

Поляризационные свойства излучения мощных технологических многотрубчатых CO₂-лазеров

М.Г.Галушкин, А.М.Забелин, Е.В.Зеленов, А.В.Коротченко, В.Н.Черноус

Исследована поляризация излучения мощных технологических однолучевых многоканальных CO₂-лазеров с диффузионным охлаждением. Определены условия возникновения линейной и эллиптической поляризации, а также состояния поляризационной неустойчивости. Установлена взаимосвязь параметров лазера с его поляризационными характеристиками.

Ключевые слова: CO₂-лазер, поляризация излучения, неустойчивость поляризации, технологический CO₂-лазер.

1. Введение

К современным технологическим лазерам предъявляются высокие требования по качеству излучения, которые включают в себя не только малую угловую расходимость лазерного пучка, но и стабильность и управляемость его параметров, в том числе и состоянием поляризации излучения. Например, круговая поляризация имеет преимущество для резки деталей сложного профиля, потому что позволяет избегать дефектов обработки: скола кромок, непостоянства ширины реза при резке в разных направлениях, образования гратов и др. Линейная поляризация, ориентированная вдоль или поперек направления движения применяется в операциях лазерной сварки. По этим и другим причинам вопросам формирования состояния поляризации в CO₂-лазерах уделяется большое внимание [1–4]. В [1] рассматривались флуктуации поляризации в импульсном CO₂-лазере низкого давления с неустойчивым резонатором. В [2] исследовалось влияние разъюстировки резонатора и других факторов на поляризацию маломощного (около 5 Вт) непрерывного CO₂-лазера. В отличие от рассмотренных в этих работах CO₂-лазеров в мощных непрерывных технологических CO₂-лазерах имеют место более сложные условия, в которых формируется состояние поляризации [4, 5].

Общими факторами, влияющими на состояние поляризации в газовых лазерах, являются следующие:

– Разные потери при отражении от поворотных зеркал излучения с s- и p-состояниями линейной поляризации.

– Поляризационная анизотропия коэффициента усиления лазерной среды, связанная с набегом фазы s-поля-

ризованного излучения относительно p-поляризованного при отражении под некоторым углом от металлических зеркал. Этот фазовый набег может быть достаточно большим при отражении от зеркал с защитными отражающими покрытиями и зависит от технологии их изготовления. Он, как известно, приводит к разному смещению по частоте аксиальных мод с s- и p-состояниями поляризации.

– Вращение поля с помощью повернутых двугранных отражателей с углом между гранями 90°.

Хотя эти факторы известны, они по-разному проявляются в каждом конкретном типе CO₂-лазеров, что приводит к довольно большому разнообразию состояний поляризации излучения этих лазеров: от самого простого случая, когда стабильно генерируется излучение с линейной s-поляризацией до случая поляризационной неустойчивости бифуркационного типа [4].

В настоящей работе экспериментально исследуются и теоретически анализируются поляризационные свойства мощных непрерывных многотрубчатых однолучевых CO₂-лазеров с диффузионным охлаждением и проводится сравнение их состояний поляризации с соответствующими характеристиками мощных CO₂-лазеров с поперечной прокачкой газа.

2. Экспериментальные измерения

В эксперименте использовались одномодовые CO₂-лазеры с диффузионным охлаждением и мощностью излучения от 500 до 700 Вт, разработанные и в последнее время модернизированные в ИПЛИТе РАН совместно с ЗАО «ТехноЛазер». Эти лазеры имеют высокое качество излучения (одна волноводная мода), обладают достаточно большим ресурсом работы в промышленных условиях, очень компактны благодаря отсутствию системы скоростной прокачки газа и, кроме того, имеют относительно низкую стоимость.

Важным элементом в однолучевых многотрубчатых CO₂-лазерах является оптическая система поворота лазерного пучка, от которого зависит пространственное расположение газоразрядных трубок (ГРТ). В настоящее время имеется три типа пространственной компоновки:

М.Г.Галушкин. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святоозерская, 1

Е.В.Зеленов. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святоозерская, 1; ЗАО «ТехноЛазер», Россия, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святоозерская, 1

А.М.Забелин, А.В.Коротченко, В.Н.Черноус. ЗАО «ТехноЛазер», Россия, 140700 Шатура, Московская обл., ул. Святоозерская, 1

Поступила в редакцию 28 августа 2002 г., после доработки – 1 апреля 2003 г.

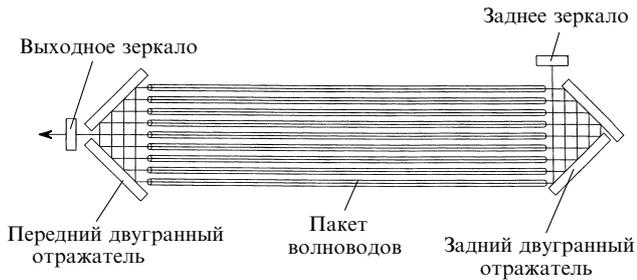


Рис.1. Схема CO₂-лазера с расположением ГРТ в одной плоскости и параллельными двугранными отражателями.

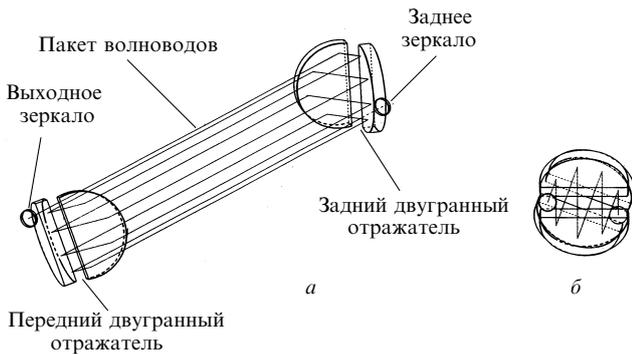


Рис.2. Схема CO₂-лазера с круговым расположением ГРТ и скрещенными двугранными отражателями: общий вид (а), вид с торца (б). Показаны только девять трубок, чтобы не загромождать рисунок.

1. ГРТ расположены эквидистантно в одной плоскости. Оптический резонатор образуется концевыми плоскими зеркалами и двумя поворотными двугранными отражателями, сдвинутыми относительно друг друга в плоскости размещения трубок на половину расстояния между их центрами (рис.1) [6, 7].

2. Все ГРТ расположены с равным шагом по поверхности цилиндра. Резонатор также образуется концевыми зеркалами и двумя двугранными отражателями, повернутыми относительно друг друга на угол, равный половине углового расстояния между трубками (рис.2) [8].

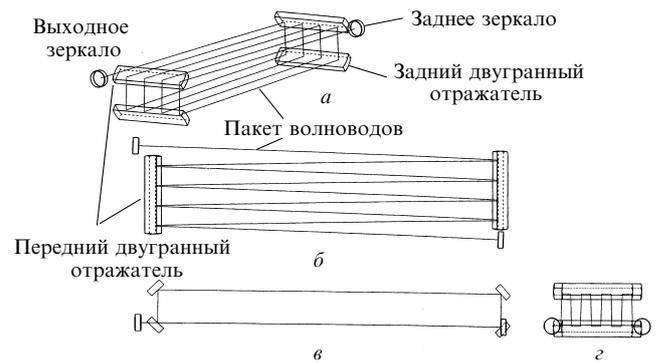


Рис.3. Схема CO₂-лазера с расположением ГРТ в двух плоскостях и параллельными двугранными отражателями: общий вид (а), вид сверху (б), вид сбоку (в), вид с торца (г).

3. ГРТ размещены в двух параллельных слоях по ходу лазерного пучка между двумя параллельно установленными двугранными отражателями, как показано на рис.3. Резонатор образован двумя плоскими зеркалами и двугранными отражателями, которые обеспечивают прохождение лазерного пучка через все ГРТ [9].

Существует схема расположения ГРТ без двугранных отражателей, в которой они заменяются на два сферических зеркала или на одно сферическое и одно плоское зеркало. В последнем случае ГРТ устанавливаются между зеркалами по ходу лазерного пучка, как в резонаторе с объемными многоходовыми модами (М-модами) [10].

В каждом из трех перечисленных случаев для измерения параметров поляризации использовался специально разработанный приемник мощности излучения, показания которого зависят от направления колебания электрического поля [11]. Одновременно мощность излучения фиксировалась обычным поляризационно-изотропным измерителем мощности. В табл.1 представлены параметры используемых в эксперименте CO₂-лазеров трех типов, соответствующих трем типам пространственного расположения трубок. В табл.2 приведены параметры покрытий отражающих поверхностей поворотных призм.

Табл.1.

Параметры волноводного многотрубчатого CO ₂ -лазера	Тип CO ₂ -лазера		
	первый	второй	третий
Длина волны генерации (мкм)	10.6	10.6	10.6
Выходная мощность (Вт):			
максимальная	600	700	1000
номинальная	500	600	700
Параметры импульсно-периодического режима*:			
частота (Гц)	–	≤ 2000	≤ 2000
длительность импульса (мкс)	–	≥ 250	≥ 250
Мода генерации	TEM ₀₀	TEM ₀₀	TEM ₀₀
Количество трубок N	9	20	20
Длина трубки (мм)	2000	1800	1800
Общая длина резонатора L (м)	18	36	36
Внутренний диаметр волноводной трубки (мм)	7	7	7
Диаметр выходного излучения по уровню 1/e ² (мм)	4	4	4
Рабочее давление смеси состава CO ₂ : N ₂ : He = 1 : 2 : 10 (Тор)	40	40	40
Расход газа (л/ч)	2–3	2–3	2–3
Габариты лазера (мм)	200 × 200 × 2100	200 × 200 × 2100	200 × 200 × 2100
Масса лазерной головки без охлаждающей жидкости (кг)	15	15	15

*Для всех типов CO₂-лазеров возможен непрерывный режим работы.

Табл.2.

Тип зеркала	R_s	R_p	$\Delta\varphi$ (°)
Стандартное зеркало с защитным покрытием	0.992	0.985	7
Высокоотражающее зеркало	0.995	0.993	0.3

Примечание: R_s и R_p – коэффициенты излучения с s- и p-состояниями поляризации.

Для первого типа CO₂-лазеров измерения показали стабильную линейную s-поляризацию, т. е. направление колебаний электрического поля параллельно ребру отражающих призм. В лазерах второго типа наблюдается эллиптическая поляризация, но с очень вытянутым эллипсом. Отношение длин малой и большой осей составляет около 1/100. Такую поляризацию можно считать практически линейной. При использовании зеркал с фазовым сдвигом при отражении $\Delta\varphi = 7^\circ$ она ориентирована под углом $\Theta = 23^\circ$ к ребру двугранного отражателя. С течением времени, приблизительно через 1500 ч работы лазера, угол Θ увеличивается до 30° .

В отдельных случаях, когда использовались высокоотражающие зеркала с $\Delta\varphi = 0.3^\circ$, наблюдалась временная нестабильность поляризации, при этом направление большой оси эллипса случайным образом менялось на $\pm 90^\circ$. С ростом мощности энерговыклада в разряд и соответственно мощности излучения эти неустойчивые состояния поляризации повторялись через определенный интервал значений тока. На начало возникновения (по току) неустойчивого состояния поляризации влияют также состав смеси, ее давление, длина резонатора и другие факторы.

В лазере третьего типа поляризация была всегда стабильной и линейной, но направление колебаний электрического поля составляло небольшой угол с ребром отражателей (s-поляризация).

3. Теоретический анализ

В лазерах первого типа на состояние поляризации могут оказывать влияние только первые два из перечисленных выше факторов. Проведем их оценки. При наличии N трубок распределенные потери на отражение от двугранных отражателей

$$\beta \approx \frac{N-1}{N} \frac{1-R^2}{L_a}, \quad (1)$$

где L_a – активная длина одной ГРТ; R – коэффициент отражения от оптической поверхности двугранного отражателя, причем $1-R^2 \ll 1$. При большом числе трубок N величина β практически не зависит от N , поэтому равенство (1) запишем в виде

$$\beta \approx \frac{1-R^2}{L_a}. \quad (2)$$

Для разности потерь световых волн с s- и p-состояниями поляризации имеем выражение

$$\Delta\beta = \beta_p - \beta_s = \frac{R_p^2}{L_a} \left(\frac{R_s^2}{R_p^2} - 1 \right). \quad (3)$$

С другой стороны из теории отражения световых волн от поглощающих сред известно, что фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ при отражении зависит от состояния поляризации:

$$\frac{\rho_s}{\rho_p} = \left(\frac{R_s}{R_p} \right)^{1/2} \exp(i\Delta\varphi),$$

где ρ_s, ρ_p – комплексные коэффициенты отражения световых волн с s- и p-состояниями поляризации. Вследствие отличия $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$ от нуля резонансные линии оптического резонатора для волн с двумя различными состояниями поляризации смещаются на частотный интервал

$$\Delta\nu = \nu_s - \nu_p = \frac{c}{2L} \frac{\Delta\varphi}{\pi}, \quad (4)$$

где c – скорость света; L – длина резонатора.

Известно, что для однородно-уширенной спектральной линии частотная зависимость коэффициента усиления на единицу длины имеет вид

$$g = \frac{\alpha}{1 + [(v - v_0)/\Delta\nu_0]^2}, \quad (5)$$

где α – коэффициент усиления на единицу длины в центре спектральной линии с частотой v_0 ; $\Delta\nu_0$ – полуширина этой линии.

Из (5) нетрудно получить, что разность коэффициентов усиления волн с s- и p-состояниями поляризации

$$\begin{aligned} \Delta g &= g_s - g_p \\ &= \alpha \frac{[(v_0 - v_p) + (v_0 - v_s)](v_s - v_p)}{\Delta\nu_0^2 \{1 + [(v_s - v_0)/\Delta\nu_0]^2\} \{1 + [(v_p - v_0)/\Delta\nu_0]^2\}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку максимальные частотные отстройки $v_0 - v_p$ и $v_s - v_p$ не превышают интервала между аксиальными модами $c/(2L)$, который существенно меньше $\Delta\nu_0$, то выражение (6) упрощается:

$$\Delta g = \alpha \frac{[(v_0 - v_p) + (v_0 - v_s)](v_s - v_p)}{\Delta\nu_0^2}. \quad (7)$$

В этой формуле коэффициент α можно принять равным насыщенному коэффициенту усиления:

$$\alpha = \frac{1}{2NL_a} |\ln r|, \quad (8)$$

где r – коэффициент отражения выходного зеркала.

Теперь можно оценить относительную роль поляризационной анизотропии поглощения и усиления, полагая в (7), что максимально допустимые отстройки

$$\nu_s - \nu_p = \frac{c}{2L}, \quad \nu_0 - \nu_p = \frac{c}{2L}, \quad \nu_0 - \nu_s = \frac{c}{L}.$$

В результате получаем

$$\Delta g_{\max} = -\frac{3}{4} \alpha \left(\frac{c}{L} \right)^2 \frac{1}{\Delta\nu_0^2}. \quad (9)$$

Для расчетов используем следующие параметры технологического лазера первого типа (табл.1): $L_a = 150$ см, $R_s = 0.995$, $R_p = 0.993$, $L = 1800$ см, $r = 0.13$, $\Delta\nu_0 = 250$ МГц. Даже для выбранных высокоотражающих двугранных отражателей и при условии максимально возможной поляризационной анизотропии усиления для этого типа CO₂-лазера получаем, что $\Delta g_{\max} < \Delta\beta$. Следовательно, основным фактором, влияющим на состояние

поляризации, является поляризационная анизотропия поглощения на оптических поверхностях двугранных отражателей. Поэтому должна генерироваться световая волна с s-поляризацией, обладающая наименьшими потерями, причем направление колебаний электрического поля параллельно ребрам двугранных отражателей. Таким образом объясняется наблюдаемая в экспериментах стабильная линейная s-поляризация излучения технологических CO₂-лазеров первого типа.

В отличие от технологических CO₂-лазеров с поперечной прокачкой газа, в которых возникают условия, обеспечивающие выполнение равенства $\Delta\beta = \Delta g$ и, следовательно, приводящие к появлению режимов поляризационной неустойчивости, в том числе и бифуркационного характера [4], в лазерах первого типа этого не происходит. Причинами такого различия являются отражения под сравнительно большим углом (45°) в двугранных отражателях, при котором увеличивается разность потерь $\Delta\beta$, а также влияние большой длины резонатора, с чем связано уменьшение частотного интервала между аксиальными модами.

Далее проанализируем поляризационные свойства CO₂-лазеров второго типа. Основная особенность этих лазеров – скрещенные двугранные отражатели в резонаторе, которые вызывают вращение поля. В таких резонаторах, как известно, даже в отсутствие потерь устанавливается поляризационная мода, в общем случае – с эллиптической поляризацией [12]. Другими словами, само вращение поля и фазовый сдвиг при отражении s- и p-компонент электрического вектора становятся определяющими факторами, формирующими состояние поляризации.

В рассматриваемом резонаторе все отражающие оптические элементы только преобразуют поляризацию, но не нарушают ее, т.е. нет, например, рассеивающих элементов. Поэтому определение состояния поляризации можно проводить в рамках формализма матриц Джонса [13].

Сначала для наглядности остановимся на случае трех ГРТ, тогда нетрудно убедиться в том, что матрица полного обхода резонатора

$$T = DB(AB)D(BA)^2, \tag{10}$$

где A – матрица поворота; B – матрица отражения от двух зеркальных поверхностей двугранного отражателя; D – матрица отражения от плоского зеркала, причем

$$A = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix},$$

$$B = \begin{pmatrix} R_p^{1/2} & 0 \\ 0 & R_p^{1/2} \exp(-2i\Delta\varphi) \end{pmatrix},$$

$$D = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Для четырех трубок матрица полного обхода резонатора принимает следующий вид:

$$T = DB(AB)^2AD(BA)^3. \tag{11}$$

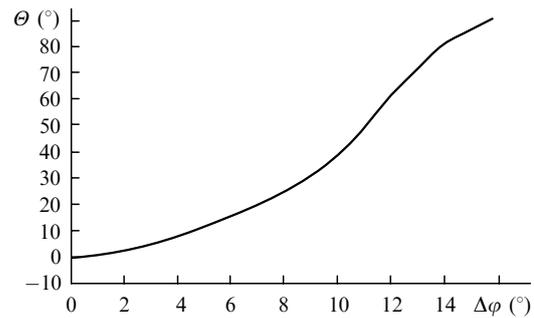


Рис.4. Расчетная зависимость угла поворота плоскости поляризации Θ от фазового сдвига $\Delta\varphi$ при отражении от поворотных зеркал.

Нетрудно обобщить выражения (10) и (11) на случаи нечетного и четного числа трубок:

$$T = DB(AB)^{N-2}D(BA)^{N-1}, \quad N - \text{нечетное число}, \tag{12}$$

$$T = DB(AB)^{N-2}AD(BA)^{N-1}, \quad N - \text{четное число}.$$

Поляризационная мода должна удовлетворять матричному уравнению

$$T \begin{bmatrix} e_p \\ e_s \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} e_p \\ e_s \end{bmatrix}. \tag{13}$$

Обозначим собственные значения этого уравнения λ_i ($i = 1, 2$), причем $1 - \lambda_i$ характеризуют потери каждого из собственных состояний поляризации. Для $N = 20$ численным методом на ПК находились решения для разных фазовых набегов $\Delta\varphi$.

Расчеты показали, что поляризация выходного излучения была эллиптической, но с очень вытянутым эллипсом (отношение длин большой и малой осей близко к 100/1). Такую поляризацию можно считать практически линейной. На рис.4 приведена расчетная зависимость угла поворота плоскости поляризации от возможных фазовых сдвигов $\Delta\varphi$. Так, для значения $\Delta\varphi = 7^\circ$, которое использовалось в эксперименте (табл.2), из рис.4 получаем угол поворота $\Theta = 20^\circ$, что хорошо совпадает с экспериментальным значением $\sim 23^\circ$. Расчеты также согласуются с наблюдаемым в эксперименте поворотом плоскости поляризации при длительной работе лазера, когда из-за старения зеркал фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ увеличивается от начального значения 7° до $\sim 10^\circ$. Это приводит к изменению угла Θ до $\sim 30^\circ$ (рис.4).

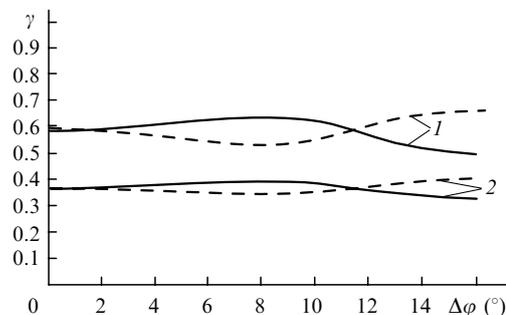


Рис.5. Расчетные зависимости потерь $\gamma = 1 - \lambda$ мод со взаимноперпендикулярными направлениями поляризации за полный обход резонатора от фазового сдвига $\Delta\varphi$ при отражении от поворотных зеркал с коэффициентами отражения $R_s = 0.992$, $R_p = 0.985$ (1) и $R_s = 0.995$, $R_p = 0.993$ (2).

На рис.5 представлены потери γ за полный обход резонатора двух поляризационных мод со взаимно перпендикулярными направлениями колебаний электрического поля для разных фазовых сдвигов $\Delta\varphi$. Видно, что в широкой области значений $\Delta\varphi$ реализуется одно состояние поляризации, обладающее меньшими потерями. При этом можно не учитывать поляризационную анизотропию усиления, т.е. второй из трех указанных выше факторов. Однако существуют небольшие интервалы $\Delta\varphi$, в которых потери двух поляризационных состояний различаются очень мало. Вблизи $\Delta\varphi$, при которых происходит пересечение двух кривых потерь, могут возникать условия для поляризационной неустойчивости, когда малые возмущения оптической длины резонатора в результате поляризационной анизотропии усиления способны вызывать переключения из одного поляризационного состояния в другое, различающиеся поворотом большой оси эллипса на угол $\pi/2$.

Важно отметить, что поляризационная неустойчивость может быть бифуркационного типа; она реализуется вследствие светоиндуцированного тепловыделения по следующей схеме [14, 15]:

$$\delta I \uparrow \rightarrow \delta Q \uparrow \rightarrow \delta T \uparrow \rightarrow \delta \rho \downarrow \rightarrow \delta n \downarrow \rightarrow \delta L_{\text{оп}} \downarrow \rightarrow \delta(\alpha_s - \alpha_p) \uparrow,$$

где приведены вариации интенсивности излучения, тепловыделения в активной среде, температуры, плотности, показателя преломления, оптической длины резонатора и, наконец, разности коэффициентов усиления s- и p-составляющих поляризации.

При использовании в эксперименте высокоотражающих зеркал (табл.2) с малым сдвигом фазы $\Delta\varphi = 0.3^\circ$ разность потерь мод с двумя состояниями поляризации, как показывают расчеты (рис.5), становится очень малой и тем самым создаются условия для случайного переключения поляризации из одного состояния в другое и наоборот.

В отличие от CO₂-лазеров с круговой компоновкой в лазерах третьего типа не происходит вращения поля и поляризация формируется почти в таких же условиях, как и в лазерах первого типа. При этом получаем стабильную линейную поляризацию, угол поворота которой одного порядка с углом, под которым падает лазерный пучок на двугранный отражатель (рис.3).

4. Заключение

В мощных однолучевых технологических CO₂-лазерах с диффузионным охлаждением в зависимости от пространственной компоновки трубок реализуются различные состояния поляризации: линейная s-поляризация и эллиптическая. При определенных фазовых набегах между s- и p-составляющими поляризации и отражении от зеркал с защитными отражающими покрытиями наблюдается неустойчивость поляризации в многотрубчатых CO₂-лазерах с пространственной компоновкой трубок на поверхности цилиндра со скрещенными двугранными отражателями. В последнем варианте случайные переключения состояния поляризации обусловлены вырождением по потерям двух поляризационных мод. При этом возможно проявление поляризационной анизотропии усиления.

Специально контролируя фазовый набег и параметры CO₂-лазера, можно получать стабильное состояние поляризации излучения, которое удобнее всего преобразовывать в нужное состояние для конкретной технологической операции внешними фазовращающими зеркалами.

1. Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. *Квантовая электроника*, **12** (2), 306 (1985).
2. Снопко В.Н., Царюк О.В. *ЖПС*, **52** (2), 212 (1989).
3. Bretanaker F., Flocha A., Pavit J., Chiquier J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (1), 348 (1992).
4. Galushkin M.F., Zabelin A.M., Korotchenko A.V., Chernous V.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3688**, 41 (1998).
5. Забелин А.М. Патент РФ № 2113044. *БИ*, № 16 (1998).
6. Васильцов В.В., Зеленов Е.В., Курушин Е.А. и др. *Изв. АН. Сер. физич.*, **57** (12), 123 (1993).
7. Vasil'tsov V.V., Galushkin M.F., Roshin A.P., Solovyov A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4165**, 169 (2000).
8. Забелин А.М., Зеленов Е.В., Сафонов А.Н. Патент РФ № 2097889. *БИ*, № 33 (1997).
9. Забелин А.М. Патент РФ № 2094918. *БИ*, № 33 (1997).
10. Короленко П.В., Макаров В.Г., Степина С.А. *Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия*, **27** (2), 59 (1986).
11. Glebov V.N., Manankov V.M., Malyutin A.M., Golovatjuk N.N., Zastavny Y.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2257**, 225 (1993).
12. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).
13. Jones R.C. *J. Opt. Soc. Am.*, **32**, 486 (1942).
14. Голубев В.С., Галушкин М.Г., Забелин А.М., Панченко В.Я. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53** (6), 1136 (1989).
15. Akirtava D.O., Galushkin M.G., Zabelin A.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4165**, 17 (2000).