

СЕРГЕЙ ИВАНОВИЧ МОЛЬКОВ

доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры электроники и электроэнергетики физико-технического факультета, Петрозаводский государственный университет (Петрозаводск, Российская Федерация)
tandem@onego.ru

ВЛИЯНИЕ РАЗЬЮСТИРОВКИ ЗЕРКАЛ НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДНЫХ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Изучено влияние разьюстрировки зеркал волноводного резонатора на выходные характеристики газоразрядных лазеров. Рассмотрены цилиндрические и прямоугольные в сечении волноводные лазеры, обратная связь в которых осуществляется с помощью плоских или сферических зеркал. Разьюстрировка зеркал обусловлена воздействием внешних факторов (давление, температура, вибрации). Предложена расчетная модель, позволяющая с достаточной для практики точностью установить зависимость выходной мощности от угла разьюстрировки зеркал. Приближенный аналитический расчет основан на замене реальной волноводной моды подходящим образом выбранным гауссовским пучком. Полученные зависимости позволяют обосновать требования, предъявляемые к держателям оптики при заданном изменении внешних условий. Таким образом, решена практическая задача по определению предельных углов разьюстрировки, при которых не происходит существенного изменения выходной мощности излучения лазеров.

Ключевые слова: газоразрядный лазер, волноводный резонатор, разьюстрировка, потери на связь, выходная мощность

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящее время широкое распространение для газовых лазеров получили волноводные резонаторы, в которых полый волновод круглого или прямоугольного сечения является одновременно областью газового разряда. При малых габаритах лазеры с волноводным резонатором способны излучать значительные мощности в силу большого коэффициента усиления, а возможность работы при повышенном давлении обеспечивает плавную перестройку частоты излучения в широком диапазоне. Обратная связь в волноводных резонаторах осуществляется с помощью плоских зеркал, расположенных вблизи торцов волновода, на достаточном удалении от области горения разряда. В случае необходимости введения в резонатор дополнительных оптических элементов используют сферические зеркала, расположенные на некотором расстоянии от торцов волновода.

При изменении внешних условий (температуры, давления, вибрации) возможна разьюстрировка зеркал резонатора. Поэтому при разработке требований к держателям оптики волноводных лазеров важно определить предельные углы разьюстрировки, при которых не происходит существенного изменения выходных параметров и, в частности, мощности излучения лазеров [12]. Модель, представленная в данной работе, позволяет связать угол наклона зеркал резонатора и выходную мощность лазера и тем самым решить поставленную задачу.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Разьюстрировка зеркал резонатора ведет к потере на согласование поля волновода и свободного пространства между торцом волновода и зеркалом. Методика расчета потерь на связь основана на использовании для описания электромагнитного поля интегрального преобразования Кирхгофа в приближении Френеля. Если $E_1(\vec{r}_1)$ – распределение комплексной амплитуды напряженности поля на выходе из волновода, то поле $E_2(\vec{r}_2)$ после прохождения излучения до зеркала и обратно к торцу волновода определяется выражением [3]:

$$E_2(\vec{r}_2) = \iint_S K(\vec{r}_2, \vec{r}_1) E_1(\vec{r}_1) dS, \quad (1)$$

где интегрирование ведется по площади S волновода; K – ядро интегрального преобразования Кирхгофа – Френеля, вид которого определяется геометрией волновода и элементами лучевой матрицы (ABCD), описывающей прохождение излучения от торца волновода до зеркала и обратно.

Электромагнитная волна $E_2(\vec{r})$ будет возбуждать в волноводе моду $E_1(\vec{r})$ с коэффициентом связи c_{12} , равным:

$$c_{12} = \iint_S E_2^*(\vec{r}_2) E_1(\vec{r}_1) dS. \quad (2)$$

Тогда потери на согласование поля в волноводе и свободном пространстве, или потери на связь, будут определяться выражением:

$$\Lambda = 1 - |c_{12}|^2. \quad (3)$$

Для цилиндрического волновода ядро интегрального преобразования (1) имеет вид:

$$K(r_2, r_1) = \frac{ik}{B} e^{-ikL} \exp\left\{-\frac{ik}{2B}(Ar_1^2 + Dr_2^2)\right\} J_0\left(\frac{k r_1 r_2}{B}\right), \quad (4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения, L – оптическая длина пути. Когда зеркало радиуса кривизны R установлено на расстояние l от торца волновода: $A = D = 1 - 2l/R$, $B = 2l(1 - l/R)$, для плоского зеркала $A = D = 1$, $B = L = 2l$. Для поля $E_2(r_2)$ на входе в волновод получаем:

$$E_2(r_2) = \int_0^a K(r_2, r_1) E_1(r_1) r_1 dr_1. \quad (5)$$

Для прямоугольного в сечении волновода размером $2a \times 2b$ ядро интегрального преобразования (1) имеет вид:

$$K(x_2, y_2, x_1, y_1) = \frac{ik}{2\pi B} e^{-ikx} \exp\left\{-\frac{ik}{2B}[A(x_1^2 + y_1^2) + D(x_2^2 + y_2^2) - 2(x_1 x_2 + y_1 y_2)]\right\}, \quad (6)$$

и центр декартовой системы координат совпадает с центром прямоугольного сечения, а поле $E_2(x_2, y_2)$ на входе в волновод:

$$E_2(x_2, y_2) = \int_{-a}^a \int_{-b}^b K(x_2, y_2, x_1, y_1) E_1(x_1, y_1) dx_1 dy_1. \quad (7)$$

При наклоне зеркал на угол δ оптическая ось пучка E_2 сдвигается от центра волновода на расстояние $\Delta = ltg2\delta \approx 2l\delta$, а волновой фронт пучка поворачивается на угол 2δ по отношению к торцу волновода. При этом коэффициент связи $|c_{12}|$ уменьшается, а потери Λ растут. Для проведения расчетов необходимы сведения о поперечном распределении амплитуды волноводной моды E_1 , которое определяется геометрией и материалом волновода. Приближенный аналитический расчет, удовлетворяющий практическим потребностям, основан на замене реальной волноводной моды подходящим образом выбранным гауссовским пучком.

МОДЫ ВОЛНОВОДА

Моды круглого диэлектрического волновода – поперечные электрические TE_{0m} , поляризованные параллельно стенкам, поперечные магнитные TM_{0m} , поляризованные перпендикулярно стенкам, и линейно поляризованные гибридные моды EH_{nm} – имеют коэффициенты затухания (волноводные потери), определяемые выражением [1]:

$$\alpha = \left(\frac{u_{nm}}{2\pi}\right) \frac{\lambda^2}{a^3} \mu, \quad (8)$$

где u_{nm} – m -й корень уравнения $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$; λ – длина волны излучения; a – радиус волновода; J_{n-1} – функция Бесселя первого рода $n - 1$ порядка. Для величины μ имеем:

$$\mu = \begin{cases} (n^2 - 1)^{-1/2}, \\ n^2(n^2 - 1)^{-1/2}, \\ (n^2 + 1)(n^2 - 1)^{-1/2}/2 \end{cases} \quad (9)$$

для мод TE , TM , EH соответственно, n – показатель преломления стенки волновода. Здесь показатель преломления активной среды принят равным единице и пренебрегалось малым поглощением в материале волновода. В противном случае n^2 в выражении (9) необходимо заменить комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = (n - iK)^2$, где K – коэффициент экстинкции, связанный с коэффициентом поглощения материала k соотношением $K = \lambda k / 4\pi$, а вместо μ в формуле (8) использовать $Re \mu$.

Как следует из формулы (9), потери мод TM и EH будут минимальны при $n = 1,41$ и $1,73$ соответственно. При этом μ принимают значения 2 для TM -мод и 1,73 для EH -мод. Потери TM -мод заведомо выше потерь TE - и EH -мод. Учитывая, что $u_{01} = 3,832$, $u_{11} = 2,405$, находим, что минимальными потерями при $n > 2,02$ обладает TE_{01} -мода, а при $n < 2,02$ EH_{11} -мода. Таким образом, при использовании в качестве материала волновода, например, кварца ($n \sim 1,54$ – $1,77$ при $\lambda = 0,59$ – $7,0$ мкм) или оптического стекла ($n \sim 1,45$ – $1,93$) генерация будет происходить на основной гибридной моде EH_{11} .

Моды прямоугольного волновода размером $2a \times 2b$ $EH_{nm}^{x,y}$, линейно поляризованные параллельно осям x и y , описываются выражениями [1], [11]:

$$E_l(x, y) = E_{x,y} = \frac{1}{\sqrt{ab}} \begin{cases} \sin n \frac{\pi x}{2a} \sin m \frac{\pi y}{2b} \\ \cos n \frac{\pi x}{2a} \cos m \frac{\pi y}{2b} \end{cases}, \quad (10)$$

для четных n, m и для нечетных n, m соответственно индексы x и y определяют поляризацию мод. Коэффициенты затухания для мод EH_{nm}^x и EH_{nm}^y равны, соответственно:

$$\alpha_{nm}^x = -\frac{1}{2} \left(\frac{(\lambda n)^2}{(2a)^3} \operatorname{Re} \frac{\varepsilon_a}{\sqrt{\varepsilon_a - 1}} + \frac{(\lambda m)^2}{(2b)^3} \operatorname{Re} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_b - 1}} \right), \quad (11)$$

$$\alpha_{nm}^y = -\frac{1}{2} \left(\frac{(\lambda n)^2}{(2a)^3} \operatorname{Re} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a - 1}} + \frac{(\lambda m)^2}{(2b)^3} \operatorname{Re} \frac{\varepsilon_b}{\sqrt{\varepsilon_b - 1}} \right),$$

где ε_a и ε_b – относительные диэлектрические проницаемости материалов, из которых выполнены стеки волновода в направлении осей x и y , равные $\varepsilon_a = (n_a - iK_a)^2$, $\varepsilon_b = (n_b - iK_b)^2$, $K_{a,b}$ – соответствующие коэффициенты экстинкции. В таблице собраны данные об оптических характеристиках материалов, используемых в волноводных газоразрядных лазерах.

Оптические характеристики некоторых материалов [1], [4], [5]

Материал	λ , мкм	n	K
Оптическое стекло	0,546	1,45–1,93	–
Кварцевое стекло	0,589 7,0	1,544 1,167	–
Ga As	8,0 19,0	3,34 2,41	–
NaCl	0,589 10,0	1,544 1,495	–
Si	1,367 10,0	3,496 3,418	–
Ge	3,3 10,6	4,037 4,0	–
ZnSe	10,6	2,4	–
Al	0,63 10,6	1,2 25	7 67
Cr	0,63 10,6	3,19 11	2,26 22,8
Cu	0,63 10,6	0,15 12,6	3,2 64,3
Au	0,63 10,6	0,15 7,4	3,2 53,4
Ag	0,63 10,6	0,065 10,7	4 69
Fe	10,6	6,32	29,1
Ni	10,6	8,86	22,5
Co	10,6	7,7	31,4
Ковар	10,6	7,0	28,3

При генерации низших мод EH_{11}^x и EH_{11}^y для практически важного случая квадратного волновода, стенки которого по направлению оси x представляют собой полированные металлические электроды ($n_a < K_a$), а по направлению оси y диэлектрические пластины ($n_b > K_b$), формулы (11) преобразуются к виду:

$$\alpha_{11}^x = -\frac{\lambda^2}{2(2a)^3} \left(\operatorname{Re} \frac{\varepsilon_a}{\sqrt{\varepsilon_a - 1}} - \frac{1}{\sqrt{n_b^2 - 1}} \right), \quad (12)$$

$$\alpha_{11}^y = -\frac{\lambda^2}{2(2a)^3} \left(\operatorname{Re} \frac{\varepsilon_a}{\sqrt{\varepsilon_a - 1}} - \frac{n_b^2}{\sqrt{n_b^2 - 1}} \right).$$

Рассмотрим в качестве примера квадратный волновод размером $2a = 2,5$ мм, образованный двумя коваровыми электродами с $n_a = 7,0$, $K_a = 28,3$ при $\lambda = 10,6$ мкм [5] и диэлектрическими пластинаами с $n_b = 1,5$. Согласно (12) для моды, поляризованной перпендикулярно электродам, потери $\alpha_{11}^x = 2,79 \times 10^{-4}$ см $^{-1}$, а для моды, поляризованной параллельно электродам, $\alpha_{11}^y = 0,31 \times 10^{-4}$ см $^{-1}$, то есть волноводные потери почти на порядок меньше.

Помимо потерь на поглощение для волноводных лазеров характерны потери на рассеяние ше-

рохватостями стенки. Коэффициент затухания для этого вида потерь пропорционален квадрату индекса моды [2], [6], и, следовательно, условие генерации низших мод для круглого и квадратного в сечении волноводов не нарушается. В случае прямоугольного в сечении волновода, когда $b > (1,5 \div 2)$, условие генерации основной моды нарушается и пучок по оси u будет иметь несколько максимумов интенсивности. Для получения осесимметричного гауссоподобного выходного пучка в случае $b \gg a$ необходимо использовать, например, гибридный неустойчиво-волноводный резонатор [8].

Учитывая изложенное, будем считать, что генерация в круглом и прямоугольном в сечении волноводах осуществляется на низших модах EH_{11} . Распределение амплитуды моды EH_{11} по сечению цилиндрического волновода описывается выражением:

$$E_1 = NJ_0 \left(\frac{2,405 r_1}{a} \right), \quad (13)$$

где N – нормировочный множитель, равный $1,09/a$. Распределение амплитуды моды EH_{11} для прямоугольного в сечении волновода со сравнимыми сторонами $a \sim b$ согласно (10) определяется формулой:

$$E_1(x, y) = \frac{1}{\sqrt{ab}} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2b}. \quad (14)$$

РАСЧЕТ ПОТЕРЬ НА СВЯЗЬ

Потери на согласование поля A для представляющего наибольший практический интерес случая плоского зеркала рассчитывались по формуле (3). При этом зависимость потерь на связь Λ для цилиндрического волновода от l можно представить следующим образом:

$$\Lambda = A \left(\frac{l\lambda}{a^2} \right)^B, \quad (15)$$

где A и B – постоянные аппроксимации данных численного расчета. Результаты различных авторов [7], [9], [10] для этих величин существенно отличаются: $A \sim 0,38\text{--}0,93$, $B \sim 1,5\text{--}2$. Численный расчет Λ с помощью выражений (5), (13), (3) с последующей аппроксимацией результатов позволяет получить для этих величин значения: $A = 0,65$, $B = 2,0$. На рис. 1 представлены зависимости Λ от $l\lambda/a^2$ согласно данным различных авторов в сравнении с нашими результатами.

В работе [7] зависимость потерь Λ от параметров задачи определялась путем представления $E_1(r)$ набором гауссовых мод свободного пространства. Волноводная EH_{11} -мода с эффективностью 98 % передает свою энергию TEM_{00} -моде, у которой радиус перетяжки пучка, расположенной в плоскости торца волновода, равен $w_0 = 0,6435a$. Очевидно, что для минимизации

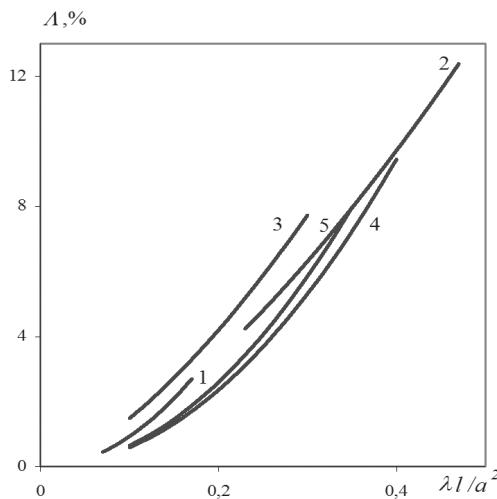


Рис. 1. Зависимость потерь Λ от величины $\lambda l/a^2$. 1 – [10], 2 – [9], 3 – [7], 4 – формула (17), 5 – при $A = 0,65$; $B = 2,0$

потерь радиус кривизны зеркала должен совпадать с радиусом кривизны волнового фронта пучка: $R = b_0 (l/b_0 + b_0/l)$, где $b_0 = \pi w_0^2/\lambda$. Анализ [7] показывает, что оптимальное расположение зеркал, при котором потери на связь менее 1,5 %, определяется соотношениями: $l \leq 0,1b_0$, $l = b_0$ и $l > 10b_0$ при радиусах зеркал $R = \infty$, $R = 2b_0$ и $R = l$ соответственно. Так, для волновода диаметром $2a = 1,5$ мм при $\lambda = 10,6$ мкм $b_0 = 69$ мм. Тогда без существенной потери мощности установку плоского зеркала можно производить на расстоянии $l < 7$ мм от торца волновода. Отметим, что данные результаты справедливы и для квадратного волновода со стороной $2a$, если использовать для w_0 выражение $w_0 = 0,7032a$.

Кроме зависимости Λ от l необходимо получить зависимость потерь на связь от разьюстировки зеркал, так как именно она определяет требование к точности установки зеркал и позволяет оценивать стабильность выходных характеристик лазера при изменении внешних условий. Апроксимируя выражение для выходящего из волновода излучения (13) основной гауссовской модой TEM_{00} с $w_0 = 0,6435a$, получаем для коэффициента связи c_{12} выражение:

$$c_{12} = \frac{2}{w w_0 [X(\beta) X(0)]^{1/4}} \exp \left\{ -\frac{\Delta^2}{w^2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4X(\beta)} [(Y_1^2 - Y_2^2) X_1 - 2Y_1 Y_2 X_2] \right\} \exp \{i\Phi\}, \quad (16)$$

где $\beta = 2\delta$; $\Delta = 2l\delta$; $X_1(\beta) = 1/w_0^2 + \cos^2 \beta/w^2$; $X_2(\beta) = k \cos^2 \beta/2R$; $X(\beta) = X_1^2 + X_2^2$; $Y_1(\beta) = 2\Delta \cos \beta/w^2$; $Y_2(\beta) = k (\sin \beta - \Delta \cos \beta/R)$; $\exp \{i\Phi\}$ – несущественный при расчете потерь фазовый множитель; w , R – радиус пучка и радиус кривизны волнового фронта излучения, приходящего к торцу волновода.

В случае плоского зеркала на расстоянии l от торца волновода: $w^2 = w_0^2 \left[1 + (4l/kw_0^2)^2 \right]$, $R = 2l \left[1 + (kw_0^2/4l)^2 \right]$. С помощью (16) по формуле (3) определим потери на связь при отсутствии разьюстировки ($\delta = 0$):

$$\Lambda = 0,59y \frac{1 + 2,36y}{1 + 2,95y + 1,39y^2} \cong 0,59 \left(\frac{\lambda l}{a^2} \right)^2, \quad (17)$$

где $y = (\lambda l/a^2)^2$. Это выражение дает для потерь на связь значения, близкие к результатам численных расчетов, что подтверждает корректность использованной методики расчета и позволяет пользоваться ею при разьюстировке. В общем случае для потерь на связь получаем:

$$\Lambda \cong 1 - \left[1 - 0,59 \left(\frac{\lambda l}{a^2} \right)^2 \right] \exp \left\{ -1,63 \cdot 10^{-5} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \delta^2 \right\}, \quad (18)$$

где угол разьюстировки δ выражен в мрад. При получении данного выражения использовалась малость угла разьюстировки δ и малость l ($l < 0,1b_0$).

Для прямоугольного в сечении волновода со сравнимыми сторонами распределение поля на выходе из волновода определяется выражением (10). Волна $E_2(x, y)$, подходящая к торцу волновода, будет описываться интегралом Френеля (1) с ядром (6). Апроксимируем $E_1(x, y)$, как и в случае круглого волновода, основной астигматической гауссовской модой с радиусами пучка в перетяжке, лежащей на торце волновода, равными $w_{0x} = 0,7032a$, $w_{0y} = 0,7032b$. Тогда, определяя коэффициент связи и потери на связь по формулам (2) и (3), для съюстированного резонатора с плоским зеркалом на расстоянии l от торца получаем выражение:

$$\Lambda \cong 0,207 \left[\left(\frac{\lambda l}{a^2} \right)^2 + \left(\frac{\lambda l}{b^2} \right)^2 \right]. \quad (19)$$

Отметим, что численное интегрирование по формулам (7), (2) и (3) для квадратного волновода дает близкий результат, отличающийся от (19) на 5 %.

При разьюстировке зеркал вследствие смещения пучка относительно центра волновода потери на связь возрастают. Аналогично случаю круглого волновода для прямоугольного волновода, используя выражение (2), получаем:

$$\Lambda \cong 1 - \left(1 - 0,207 \left[\left(\frac{\lambda l}{a^2} \right)^2 + \left(\frac{\lambda l}{b^2} \right)^2 \right] \exp \left\{ -1,95 \cdot 10^{-5} \left[\left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \varphi + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. + \left(\frac{b}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \varphi \right] \delta^2 \right\} \right), \quad (20)$$

где угол разьюстировки δ выражен в мрад, φ – угол между осью ox и проекцией нормали к поверхности зеркала в плоскостях xy . На рис. 2 представлены результаты расчета потерь по формулам (18), (20) в зависимости от угла разьюстировки в сравнении с данными численного расчета.

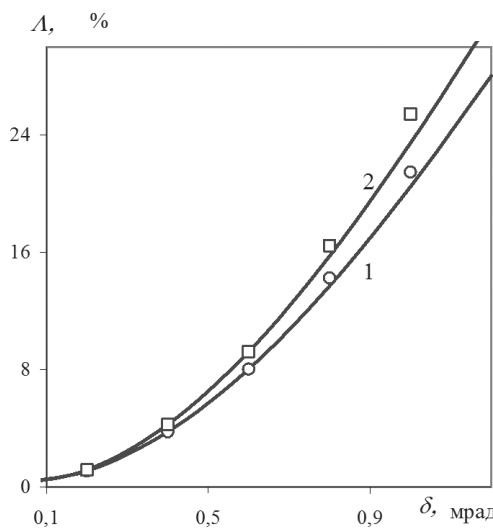


Рис. 2. Зависимость потерь на связь Λ от угла разьюстировки зеркала δ_i при $\lambda = 10,6$ мкм, $2a = 2,5$ мм, $l = 7$ мм для круглого (1) и квадратного (2) волноводов при $\varphi = 0$; \circ , \square – численный расчет

В случае необходимости использования сферического зеркала на оптимальном расстоянии от торца волновода ($l = b_0$ или $l > 10b_0$) $w = w_0$, $R = \infty$. При этом из (16) следует:

$$c_{12} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 + \cos^2 \beta}} \exp \left\{ -\frac{\Delta^2}{w_0^2} + \frac{w_0^4}{4(1 + \cos^2 \beta)^2} [(Y_1^2 - Y_2^2) X_1] \right\}. \quad (21)$$

Тогда потери на связь (3) для цилиндрического волновода равны:

$$\Lambda = 1 - \exp \left\{ -1,6510^{-5} \left[\left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + 0,59 \left(\frac{l}{a} \right)^2 \right] \delta^2 \right\}, \quad (22)$$

где угол δ выражен в мрад. При $l = 1,3a^2/\lambda$ оптимальный радиус кривизны зеркала $R_{opt} = 2,6a^2/\lambda$, а при $l \geq 13a^2/\lambda - R_{opt} = l$. Аналогичное выражение для потерь на связь квадратного волновода имеет вид:

$$\Lambda = 1 - \exp \left\{ -1,9510^{-5} \left[\left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + 0,41 \left(\frac{l}{a} \right)^2 \right] \delta^2 \right\}. \quad (23)$$

При $l = 1,55a^2/\lambda$ оптимальный радиус кривизны зеркала $R_{opt} = 3,1a^2/\lambda$, а при $l \geq 15,5a^2/\lambda - R_{opt} = l$.

ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ

Для расчета выходной мощности определим коэффициент локальных потерь в резонаторе K_{loss} с учетом потерь на связь. При этом необходимо вместо коэффициентов отражения зеркал ρ_i использовать эффективные коэффициенты отражения:

$$\rho_i^{ef} = \rho_i (1 - \Lambda_i),$$

где $i = 1, 2$ – номер зеркала; Λ_i – определяются по формулам (18), (20) или (22), (23) для плоских или сферических зеркал соответственно с $l = l_i$, $\delta = \delta_i$, а l_i и δ_i – расстояние между i -ым зеркалом и торцом волновода и угол поворота зеркала.

$$K_{loss} = \frac{1}{2L_a} \ln \frac{1}{\rho_1^{ef} \rho_2^{ef}} = \frac{1}{2L_a} \ln \frac{1}{\rho_1 \rho_2} + \frac{1}{2L_a} \ln \frac{1}{(1 - \Lambda_1)(1 - \Lambda_2)} = K_0 + K_1, \quad (24)$$

где L_a – длина активной среды.

С учетом распределенных волноводных потерь выходная мощность пропорциональна выражению $(g_0 / (K_{loss} + \alpha) - 1)^n$, где g_0 – ненасыщенный коэффициент усиления; $n = 1$ при однородном уширении линии перехода и $n = 2$ – при неоднородном. При большом превышении усиления над потерями отношение мощности в разьюстированном резонаторе к мощности в сьюстированном резонаторе определяется выражением:

$$\eta(\delta_1, \delta_2) = \left[\frac{K_0 + \alpha + K_1(0,0)}{K_0 + \alpha + K_1(\delta_1, \delta_2)} \right]^n \approx \left[1 + \frac{\Lambda_1(\delta_1) + \Lambda_2(\delta_2) - \Lambda_1(0) - \Lambda_2(0)}{2L_a(K_0 + \alpha)} \right]^n, \quad (25)$$

где учтена малость потерь на связь.

Рассмотрим, например, волноводный CO_2 -лазер, возбуждаемый ВЧ-разрядом, работающий на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм, с квадратным волноводом, $2a \times 2a = 2,5 \times 2,5$ мм, длиной $L_a = 500$ мм и $K_0 + \alpha = 1,2 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$. Резонатор лазера образован плоскими зеркалами: $l_1 = l_2 = 7$ мм, и при симметричной разьюстировке ($\delta_1 = \delta_2$) выходная мощность снижается на 10 % при $\delta = 0,15$ мрад и на 30 % при $\delta = 0,26$ мрад.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формула (25) вместе с выражениями для потерь на связь (18) и (20) для цилиндрического и прямоугольного в сечении волноводов с плоскими зеркалами или с выражениями (22) и (23) для сферических зеркал устанавливает с достаточной для практических целей точностью зависимость между уровнем снижения выходной мощности лазера $\eta(\delta_1, \delta_2)$ и углами разьюстировки зеркал резонатора. Это позволяет решать поставленную в работе задачу по определению предельных углов разьюстировки, при которых не происходит существенного изменения выходной мощности излучения лазеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
2. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
4. Воронкова Е. М., Дистлер Г. И., Гречушников Б. Н., Петров В. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 333 с.

5. Золоторев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред. Л.: Химия, 1984. 477 с.
6. Пипченко М. И., Рубинов Ю. А. Эффективность селекции поперечных мод волноводом в волноводных лазерах // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 65. № 6. С. 1322–1326.
7. Abrams R. L. Coupling losses in hollow waveguide laser resonators // IEEE J. Quant. Electron. 1972. Vol. 8. № 11. P. 838–843.
8. Cherezov V. M., Mol'kov S. I., Shishkanov E. F., Stepanov V. A. Characteristics of a stab RF-excited CO₂-laser using unstable waveguide resonator // SPIE. 2000. Vol. 4165. P. 157–168.
9. Degnan J. J., Hall D. R. Finite-aperture waveguide-laser resonators // IEEE J. Quant. Electron. 1973. Vol. 9. № 9. P. 901–910.
10. Hill H., Hall D. R. Waveguide laser resonators with a tilted mirror // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. 22. № 7. P. 1078–1087.
11. Laakmann K. D., Steier W. H. Waveguides: characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides // Appl. Opt. 1976. Vol. 15. № 5. P. 1334–1340.
12. Mol'kov S. I. Influence of mirrors misalignment to the output characteristics of wave guide gas-discharge lasers // Proceedings of international scientific seminar (Russia – China) Physics of laser processes and applications (PHLPA-2012), 15–17 October 2012, Ryasan. Ryasan, 2012. P. 171–175.

Mol'kov S. I., Petrozavodsk State University (Petrozavodsk, Russian Federation)

INFLUENCE OF MIRRORS' MISALIGNMENT ON OUTPUT CHARACTERISTICS OF WAVEGUIDE GAS-DISCHARGE LASERS

The influence of waveguide resonator mirrors' misalignment on the output characteristics of waveguide gas-discharge lasers is studied. The waveguide lasers of cylindrical and rectangular section, the feedback in which is carried out by means of flat or spherical mirrors, are considered. The misalignment of mirrors is caused by the influence of external factors (pressure, temperature, vibrations). The calculation model allowing, with sufficient accuracy for practice, establishment of output power dependence from the angle of misaligned mirrors is offered. Approximate analytical calculation is based on the replacement of the real waveguide mode with the suitable Gaussian beam. The obtained data on correlations help to substantiate demands made to holders of optics in cases when external conditions are changed. Thus, a practical task of finding critical angles of misalignment is solved. It will help to avoid critical changes in the output power of radiation lasers.

Key words: the gas-discharge laser, the waveguide resonator, misalignment, losses on communication, output power

REFERENCES

1. Adams M. J. Introduction to optical waveguides. New York, Wiley, 1981. 401 p.
2. Bass F. G., Fuks I. M. *Rasseyanie voln na statisticheski nerovnoy poverhnosty* [Dispersion of waves on statistically rough surface]. Moscow, Nauka Publ., 1972. 424 p.
3. Born M., Wolf E. *Osnovy optiki* [Principles of Optics]. Moscow, Nauka Publ., 1973. 720 p.
4. Voronkova E. M., Distler G. I., Grechushnikov B. N., Petrov V. P. *Opticheskie materialy dlya infrakrasnoy tekhniki* [Optical materials for infrared equipment]. Moscow, Nauka Publ., 1965. 333 p.
5. Zolotarev V. M., Morozov V. N., Smirnova E. V. *Opticheskie postoyannye prirodnykh i tekhnicheskikh sred* [Optical constants of natural and technical environment]. Leningrad, Khimiya Publ., 1984. 477 p.
6. Pipchenko M. I., Rubinov Ju. A. Efficiency of selection of transversal mode by waveguide in the waveguide lasers [Effektivnost' selektsii poperechnykh mod volnovodom v volnovodnykh lazerakh]. *Optika i spektroskopiya* [Optics and spectroscopy]. 1988. Vol. 65. № 6. P. 1322–1326.
7. Abrams R. L. Coupling losses in hollow waveguide laser resonators // IEEE J. Quant. Electron. 1972. Vol. 8. № 11. P. 838–843.
8. Cherezov V. M., Mol'kov S. I., Shishkanov E. F., Stepanov V. A. Characteristics of a stab RF-excited CO₂-laser using unstable waveguide resonator // SPIE. 2000. Vol. 4165. P. 157–168.
9. Degnan J. J., Hall D. R. Finite-aperture waveguide-laser resonators // IEEE J. Quant. Electron. 1973. Vol. 9. № 9. P. 901–910.
10. Hill H., Hall D. R. Waveguide laser resonators with a tilted mirror // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. 22. № 7. P. 1078–1087.
11. Laakmann K. D., Steier W. H. Waveguides: characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides // Appl. Opt. 1976. Vol. 15. № 5. P. 1334–1340.
12. Mol'kov S. I. Influence of mirrors misalignment to the output characteristics of wave guide gas-discharge lasers // Proceedings of international scientific seminar (Russia – China) Physics of laser processes and applications (PHLPA-2012), 15–17 October 2012, Ryasan. Ryasan, 2012. P. 171–175.

Поступила в редакцию 17.07.2013