

Передача и самоизображение субмиллиметровых лазерных пучков в металлических прямоугольных волноводах

А.В.Володенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков

На основе представления входного поля в виде спектра распространяющихся мод развита модовая методика расчета распространения излучения в металлических прямоугольных волноводах при их возбуждении линейно поляризованными гауссовыми пучками. Теоретически и экспериментально изучены условия оптимального возбуждения, определена степень поляризации и рассмотрены условия восстановления пучков субмиллиметрового излучения при их передаче по волноводу.

Ключевые слова: субмиллиметровый лазер, металлический прямоугольный волновод, модовый подход, возбуждение, поляризация, восстановление.

1. Введение

К числу основных научно-технических задач, возникающих при освоении субмиллиметрового (СММ) диапазона, относится и задача создания каналирующих систем. Для ее решения было предложено использовать квазиоптические передающие тракты – линзовые и зеркальные линии, полые сверхразмерные волноводы и микрополосковые линии [1]. Целенаправленное получение необходимых для того или иного случая характеристик при использовании полого волновода возможно путем выбора как структуры отражающей границы, так и формы поперечного сечения. В литературе имеются данные о теоретических и экспериментальных исследованиях передачи излучения СММ газоразрядных лазеров и лазеров с оптической накачкой в полых круглых волноводах [2–10]. Однако с точки зрения поляризационной устойчивости эта форма поперечного сечения не представляется оптимальной. Данные о передаче СММ лазерного излучения по прямоугольным волноводам практически отсутствуют. Для разработки линий передачи такого излучения на основе прямоугольных волноводов необходимо иметь сведения о потерях энергии неоднородных пучков излучения в подобных системах, об условиях их оптимального возбуждения, о характере и величине искажений, вносимых в транспортируемый сигнал, а также о путях их минимизации [11].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется передача пучков СММ лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности по полым металлическим прямоугольным волноводам для нахождения условий их оптимального возбуждения, минимальной деполяризации, неискаженной передачи исходного пучка и выработки рекомендаций по использованию данных волноводов в СММ линиях передачи.

А.В.Володенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков. Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Украина, 61077 Харьков, пл. Свободы, 4; e-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 15 июля 2005 г., после доработки – 24 октября 2005 г.

2. Теоретические соотношения

2.1. Передача излучения

Пусть на входной торец волновода, расположенного вдоль оси z , размеры которого в поперечной плоскости x, y составляют $2a \times 2b$ ($a > b$) (рис.1), падает линейно поляризованный осесимметричный гауссов пучок излучения, вектор поляризации которого направлен вдоль широкой или узкой стенки волновода; соответственно электрическое поле $E_0 = x_0 E_0(x, y, 0)$ или $E_0 = y_0 E_0(x, y, 0)$ в плоскости источника $z = 0$ имеет вид

$$E_0(x, y, 0) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{w_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right), \quad (1)$$

где x_0, y_0 – орты декартовых координат в x - и y - направлениях; w_0 – радиус пучка по амплитуде на уровне e^{-1} от ее максимального значения.

Как известно [12], поперечные составляющие электрического поля в металлическом волноводе могут быть представлены в виде разложения в ряд по ортогональным волноводным ТЕ- и ТМ-модам. Нормированные поперечные компоненты электрического поля для волн прямоугольного волновода в нашем случае имеют следующий вид:

$$V_{mn}^{\text{TE}}(x, y) = x_0 \frac{1}{2b} \frac{n(\epsilon_m \epsilon_n)^{1/2}}{(m^2 b/a + n^2 a/b)^{1/2}} \cos\left[\frac{m\pi}{2a}(x+a)\right] \times$$

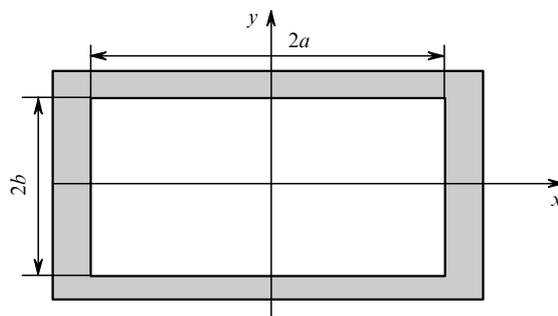


Рис.1. Сечение прямоугольного волновода.

$$\times \sin \left[\frac{n\pi}{2b}(y+b) \right] - y_0 \frac{1}{2a} \frac{m(\varepsilon_m \varepsilon_n)^{1/2}}{(m^2b/a + n^2a/b)^{1/2}}$$

$$\times \sin \left[\frac{m\pi}{2a}(x+a) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{2b}(y+b) \right],$$

где $m, n = 0, 1, 2, \dots$ (тип моды с $m = n = 0$ не существует);

$$\varepsilon_{m,n} = \begin{cases} 1 & \text{при } m, n = 0, \\ 2 & \text{при } m, n \neq 0; \end{cases}$$

$$V_{mn}^{\text{TM}}(x, y) = -x_0 \frac{1}{a} \frac{m}{(m^2b/a + n^2a/b)^{1/2}} \cos \left[\frac{m\pi}{2a}(x+a) \right]$$

$$\times \sin \left[\frac{n\pi}{2b}(y+b) \right] - y_0 \frac{1}{b} \frac{n}{(m^2b/a + n^2a/b)^{1/2}}$$

$$\times \sin \left[\frac{m\pi}{2a}(x+a) \right] \cos \left[\frac{n\pi}{2b}(y+b) \right];$$

$m, n = 1, 2, 3, \dots$

Тогда на расстоянии L от входного торца волновода распределение поля в его поперечном сечении

$$E(x, y, L) = \sum_{m,n} C_{mn} V_{mn}^{\text{TE}}(x, y) \exp(i\gamma_{mn}^{\text{TE}}L)$$

$$+ \sum_{m,n} D_{mn} V_{mn}^{\text{TM}}(x, y) \exp(i\gamma_{mn}^{\text{TM}}L), \quad (2)$$

где амплитуды C_{mn} и D_{mn} мод, возбужденных на входе волновода, определяются соотношениями

$$C_{mn} = \iint E_0 V_{mn}^{\text{TE}} dS, \quad D_{mn} = \iint E_0 V_{mn}^{\text{TM}} dS.$$

Здесь $\gamma_{mn} = \beta_{mn} + i\alpha_{mn}$ – постоянные распространения для ТЕ- и ТМ-мод [12].

Мощность излучения, проходящего через данное поперечное сечение,

$$P_{\text{out}}(L) = \sum_{mn} |C_{mn}|^2 \exp(-2\alpha_{mn}^{\text{TE}}L)$$

$$+ \sum_{mn} |D_{mn}|^2 \exp(-2\alpha_{mn}^{\text{TM}}L).$$

Полученные соотношения позволяют определить коэффициент передачи излучения в волноводе $T(L)$ и степень поляризации выходного излучения $\Pi(L)$:

$$T(L) = \frac{P_{\text{out}}(L)}{P_{\text{in}}}, \quad \Pi(L) = \frac{I_y(L) - I_x(L)}{I_y(L) + I_x(L)},$$

где

$$P_{\text{in}} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_0(x, y, 0)|^2 dx dy$$

– мощность излучения входного пучка;

$$I_{x,y}(L) = \int_{-a}^a dx \int_{-b}^b |E_{x,y}(x, y, L)|^2 dy.$$

2.2. Самоизображение (восстановление) излучения

Возможность передачи изображения по многомодовому волноводу отмечалась еще в [13,14]. Поскольку волны различных мод распространяются в волноводе с разными фазовыми скоростями и затуханиями, то в произвольном сечении волновода $z > 0$ их суперпозиция не повторяет входного распределения поля вида (1) в сечении $z = 0$. Однако в парааксиальном случае, когда $(\lambda/\lambda_{mn})^2 \ll 1$, где

$$\lambda_{mn} = \frac{2}{[(m/2a)^2 + (n/2b)^2]^{1/2}}$$

– критическая длина волны для волноводных ТЕ- и ТМ-мод [12], могут существовать такие синфазные сечения $z = z_s$ ($s = 1, 2, 3, \dots$), в которых соотношения фаз между любыми модами с произвольными индексами mn и kl кратны 2π :

$$\exp[iz_s(\beta_{mn} - \beta_{kl})] = 1. \quad (3)$$

В этих сечениях суперпозиция мод (2) воспроизводит форму входного распределения поля (1) с точностью, определяемой числом разрешенных мод. Условия восстановления формы входного сигнала определяются конкретным видом характеристического спектра фазовых постоянных β_{mn} .

Следуя анализу, проведенному в работах [13, 14], рассмотрим выполнение условий (3) для прямоугольного металлического волновода, характеристический спектр фазовых постоянных которого для ТЕ- и ТМ-мод

$$\beta_{mn} = 2\pi \left[\left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{mn}} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

В этом случае разность фаз φ между волнами любых двух мод с произвольными индексами mn и kl в парааксиальном случае есть

$$\varphi_{mn,kl} \approx 2\pi \frac{z\lambda}{32a^2} \left[k^2 - m^2 + \left(\frac{a}{b} \right)^2 (l^2 - n^2) \right]. \quad (4)$$

В прямоугольном волноводе с целочисленным отношением поперечных размеров (a/b) сумма в квадратных скобках также является целым числом. Из условия кратности 2π разности фаз между модами находим, что равенство

$$z_s = \frac{32a^2}{\lambda} s$$

определяет последовательность синфазных сечений z_s для прямоугольного металлического волновода, в которых суперпозиция парааксиальных мод воспроизводит форму входного поля.

Помимо основных синфазных сечений z_s для специальных видов возбуждения могут существовать и дополнительные. Остановимся на видах специального возбуждения, важных для нашего рассмотрения. Пусть в спектре возбуждения прямоугольного волновода с целочисленным отношением поперечных размеров присутствуют только волноводные ТЕ $_{mn}$ - и ТМ $_{mn}$ -моды с четным числом полуволн поля между центром и стенкой волновода в направлении оси x (см. рис.1), обозначенных индексом m , и нечетным числом полуволн между центром и стен-

кой волновода в направлении оси y , обозначенных индексом n . Тогда из (4) нетрудно показать, что в этом случае синфазные сечения располагаются на расстояниях $z_s = (8a^2/\lambda)s$. Если же в спектре возбуждения присутствуют моды с нечетным индексом m и четным индексом n , то синфазные сечения располагаются на расстояниях $z_s = (4a^2/\lambda)s$.

Однако приведенные выражения дают возможность лишь предсказать примерное расположение синфазных сечений. Причины этого объяснены в [13, 14]. Для определения более точного положения сечений восстановления z_s , исследуемого СММ излучения гауссова профиля и для оценки погрешности этого восстановления необходимо применять развитую выше спектральную методику.

3. Сравнение экспериментальных и численных результатов

Экспериментальные исследования проводились на установке, описанной в [2]. Отличие заключалось в источнике излучения, которым служил оптически накачиваемый СММ лазер на молекуле муравьиной кислоты (НСООН), работающий на длине волны 432.6 мкм. При радиусе кривизны зеркала 5, равном 100 и 50 см, диаметры пучков излучения на уровне $\sim 1/10$ от максимальной интенсивности составили соответственно 6.2 и 3.8 мм. Для формирования пучков меньших диаметров сферическое зеркало 5 заменялось плоским, а на расстоянии 24 см от него устанавливались тефлоновые линзы 6 с фокусными расстояниями 24, 14 и 9 см. При этом в перетяжке формировались пучки с диаметрами 4.4, 3.2 и 2.7 мм соответственно. Измерение диаметров пучков, коэффициента передачи и степени поляризации излучения проводилось аналогично работе [2].

С использованием предложенных методик рассчитаны на ЭВМ и измерены коэффициент передачи и степень поляризации излучения в прямоугольных медных волноводах при их возбуждении линейно поляризованными гауссовыми пучками СММ лазера с полем вида (1). В расчетах для учета поверхностного сопротивления меди использовалось соотношение $R_s = 2.625 \times 10^{-7} (c/\lambda)^{1/2}$ [8]. Относительный радиус пучка $w = w_0/a$ изменялся в диапазоне 0.1–0.9 (в области его «слабой» дифракции [15]).

На рис.2 показаны результаты теоретического и экспериментального исследований зависимости коэффициента передачи излучения T от относительного радиуса w входного пучка в медном волноводе с геометрическими размерами 11×5.5 мм и $L = 500$ мм; вектор поляризации пучка направлен вдоль как широкой, так и узкой стенки волновода. Для этих случаев возбуждения в табл.1 приведены расчетные относительные доли энергий в спектре излучения основных волноводных ТЕ- и ТМ-

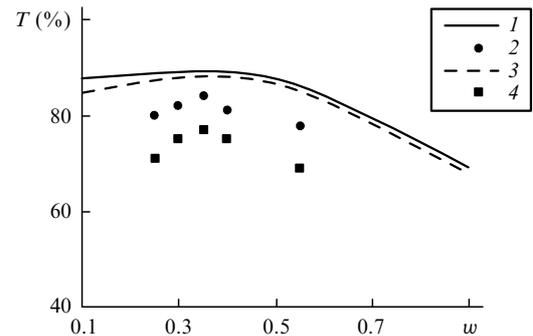


Рис.2. Расчетные (1, 3) и экспериментальные (2, 4) зависимости коэффициента передачи излучения T от относительного радиуса w возбуждающего пучка, линейно поляризованного вдоль широкой (1, 2) и узкой (3, 4) стенок в медном волноводе с размерами $2a = 11$ мм, $2b = 5.5$ мм, $L = 500$ мм.

Табл.2. Коэффициент передачи T для основных собственных волноводных ТЕ- и ТМ-мод при различных индексах мод.

$T(\%)$	n	m			
		0	1	2	3
T_{mn}^{TE}	0	–	89.98	89.97	89.94
	1	94.83	88.07	85.30	83.55
	2	94.72	89.28	87.94	86.43
	3	94.55	89.39	88.68	87.72
T_{mn}^{TM}	1	–	82.69	85.34	87.08
	2	–	81.43	82.64	84.04
	3	–	81.09	81.71	82.57

мод, возникающих на входе волновода. Доли энергий возбуждаемых волноводных мод определялись как

$$U_{mn}^{TE} = \frac{C_{mn}^2}{\sum_{m,n} C_{mn}^2 + D_{mn}^2},$$

$$U_{mn}^{TM} = \frac{D_{mn}^2}{\sum_{m,n} C_{mn}^2 + D_{mn}^2}.$$

Рост коэффициента передачи с увеличением w объясняется ростом в спектре входного излучения относительной доли энергий основных волноводных мод, имеющих более низкие затухания по сравнению с другими модами. Это подтверждается расчетными данными табл.2, где приведен коэффициент передачи излучения для основных собственных волноводных мод исследуемого волновода. Уменьшение T при $w > 0.5$ связано с тем, что часть энергии пучка не входит в волновод. Изменение T в зависимости от направления вектора поляризации возбуждающего пучка вызвано меньшими потерями мод TE_{0n} по сравнению с модами TE_{m0} , которые обеспечивают

Табл.1. Относительные доли энергий U в спектре излучения основных волноводных ТЕ- и ТМ-мод, возбуждаемых на входе волновода гауссовым пучком излучения радиусом w с вектором поляризации, направленным вдоль широкой и узкой стенок волновода.

w	Направление вектора поляризации					
	вдоль широкой стенки волновода			вдоль узкой стенки волновода		
	$U_{01}^{TE} (\%)$	$U_{21}^{TE} (\%)$	$U_{21}^{TM} (\%)$	$U_{10}^{TE} (\%)$	$U_{30}^{TE} (\%)$	$U_{12}^{TM} (\%)$
0.2	17.79	14.60	14.60	23.90	16.12	20.47
0.4	49.86	22.68	22.68	71.19	14.66	10.40
0.6	72.40	13.68	13.68	94.02	2.33	3.20
0.8	77.20	5.99	5.99	98.13	0.03	1.10

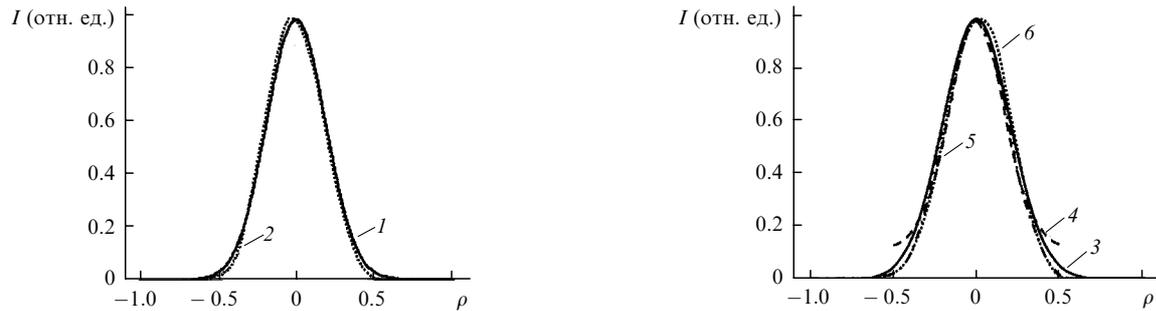


Рис.3. Расчетные (1, 3, 4) и экспериментальные (2, 5, 6) относительные поперечные распределения интенсивности поля на входе (1, 2) и выходе (3–6) волновода (1, 2, 3, 6 – распределения вдоль широкой, 4, 5 – вдоль узкой стенки волновода при $w = 0.37$, $\rho = x/a$).

Табл.3. Относительные доли энергий U в спектре излучения основных волноводных ТЕ- и ТМ-мод при различных индексах мод для пучка излучения радиусом $w = 0.37$, линейно поляризованного вдоль узкой стенки волновода.

U (%)	n	m							
		0	1	2	3	4	5	6	
U_{mn}^{TE}	0	–	71.19	0	14.66	0	0.63	0	
	1	0	0	0	0	0	0	0	
	2	0	0.65	0	0.82	0	0.06	0	
	3	0	0	0	0	0	0	0	
U_{mn}^{TM}	1	–	$\neq 0$	0	0	0	0	0	
	2	–	10.40	0	1.46	0	0.04	0	
	3	–	0	0	0	0	0	0	

передачу пучка излучения с вектором поляризации, направленным соответственно вдоль широкой и узкой стенок волновода (табл.1–3).

Различия в расчетных и экспериментальных данных связаны с нерегулярностью поперечного сечения, шероховатостью поверхности и с возможным различием в расчетных значениях материальных констант для использованного волновода.

Из результатов расчетов и экспериментов следует, что степень поляризации передаваемого излучения в случае прямоугольных металлических волноводов близка к 100 % и сохраняется для всех исследуемых пучков.

На рис.3 приведены экспериментальные и расчетные результаты исследования самоизображения в прямоугольном медном волноводе исходных пучков СММ излучения с полем вида (1), линейно поляризованных вдоль узкой стенки волновода. Как видно из табл.3, при возбуждении волновода таким излучением в спектре сигнала на входе волновода присутствуют только волноводные моды с нечетным индексом m и четным индексом n . В этом случае, в отличие от других видов возбуждения (см. разд.2.2), дополнительные синфазные сечения восстановления пучка расположены на наименьшем расстоянии от входного торца волновода.

Эксперимент проводился на базе медного прямоугольного волновода с геометрическими размерами 11×5.5 мм, для поперечных размеров которого справедлива целочисленность отношения a/b . Длина волновода L , равная 287 мм ($s' \approx 1.03$), была выбрана предварительно из условия синфазного расположения первого дополнительного сечения восстановления для данного пучка излучения ($s = 1$) и уточнена в расчетах с помощью развитой выше спектральной методики. На рис.3 представлены расчетные и экспериментальные относительные поперечные распределения интенсивности поля на входе и выходе волновода для входного пучка излучения радиусом $w = 0.37$. Ненулевое поле на широкой стенке

волновода в сечении восстановления в расчете объясняется наличием на этой стенке поля соответствующих волноводных мод [12], синтезирующих входной пучок излучения.

Погрешности восстановления расчетных и экспериментальных входных относительных поперечных распределений интенсивности поля, представленных на рис.3, рассчитывались следующим образом [16]:

$$\delta_x = \left\{ \int_{-a}^a [I_e(x, 0, L) - I_t(x, 0, L)]^2 dx \right\}^{1/2},$$

$$\delta_y = \left\{ \int_{-b}^b [I_e(0, y, L) - I_t(0, y, L)]^2 dy \right\}^{1/2},$$

где I_e , I_t – экспериментальное и теоретическое относительные распределения интенсивности поля в сечении восстановления соответственно. Наблюдается восстановление входного поля с достаточно малыми погрешностями: $\delta_x = 0.35\%$ и $\delta_y = 0.47\%$.

4. Заключение

Теоретически и экспериментально исследовано распространение линейно поляризованных пучков СММ лазерного излучения гауссова профиля с плоским фазовым фронтом в полых прямоугольных металлических волноводах. На основе представления входного поля в виде спектра распространяющихся мод развита модовая методика расчета передаточных характеристик излучения в таких волноводах.

Изучены условия оптимального возбуждения металлических прямоугольных волноводов и установлено, что при изменении радиуса возбуждающего пучка коэффициент передачи излучения в таких волноводах изменяется слабо, а выраженный оптимум, в отличие от диэлектрических волноводов, отсутствует. Степень поляриза-

ции передаваемого излучения близка к 100 % и сохраняется для всех исследуемых пучков.

Рассмотрены условия неискаженной передачи гауссовых пучков СММ излучения в полых металлических прямоугольных волноводах и показана возможность практической реализации самоизображения на наименьшем расстоянии от входного торца в случае целочисленного отношения поперечных размеров волновода при его длине, примерно равной учетверенному отношению квадрата полуширины широкой стенки к длине волны.

1. Мернакри В.В. *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*, **12**, 1 (2002).
2. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 175 (2005).
3. Ensheng F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 702 (1996).
4. Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 480 (1990).
5. Belland P., Crenn J.P. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **10**, 1279 (1989).
6. Frost B.S., Gourlay P.M. *Appl. Opt.*, **26**, 5112 (1987).
7. Crenn J.P. *Appl. Opt.*, **24**, 3648 (1985).
8. Roser H.P., Yamanaka M., Wattenbach R., Schultz G.V. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **3**, 839 (1982).
9. Crenn J.P. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, **27**, 573 (1979).
10. Kneubuhl F.K., Alfolter E., in *Infrared and Millimeter Waves* (New York: Acad. Press, 1979, Vol. 1, p. 235).
11. Фесенко В.С., Рогожникова О.А. *Оптика и спектроскопия*, **97**, 498 (2004).
12. *Справочник по волноводам*. Пер. с англ. под ред. Я.Н.Фельда (М.: Сов. радио, 1952).
13. Ривлин Л.А., Шильдяев В.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11**, 572 (1968).
14. Григорьева Е.Е., Семенов А.Т. *Квантовая электроника*, **5**, 1877 (1978).
15. Belland P., Crenn J.P. *Appl. Opt.*, **21**, 522 (1982).
16. Василенко Г.И., Тараторин А.М. *Восстановление изображений по проекциям* (М.: Радио и связь, 1986).