [2, 8]:

$$K_{\pm 1} = P/P_{\pm 1} \approx [\pi/(2kH \sin \pi\beta)]^2,$$

где P , $P_{\pm 1}$ — мощности падающего лазерного излучения и в ± 1 порядках дифракции; k — модуль волнового вектора; H — глубина канавки; β — отношение ширины канавки к периоду решетки.

Полагая, что решетка нагрета равномерно и имеется только ее линейное расширение, для модуля относительного изменения параметра $K_{\pm 1}$ получаем $\Delta K = 2\alpha\Delta T$, где α — коэффициент линейного расширения меди, ΔT — дополнительный нагрев решетки. Принимая $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ (K}^{-1}\text{)}$ [5], $\Delta K = 0,007$, находим $\Delta T \approx 473 \text{ K}$ и суммарную погрешность коэффициента ослабления излучения около 1 %.

Поскольку глубина профиля у изучаемых решеток много меньше длины волны падающего излучения, далее считаем, что поглощенная металлом мощность излучения одинакова как для решетки, так и для гладкого зеркала. На рис. 1 показано модельное охлаждаемое зеркало, для которого проводили тепловые расчеты. Зеркало содержит три слоя: 1, 3 — цельные металлические пластины, 2 — пористый, через него протекает охлаждающая жидкость. На внешней поверхности слоя 1 расположены тепловые источники, обусловленные поглощением лазерного излучения, с распределением интенсивности $I(r) = I_0\theta(R-r)$, где $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\theta(x) = 0$ при $x < 0$; R — радиус лазерного пятна; r — модуль радиус-вектора. Ось X совпадает с направлением течения охлаждающей жидкости, а ось Z — с направлением падения излучения.

В слоях 1, 3 при отсутствии объемных источников тепловыделения уравнение теплопроводности имеет вид

$$c_m \partial T_m / \partial t = \lambda_m \Delta T_m(r, t), \quad (1)$$

где c_m , λ_m — теплоемкость единицы объема и теплопроводность металла.

Уравнения теплопроводности в пористом слое 2 обычно представляют в виде системы двух уравнений [6]:

$$\left. \begin{aligned} c_k(z) \frac{\partial T_k(r, t)}{\partial t} &= \text{div}(\lambda_k(z) \text{grad } T_k(r, t)) - \\ &- \alpha_{об}(T_k(r, t) - T_{ж}(r, t)); \\ c_{ж} \left(\frac{\partial T_{ж}(r, t)}{\partial t} + u \frac{\partial T_{ж}(r, t)}{\partial x} \right) &= \\ &= \text{div}(\lambda_{ж}(z) \text{grad } T_{ж}(r, t)) + \alpha_{об}(T_k(r, t) - T_{ж}(r, t)), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $c_k = (1 - \Pi) c_m$, $c_{ж} = \Pi c_{ож}$ — теплоемкости каркаса и охлаждающей жидкости в расчете на единицу объема пористой среды; Π — пористость охлаждающего слоя; u — скорость течения жидкости; $\lambda_k = \lambda_m (1 - \Pi)/(1 + \Pi)$ — теплопроводность каркаса (справедливо для трубчатых структур); $\lambda_{ж}$ — теплопроводность пористого слоя при $\lambda_k = 0$, в случае ламинарного течения — теплопроводность жидкости; $\alpha_{об}$ — коэффициент объемной теплоотдачи в пористом слое.

Предполагается, что в качестве пористого слоя используется щеточная структура. Для (1), (2) выполняются следующие граничные условия. На нижней поверхности и краях охлаждаемого зеркала поток теплоты равен нулю. На границах слоев 1—2 и 2—3 этот поток задается формулой

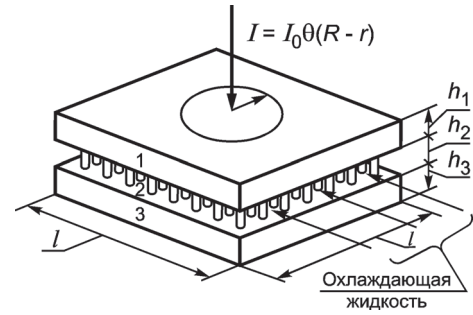


Рис. 1. Охлаждаемое зеркало

$$\lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial z} = \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial z} + \alpha_{п}(T_k - T_{ж})\Pi, \quad (3)$$

где $\alpha_{п}$ — коэффициент теплоотдачи при обтекании жидкостью плоской части поверхности.

На входе в пористый слой жидкость имеет температуру $T_{ж}(x = 0) = T_{вх}$. Для решения задачи необходимо знать $\alpha_{об}$, $\alpha_{п}$. Они вычисляются по теории конвективного теплообмена при вынужденном движении теплоносителя. Эти величины входят в соответствующие числа Нуссельта — Nu , в свою очередь, выражающиеся через числа Рейнольдса Re и Прандтля Pr . Для пучков труб, которыми можно представить щеточную структуру, с шахматным расположением элементов при их поперечном обтекании жидкостью эту связь можно изобразить в виде [9]:

$$\overline{Nu}_{дж} = 0,56 Re_{дж}^{0,50} Pr_{ж}^{0,36} (Pr_{ж}/Pr_c)^{0,25}, \quad Re_{дж} < 1 \cdot 10^3; \quad (4)$$

$$\overline{Nu}_{дж} = 0,40 Re_{дж}^{0,60} Pr_{ж}^{0,36} (Pr_{ж}/Pr_c)^{0,25}, \quad Re_{дж} > 1 \cdot 10^3, \quad (5)$$

где $\overline{Nu}_{дж} = \bar{\alpha}d/\lambda_{ж}$, $\bar{\alpha}$ — средний по периметру коэффициент теплоотдачи трубки, d — ее диаметр; $Re_{дж} = ud/\nu_{ж}$, $\nu_{ж}$ — кинематический коэффициент вязкости жидкости; $Pr_{ж} = \nu_{ж}/a_{ж}$, $a_{ж}$ — температуропроводность жидкости; нижние индексы «ж» и «с» означают использование значений, соответствующих температуре либо жидкости, либо стенки.

Коэффициент объемной теплоотдачи $\alpha_{об}$ связан с коэффициентом теплоотдачи $\bar{\alpha}$:

$$\alpha_{об} = \bar{\alpha}F_v, \quad (6)$$

где F_v — удельная смоченная поверхность; для щеточной структуры [6]:

$$F_v = 4(1 - \Pi)/d. \quad (7)$$

Для $\alpha_{п}$ использовали энергетическую оценку, рекомендованную в [6]:

$$\alpha_{п} = \bar{\alpha}\Pi. \quad (8)$$

Систему уравнений (1), (2) для трехмерного случая решали методом последовательных приближений. Чтобы обеспечить сходимость, решали динамическую временную задачу до достижения состояния термодинамического равновесия. В нулевой момент времени предполагали, что темпера-

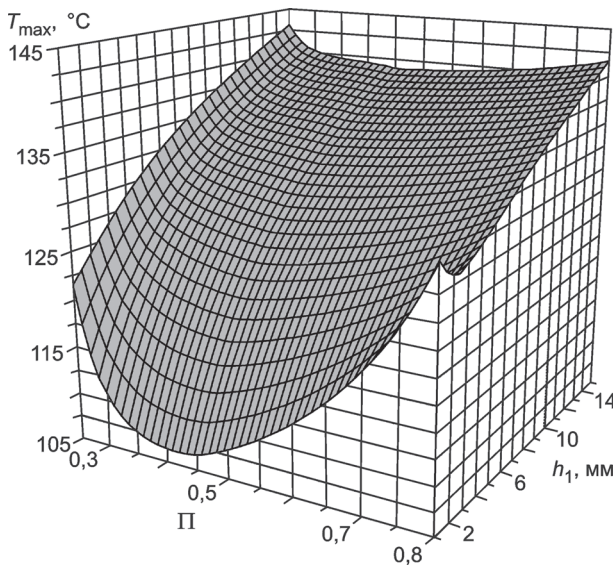


Рис. 2. Температура $T_{\max}$ на поверхности зеркала в зависимости от параметров Π , h_1 при $Q = 1$ кВт, $P_H = 40$ Вт

тура во всех точках исследуемого тела равна температуре $T_{\text{вх}}$. Для этого из обоих уравнений (2) была выделена общая часть $\alpha_{\text{об}}(T_k - T_{\text{ж}})$, которую вычисляли отдельно в начале каждого временного шага с использованием данных о температуре с предыдущего шага. Коэффициенты $\alpha_{\text{об}}$, $\alpha_{\text{п}}$ рассчитывали по (4)–(6), (8) с помощью безразмерного коэффициента теплоотдачи Nu с учетом температур $T_{\text{ж}}$, T_k и скорости течения u . Затем последовательно уравнения (1) и первое из (2) решали как уравнения параболического типа методом прогонки [10]. Второе из уравнений (2) вследствие малости $\lambda_{\text{ж}}$ представляет уравнение переноса, решаемое методом бегущего счета. На следующем временном шаге процесс повторяли.

Для рассматриваемой трехслойной задачи использовали консервативные неявные разностные схемы, которые, безусловно, устойчивые и применяются совместно с законом сохранения энергии для расчетной ячейки. В такой схеме значения T_k приписывают узлам сетки, а значения тепловых потоков — промежуткам между узлами. Граничные условия между слоями зеркала учитывают в разностной схеме с помощью кусочно-непрерывных коэффициентов c_k , λ_k , а также введения дополнительного теплового потока по (3).

Для первого из уравнений (2) один шаг вычислений — это решение в матричном виде методом прогонки системы из N линейных уравнений (N — число узлов сетки).

Для контроля сходимости алгоритма, а также корректности вычислений дополнительно проверяли выполнение закона сохранения энергии. При этом мощность поглощаемого падающего лазерного излучения сравнивали с тепловой мощностью, уносимой охлаждающей жидкостью:

$$P_{\text{вых}} = c_{\text{ж}} u \iint_S (T_{\text{ж}} - T_{\text{вх}}) dydz, \quad (9)$$

где S — поперечное сечение пористого слоя в выходной плоскости.

Значения входной и выходной мощностей совпадали с погрешностью менее 10^{-6} %.

При решении задачи предполагали, что система имеет два контура охлаждения: первый — замкнутый, состоит из насоса, подводящих воду трубок и пористого тела, а второй служит для охлаждения нагретой жидкости, покидающей пористое тело, до температуры $T_{\text{вх}}$. Конкретизируем работу первого контура. В предположении, что основной перепад давления в контуре обусловлен сопротивлением пористой среды, мощность насоса P_H можно связать со скоростью течения жидкости соотношением

$$P_H = \Delta p S \Pi u, \quad (10)$$

где $S = lh_2$ (см. рис. 1); Δp — потери давления в пористых средах [6]:

$$\Delta p = \zeta \rho u^2 l / (2d_3); \quad (11)$$

$d_3 = Pd / (1 - \Pi)$ — эквивалентный гидравлический диаметр; ζ — безразмерный коэффициент гидравлического сопротивления; для щеточных структур

$$\zeta = \frac{a^3 \Pi^3}{2(a-1)^2(b-1)^{0.4}} + \frac{2\Pi^3}{\gamma_{\perp}(1-\Pi)^2 Re_3}; \quad Re_3 = u d_3 / \nu;$$

$a = b = \sqrt{\pi / (4(1-\Pi))}$ — относительные шаги расположения шипов, $\gamma_{\perp}$ — безразмерный коэффициент проницаемости,

$$\gamma_{\perp} = \frac{1}{32(1-\Pi)} \left[\ln \frac{1}{1-\Pi} - \frac{1-(1-\Pi)^2}{1+(1-\Pi)^2} \right].$$

В результате при заданной пористости Π получили кубическое уравнение относительно скорости течения u , имеющее единственный действительный положительный корень. При постоянной мощности насоса P_H уравнение (10) связывает между собой параметры u , Π .

Обсуждение результатов. В работе полагали, что задача помимо координат содержит два независимых параметра h_1 , Π , по которым можно оптимизировать решение. В качестве критерия оптимизации использован необходимый минимум максимальной температуры $T_{\max}(h_1, \Pi)$ на свободной поверхности слоя 1.

В расчетах принимали, что охлаждаемое зеркало имеет размеры $l = 50$ мм, $h_2 = h_3 = 5$ мм, значение h_1 варьировали в пределах 1–15 мм; $d = 1$ мм; теплопроводности меди $\lambda_m = 4,02$ Вт/(см·К) и жидкости $\lambda_{\text{ж}} = 0$, соответствующие теплоемкости $c_m = 3,44$ Дж/(см³·К), $c_{\text{ж}} = 4,18$ Дж/(см³·К) [11]; диаметр пучка падающего излучения 1 см, поглощаемая мощность $Q = \pi R^2 I_0 = 1$ кВт; температура жидкости на входе $T_{\text{вх}} = 293$ К; пористость слоя 2 менялась в пределах $\Pi = 0,25$ –0,8.

Предварительные расчеты показали, что при фиксации одного из параметров (h_1 или Π) по другому параметру наблюдается локальный минимум. Для определения абсолютного минимума рассчитана функция $T_{\max}(h_1, \Pi)$, изображенная на рис. 2, из которого следует, что минимальное значение $T_{\max} = 106,48$ °С достигается при $\Pi = 0,409$ и $h_1 = 1$ мм. При $P_H = 40$ Вт, $\Pi = 0,409$ скорость течения жидкости $u \approx 0,94$ м/с.

Для контроля состояния охладителя в том же диапазоне параметров h_1 , P рассчитана максимальная температура жидкости $T_{ж\max}$ под лазерным пятном на границе сред 1, 2. Расчеты показали, что при всех исследованных значениях h_1 , P жидкость (вода) не достигает точки кипения и остается справедливым приближение ламинарного течения жидкости. Упомянутой точке с $T_{\max} = 106,48^\circ\text{C}$ при $P = 0,409$, $h_1 = 1$ мм соответствует $T_{ж\max} = 70^\circ\text{C}$. Минимальное значение $29,2^\circ\text{C}$ достигается в точке с $P = 0,458$, $h_1 = 15$ мм.

При конкретной конструкции зеркала на создаваемое в нем поле температур можно повлиять, изменяя мощность насоса P_H , прокачивающего охладитель по первому контуру, т. е. меняя скорость прокачки жидкости через пористое тело.

В качестве примера на рис. 3 представлены расчеты зависимости температур $T_{\max}$, $T_{ж\max}$ от мощности P_H при $P = 0,409$, $h_1 = 1$ мм. Из результатов следует, что зависимости $T_{\max}(P_H)$, $T_{ж\max}(P_H)$ слабые. Существенно уменьшить температуру поверхности с помощью параметра P_H можно только на более широком интервале его изменений, чем представлено на рис. 3.

Для выявления предельных возможностей рассматриваемой конструкции отражающего зеркала, охлаждаемого водой, проводили формальные расчеты для случая $Q = 2$ кВт, $T_{ж\max}(P, h_1, P_H) = 100^\circ\text{C}$. Параметры h_1 , P варьировали в тех же пределах, что и выше, P_H не ограничивали. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Минимуму температур $164,2^\circ\text{C}$ соответствуют $P = 0,25$ (плотная щеточная упаковка), $h_1 = 1$ мм, $u = 1,54$ м/с, $P_H = 1860$ Вт. Полученное значение P_H соответствует давлению в пористом теле $\Delta p = 124,6 \cdot 10^5$ Па.

Столь большие значения P_H , Δp в пористой среде реализуются не во всей области параметров P , h_1 . На рис. 4 выделена область, в которой, с одной стороны, $T_{\max} \leq 220^\circ\text{C}$ и изменение коэффициента ослабления излучения K из-за нагрева дифракционной решетки не превышает допустимого значения, а с другой стороны, давление в пористом слое $\Delta p \leq 3 \cdot 10^5$ Па, что соответствует давлению в обычных водопроводных трубах, при этом $P_H \leq 53$ Вт.

Таким образом, даже при мощности тепловыделения 2 кВт (мощность падающего излучения 20 кВт) в рассматриваемой геометрии охлаждаемой водой мелкой медной дифракционной решетки еще можно подобрать параметры системы, обеспечивающие требуемую точность коэффициента K .

Выводы. Следует отметить модельный характер рассмотренной выше задачи как в плане ее постановки, так и решения. Это выражается в том, что конструкция имеет конкретную, удобную для расчетов структуру пористого слоя, а сами расчеты проведены с использованием известных, но приближенных эмпирических соотношений. В то же время полученные функциональные зависимости качественно совпадают с результатами для лазерных зеркал [6]. Численные значения оптимальных параметров металлических отражающих решеток можно принимать как оценочные для любых других типов пористых структур.

Рассмотренная медная дифракционная решетка, в принципе, не является оптимальной в плане отражательной способности; больший коэффициент отражения имеют золото, серебро и алюминий [5]. Для решеток из этих металлов, нанесенных на медную основу, полученные выше результаты полностью справедливы. Однако в соответствии с их коэффициентами поглощения мощности падающего лазерного излучения должны быть увеличены.



Рис. 3. Зависимость максимальных температур поверхности зеркала и жидкости от мощности насоса P_H

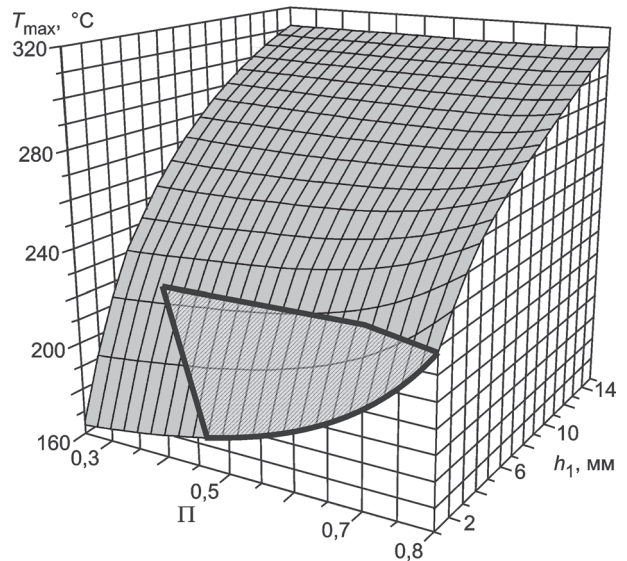


Рис. 4. Температура на поверхности зеркала в зависимости от параметров P , h_1 при $Q = 2$ кВт, $T_{ж\max} = 100^\circ\text{C}$

Литература

1. Аполлонов В. В., Бочкарь Е. П., Заславский В. Я., Хомич В. Ю. Ответитель лазерного пучка на основе фазовой дифракционной решетки // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 3. С. 615—618.
2. Дьячков А. Л., Кауфман С. А., Колбановская Н. А., Либерман А. А., Фабриков В. А. Вопросы метрологического обеспечения измерения параметров технологических лазеров // Сб. науч. трудов ВНИИФТРИ. 1984. С. 53—60.
3. www.primes.de. [Официальный сайт]. (дата обращения 01.12.2014 г.)
4. Основы оптической радиометрии / Под ред. А. Ф. Котюка. М.: Физматлит, 2003.
5. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных / Пер. с англ. М.: Физматгиз, 1962.
6. Харитонов В. В. Теплофизика лазерных зеркал. М.: Изд-во МИФИ, 1993.
7. Кабанов Г. Л., Кауфман С. А., Либерман А. А. Рабочий эталон единицы энергии импульсного лазерного излучения // Измерительная техника. 1989. № 8. С. 29—30.
8. Petit R. Electromagnetic grating theories: limitations and successes // Nouv. Rev. Opt. 1975. V. 6. N. 3. P. 129—135.
9. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977.
10. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
11. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1967.

Дата принятия 21.11.2014 г.