

# Высокочастотный планарный CO<sub>2</sub>-лазер с полностью металлической электродно-волноводной структурой и неустойчивым резонатором

А.П.Минеев, С.М.Нефедов, П.П.Пашинин

*Исследованы характеристики излучения планарного CO<sub>2</sub>-лазера, возбуждаемого ВЧ разрядом на частоте 40 МГц с диффузионным охлаждением. Достигнута непрерывная мощность генерации ~50 Вт при КПД ~10 % в одномодовом режиме при расходимости излучения 4–7 мрад, близкой к дифракционной. Для двух типов гибридных волноводно-неустойчивых резонаторов лазера проведено изучение пространственной структуры, выходной мощности, стабильности и качества излучения лазера в зависимости от продольной и угловой настроек зеркал резонатора. Установлено, что для резонатора, соответствующего отрицательной ветви диаграммы устойчивости, разъюстировка зеркал, приводящая к уменьшению на 50 % выходной мощности лазера, равна 0.02 рад, а для резонатора, соответствующего положительной ветви, она приблизительно в 100 раз меньше. Определено, что резонатор, отвечающий отрицательной ветви, на порядок более чувствителен к нарушению конфокальности расположения зеркал при увеличении его длины. Экспериментально изучена зависимость плотности вкладываемой ВЧ мощности от давления рабочего газа в диапазоне 50–110 Тор. В режиме нормальной плотности тока разряда получены плотности мощности 1–4 Вт/см<sup>2</sup>. Эти значения важны для оптимизации и масштабирования генерационных характеристик мощных планарных CO<sub>2</sub>-лазеров.*

**Ключевые слова:** планарный волноводный CO<sub>2</sub>-лазер, высокочастотный разряд, конфокальный гибридный волноводно-неустойчивый резонатор.

## 1. Введение

Планарные волноводные лазеры на молекулах углекислого газа (CO<sub>2</sub>-ПВЛ), возбуждаемые высокочастотным (ВЧ) разрядом с диффузионным охлаждением (без громоздкой системы прокачки рабочего газа), вызывают повышенный интерес исследователей при создании нового поколения недорогих компактных отпаянных газоразрядных лазеров непрерывного и импульсно-периодического действия с киловаттным уровнем выходной мощности и высоким качеством оптического излучения [1–9].

Планарная электродно-волноводная разрядная система в таких лазерах образована, как правило, двумя водоохлаждаемыми металлическими электродами с высоким качеством обработки рабочих поверхностей, которые ограничены одной или двумя диэлектрическими боковыми стенками либо вовсе не имеют стенок. Эта система является вариантом волновода прямоугольного сечения, в котором один из поперечных размеров мал (1–3 мм) и обеспечивает эффективное диффузионное охлаждение плазмы газового разряда, а второй размер меняется в довольно широких пределах, допуская, тем самым, масштабирование площади (и объема) активной среды лазера (исходя из условия получения требуемой выходной мощности) и, при необходимости, сохраняя неизменной длину лазера. Заметим, что под планарной структурой подразумеваются как плоские, так и профилированные щелевые формы разряда. Коаксиальный разряд также может рассматриваться, как разновидность свернутой планарной структуры.

Однородное возбуждение широкоапертурных и протяженных областей активной среды таких лазеров достигается благодаря особенностям пространственной структуры поперечного ВЧ разряда в диапазоне частот 10–150 МГц, обладающего повышенной устойчивостью к переходу разряда из объемного в контрагированное состояние при увеличении как давления рабочего газа (более 100 Тор), так и удельного энерговклада в плазму разряда (более 100 Вт/см<sup>3</sup>). Следует также отметить многообразие конструкторских решений реализаций поперечного ВЧ разряда и открывающуюся здесь возможность непрерывного и импульсно-периодического режимов работы лазеров с частотой повторения импульсов в десятки килогерц.

Что касается конструкции оптического резонатора для планарных лазеров, то здесь применяются как однопроходные, так и многопроходные схемы, позволяющие возбуждать световое поле с большой пространственной когерентностью. Особо следует отметить конфокальный гибридный волноводно-неустойчивый резонатор с односторонним выводом оптического излучения, использование которого в непрерывном CO<sub>2</sub>-ПВЛ с ВЧ возбуждением позволило получить выходную мощность более 1 кВт в одномодовом режиме с высоким качеством лазерного пучка, имеющего расходимость, близкую к дифракционной [2].

Однако реализуются все преимущества CO<sub>2</sub>-ПВЛ только при полной и тщательной оптимизации параметров газоразрядной активной среды, а также при надлежащем выборе конструктивного решения электродно-волноводной разрядной системы и схемы оптического резонатора, определяющих энергетические и пространственные характеристики лазерного излучения. Несмотря на большое число опубликованных работ, посвященных созданию и исследованию ПВЛ, вопросы оптимиза-

А.П.Минеев, С.М.Нефедов, П.П.Пашинин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: mineev@kapella.gpi.ru

ции рабочих параметров таких лазеров и их генерационных характеристик остаются открытыми и требуют дальнейшего изучения.

В связи с этим цель настоящей работы заключалась в создании CO<sub>2</sub>-ПВЛ с полностью металлической (без боковых диэлектрических стенок) электродно-волноводной структурой; проведении экспериментального исследования и численного моделирования характеристик излучения лазера в зависимости от параметров возбуждающего ВЧ разряда – давления газа, удельного энерговклада и вкладываемой мощности; выборе типа и параметров различных схем гибридного волноводно-неустойчивого оптического резонатора лазера, а также в оптимизации указанных параметров и изучении их влияния на энергетические и пространственные характеристики излучения лазера. Кроме того, для двух типов резонаторов проведено детальное изучение и сравнение характеристик пространственной модовой структуры, выходной мощности, стабильности и качества излучения лазера в зависимости от продольной и угловой настройки зеркал резонатора. Исследованы электрические характеристики разряда, параметры и условия его горения в лазерном канале, знание которых существенно облегчает задачу оптимизации параметров ВЧ накачки и выходных характеристик лазеров.

## 2. Конструкция планарного лазера

Схема планарного CO<sub>2</sub>-лазера представлена на рис. 1. Полностью металлическая (без боковых диэлектрических стенок) электродно-волноводная структура образована охлаждаемыми проточной водой алюминиевыми электродами, рабочие поверхности которых отполированы с высоким качеством и имеют размер  $40 \times 400$  мм. Поперечное сечение разряда представляет собой прямоугольник со сторонами  $2b = 3$  мм (межэлектродное расстояние) и  $2a = 40$  мм.

Электродно-волноводная конструкция помещается в кварцевую трубу (длина 580 мм, внутренний диаметр 110 мм) с торцевыми металлическими фланцами, герметично установленными на резиновых прокладках. Юстировочные узлы зеркал оптического резонатора жестко связаны с фланцами кварцевой трубы и стабилизированы четырьмя инваровыми стержнями.

Подвод ВЧ мощности осуществляется от одного края электродов через устройство согласования импедансов

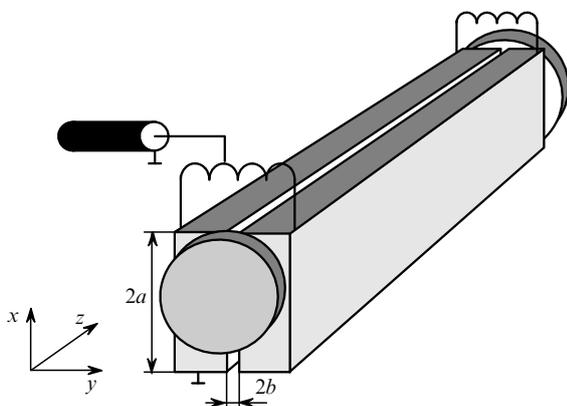


Рис. 1. Схема планарного CO<sub>2</sub>-лазера. Размер рабочей поверхности водоохлаждаемых электродов  $40 \times 400$  мм, межэлектродное расстояние равно 3 мм.

разрядной нагрузки и ВЧ генератора, имеющего активное внутреннее сопротивление 50 Ом и максимальную выходную мощность 600 Вт на частоте 40 МГц. Устройство согласования Г-типа образовано двумя индуктивностями, подстройкой которых обеспечивался эффективный вклад ВЧ мощности в плазму разряда и приемлемый уровень согласования. Отраженная мощность составляла менее 5 % выходной мощности ВЧ генератора накачки в диапазонах изменений вкладываемой мощности 50–600 Вт и давления 50–110 Тор рабочей смеси состава CO<sub>2</sub>: N<sub>2</sub>: He: Xe = 1:1:3:0.25. На другом крае электродов была установлена корректирующая индуктивность для продольного выравнивания ВЧ поля (неоднородность напряжения вдоль электродов (ось z) составляла менее 10 %) [10]. Вкладываемая в разряд ВЧ мощность измерялась при помощи ваттметра, регистрирующего падающую и отраженную мощности, и определялась как их разность. Мощность излучения лазера измерялась ваттметром Coherent-210.

При исследовании лазера использовались гибридные волноводно-неустойчивые асимметричные конфокальные резонаторы с односторонним выводом излучения. Резонаторы неустойчивы вдоль щели (ось x) между электродами и устойчивы поперек щели (ось y) для волноводной моды. Преимущества неустойчивого резонатора позволяют обеспечить хорошие пространственно-частотные характеристики лазера с большим усилением и большим объемом активной среды и дают возможность работать на одной низшей гибридной моде, которая заполняет весь объем резонатора. К важным преимуществам неустойчивого резонатора, как известно, относится также возможность применения только отражательной оптики как для создания резонатора, так и для вывода излучения.

Схемы резонаторов, которые использовались в лазере, приведены на рис. 2. Резонаторы образованы сферическими медными зеркалами с коэффициентами отражения 99 % для излучения с  $\lambda = 10.6$  мкм, которое выводилось из лазера через просветленное окно из ZnSe.

Резонатор первого типа, соответствующий положительной ветви диаграммы устойчивости в «широком» поперечном направлении разрядного канала (ось x), состоит из вогнутого и выпуклого зеркал с радиусами кривизны  $R_1 = 5970$  мм и  $R_2 = -5152$  мм соответственно. Расстояние между зеркалами  $L = (R_1 + R_2)/2 = 409$  мм, коэффициент геометрического увеличения  $M = -R_1/R_2$  за

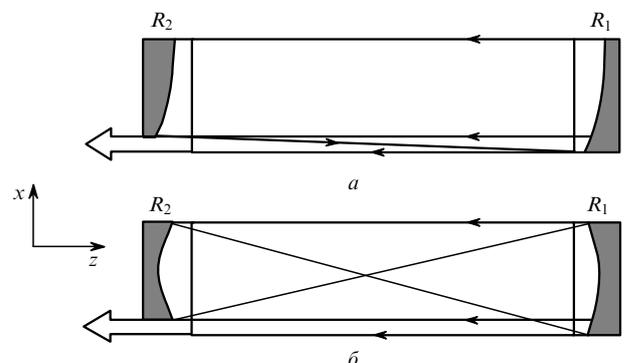


Рис. 2. Схемы используемых в планарном CO<sub>2</sub>-лазере конфокальных гибридных волноводно-неустойчивых резонаторов: первого типа, соответствующего положительной ветви диаграммы устойчивости (a), и второго типа, соответствующего отрицательной ветви диаграммы устойчивости (b).

полный проход в этом случае равняется 1.16. Оптическая ось резонатора проходит вдоль продольного бокового края планарной структуры с противоположной стороны от выходного отверстия связи размером (вдоль оси  $x$ )  $a_0 = 2a(1 - 1/M) \approx 5.5$  мм. Такое отверстие соответствует коэффициенту пропускания выходного зеркала резонатора  $a_0/(2a) = 0.137$  (13.7 %).

Резонатор второго типа, соответствующий отрицательной ветви диаграммы устойчивости, образован вогнутыми зеркалами с радиусами кривизны  $R_1 = 435.5$  мм и  $R_2 = 371.5$  мм. Расстояние между зеркалами  $L = 403.5$  мм, коэффициент геометрического увеличения  $M = -1.17$ . Оптическая ось резонатора смещена на расстояние  $a(1+M)/(1-M) \approx 1.5$  мм от середины широкой стороны планарной структуры в противоположную сторону от выходного отверстия связи размером  $a_0 = 2a(1+1/M) \approx 5.8$  мм, что соответствует коэффициенту пропускания выходного зеркала резонатора 14.7 %.

Несомненным достоинством конструкции является отсутствие в разрядном канале диэлектрических боковых стенок, что обеспечивает более однородное распределение ВЧ напряжения вдоль электродов разрядной структуры и, как следствие, большую продольную однородность плазмы разряда по сравнению со случаем, когда в разрядном канале имеются диэлектрические боковые стенки (из-за эффекта передающей линии). Отсутствие боковых стенок и вертикальное расположение разряда благоприятно также для стабилизации плазмохимического состава рабочей смеси газов вследствие большего диффузионного обмена и наличия конвекционной смены рабочей смеси газов в открытом разрядном канале газом из балластного объема лазера.

Межэлектродный зазор  $2b = 3$  мм был выбран из условия обеспечения хорошего охлаждения рабочего газа и низких волноводных потерь, а также исходя из эмпирической зависимости частоты поля накачки (40 МГц в нашем случае) от межэлектродного расстояния, полученной из условий достижения оптимальных условий лазерной генерации в диапазоне давлений газа 50 – 120 Тор [10].

### 3. Результаты численного моделирования

Известно, что потери на вывод излучения в неустойчивом резонаторе с конечной апертурой определяются как геометрическими, так и дифракционными эффектами. Эти потери достаточно сложно и немонотонно зависят от геометрии резонатора, причем с увеличением числа Френеля среднее значение коэффициента потерь стремится к значению, определяемому геометрическим приближением. Для уменьшения расходимости излучения обычно выбирается конфокальная или телескопическая схема резонатора [11 – 13].

Для такого резонатора, состоящего из зеркал с радиусами кривизны  $R_1$  и  $R_2$ , расстояние между зеркалами  $L = (R_1 + R_2)/2$ , а коэффициент геометрического увеличения  $M = -R_1/R_2$ . Резонатор первого типа образован сферическими зеркалами с радиусами кривизны  $R_1 = 5970$  мм и  $R_2 = -5152$  мм, длина резонатора  $L = 409$  мм. Коэффициент увеличения  $M = 1.16$ , что соответствует работе на положительной ветви неустойчивого резонатора. Для резонатора второго типа зеркала имели радиусы кривизны  $R_1 = 435.5$  мм и  $R_2 = 371.5$  мм,  $L = 403.5$  мм,  $M = -1.17$ , и, следовательно, рассматривалась отрицательная ветвь. Исходя из геометрикооптического при-

ближения, полезные потери на вывод излучения при полном обходе резонатора для указанных двух пар зеркал равны 13.7 % и 14.7 % соответственно.

Распределение поля на выходе резонатора  $W(x, y) = F(x)G(y)$  является произведением двух взаимно независимых функций –  $F(x)$  (низшая мода неустойчивого резонатора) и  $G(y)$  (основная мода щелевого резонатора) – и подробно описано в литературе [12, 13].

Для одномерного случая распределение поля  $F(x)$  в точке  $(x_0, z)$  определяется дифракционным интегралом

$$F(x_0) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda z}} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x) \exp \left\{ ik \left[ z^2 + (x - x_0)^2 \right]^{1/2} \right\} dx, \quad (1)$$

где  $U(x)$  – распределение поля на входе системы;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число. Сохраняя два первых члена

$$ik \left[ z + \frac{(x - x_0)^2}{2z} \right]$$

в разложении выражения в фигурных скобках, приходим к приближению Френеля (параболическому), и тогда формулу (1) можно переписать в следующем виде:

$$F(x_0) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda z}} \exp(ikz) \int_{-\infty}^{+\infty} U(x) \exp \left[ i \frac{\pi}{\lambda z} (x - x_0)^2 \right] dx. \quad (2)$$

Интеграл в (2) известен как свертка распределения поля  $U(x)$  на одном из зеркал с импульсным откликом системы [14]. Это эквивалентно вычислению обратного преобразования Фурье от произведения передаточной функции свободного пространства на фурье-образ транспаранта. Таким образом, вычисление дифракционного интеграла сводится к хорошо известному преобразованию Фурье.

Метод нахождения решения соответствовал предложенному Фоксом и Ли. В качестве начальных распределений выбирались однородные распределения амплитуды и фазы поля на зеркале. Вычисления проводились с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ) и соответствовали 640 точкам для зеркала с апертурой 40 мм. Критерием формирования устойчивой конфигурации поля в резонаторе служила стабилизация (с погрешностью до 1 %) отношения выходной лазерной мощности к мощности излучения, падающего на выходное зеркало. Сходимость решения (число итераций) имела немонотонный характер и зависела от числа Френеля.

Приведенная выше формула (2) получена при упрощении дифракционного интеграла (приближение Френеля) и при условии, что допустима угловая погрешность, равная  $\pi/100$  [14]. Это эквивалентно условию

$$25 \frac{a}{\lambda} < \left( \frac{z}{a} \right)^3, \quad (3)$$

где  $2a$  – апертура выходного зеркала. При разложении в ряд фазового множителя из (1)

$$\left[ z^2 + (x - x_0)^2 \right]^{1/2} \approx z + (x - x_0)^2 \frac{1}{2z} - (x - x_0)^4 \frac{1}{(2z)^3} \quad (4)$$

погрешность первого приближения, равная  $a^4/(2z)^3$ , должна быть много меньше единицы.

Эквивалентное число Френеля  $N_F^{eq}$  для обоих типов резонаторов определяется выражением

$$N_F^{eq} = \frac{|M - 1|}{2M^2} N_F,$$

где  $N_F = a^2/(\lambda L)$  – число Френеля;  $a = 20$  мм. Для первого резонатора получаем  $N_F = 92$ ,  $N_F^{eq} = 5$ , а для второго –  $N_F = 93$ ,  $N_F^{eq} = 73$ . Эквивалентное число Френеля пропорционально разности кривизны зеркала и кривизны волновой поверхности, примыкающей к зеркалу.

Длина нашего резонатора равна примерно 400 мм, поэтому расчеты потерь на излучение для основной моды резонатора проведены с учетом следующего члена в разложении фазового множителя. Результаты расчета для резонатора первого типа приведены на рис.3. Видно незначительное влияние дополнительного слагаемого в фазовом множителе, а его учет приводит к более сглаженной зависимости «полезных» потерь от размера выходного зеркала (числа Френеля).

Квазипериодическая зависимость поведения потерь на излучение для резонатора первого типа от апертуры зеркала (и  $N_F^{eq}$ ) хорошо известна и объясняется дифракционными эффектами на краях зеркала (острый край), приводящими к появлению, кроме неискаженной отраженной волны, дополнительной волны, источником которой служит край зеркала. Это излучение дает начало сходящейся к оси резонатора волне, оказывающей существенное влияние на структуру поля и величину потерь, что характерно для небольших  $N_F^{eq}$ . С увеличением  $N_F^{eq}$  роль дифракции на апертуре зеркал ослабевает. Причина этого – уменьшение относительного дифракционного изменения отраженной волны с увеличением геометрического преобразования волновых фронтов на зеркале. С ростом  $N_F^{eq}$  потери стремятся к их значению в геометрическом приближении [15, 16].

На рис.3 для сравнения приведена зависимость потерь от размера выходного зеркала для резонатора со сглаженной кромкой зеркала. Сглаживание края достигалось тем, что коэффициент отражения зеркала задавался уменьшающимся от единицы до нуля не скачком, а на длине порядка 0.4 мм по закону, близкому к синусоидальному. Отличие потерь в этом случае от потерь в геометрическом приближении (при симметричном расположении выходных отверстий потери будут несколько меньше геометрических) соответствует смещению цент-

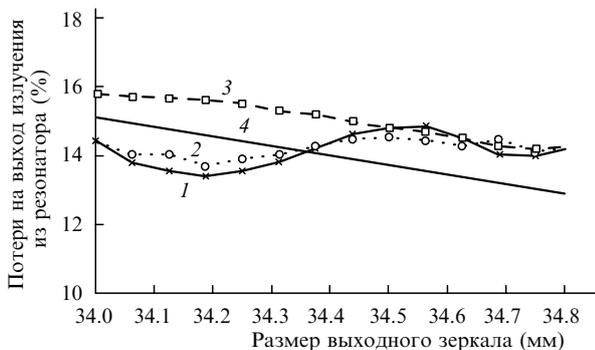


Рис.3. Потери на выход излучения из резонатора первого типа в зависимости от размера выходного зеркала без учета (1) и с учетом (2) поправки в разложении фазового множителя в случае сглаженной кромки выходного зеркала (3) и в геометрическом приближении (4).

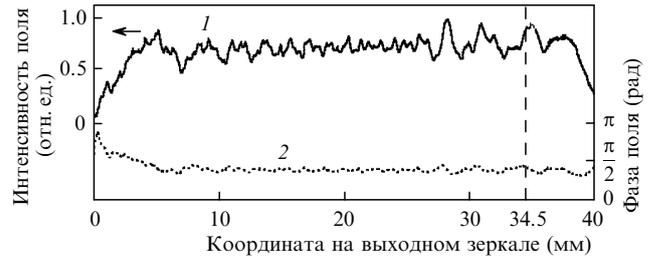


Рис.4. Профили интенсивности (1) и фазы (2) поля на выходном зеркале резонатора первого типа. Размер выходного зеркала составляет 34.5 мм.

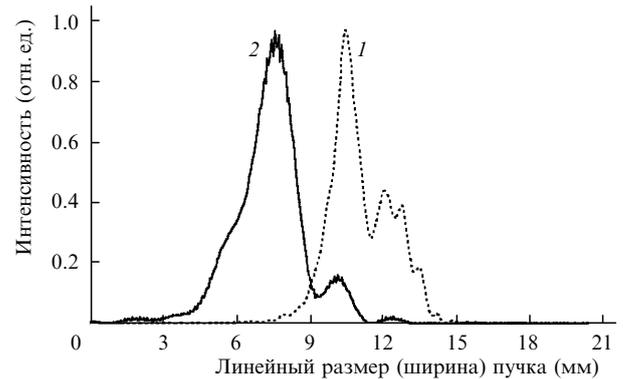


Рис.5. Распределения интенсивности в лазерном пучке вдоль неустойчивой координаты на расстоянии  $z = 20$  (1) и 70 см (2) от выходного зеркала оптического резонатора первого типа.

ра тяжести распределения поля на зеркале к выходному отверстию. Это приводит к некоторому увеличению потерь по сравнению с потерями в геометрическом приближении. При смещении оптической оси внутрь резонатора потери уменьшаются: так, для отверстия связи в зеркале размером 5.5 мм потери равны 14.8 %, при смещении оси на 1 мм – 14 %, а на 2 мм – 12.2 %.

Распределения интенсивности и фазы поля по апертуре выходного зеркала для резонатора первого типа представлены на рис.4. Видно, что эти распределения достаточно равномерны по всей апертуре зеркала (как и внутри резонатора). При неоптимальном расстоянии между зеркалами (т. е. при несогласованных радиусах зеркал) фаза поля приобретает квадратичную модуляцию, поэтому выходной пучок уже не является параллельным. Особенно чувствителен к этому резонатор второго типа, что в данном случае связано с большей (на порядок) кривизной зеркал. Распределения интенсивности поля на расстояниях  $z = 20$  и 70 см от выходного зеркала показаны на рис.5. Расчетные распределения хорошо согласуются с результатами эксперимента.

На рис.6 представлены результаты расчета распределения интенсивности пучка в дальней зоне (фокусе линзы). Заметим, что распределение поля гауссоподобно, хотя и несколько асимметрично. Следовательно, высокое качество лазерного пучка позволяет использовать его для различных, в том числе и технологических, приложений. Угловое распределение в перпендикулярном щели направлении соответствует распределению интенсивности гауссова пучка с радиусом перетяжки  $w_0 \sim 0.7b$  (этот радиус перетяжки отвечает максимальному коэффициенту преобразования волноводной моды в основную гауссовую моду свободного пространства), где  $2b = 3$  мм, что соответствует угловой расходимости  $\theta = 2\lambda/(\pi w_0) = 6.5$

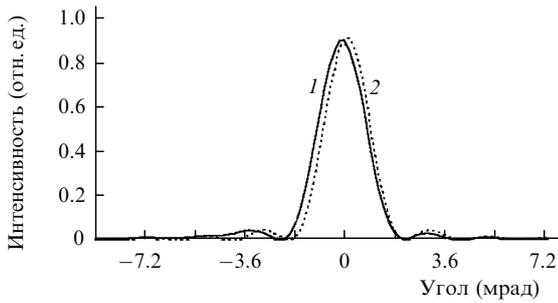


Рис.6. Распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне вдоль неустойчивой координаты для резонатора первого типа с размером отверстия связи в указанном направлении 5.5 мм (1) и при дифракции на щели шириной 5.5 мм (2).

мрад по уровню  $1/e^2$  (или порядка 4 мрад по уровню половинной мощности). Дифракционная расходимость вдоль щели для выходной апертуры  $a_0 = 5.5$  мм, по нашим расчетам, составила около 3.5 мрад.

Потери в волноводе, потери на согласование собственных мод волновода с модами свободного пространства и с зеркалами образуют собственные потери волноводного резонатора. Оценка волноводных потерь, связанных с поглощением в стенках планарного волновода из алюминия (комплексный показатель преломления  $\nu = 20 - 60i$  на  $\lambda = 10.6$  мкм) для излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (ТЕ- или Е-волна), дает величину порядка десятых долей процента.

Расчет потерь на согласование в зависимости от расстояния от края волновода до зеркал проводился аналогично расчету неустойчивого резонатора с привлечением аппарата БПФ на основе уравнения Кирхгофа. Потери рассчитывались для выпуклого ( $R_1 = -5152$  мм), вогнутого ( $R_2 = 5970$  мм) и плоского зеркал. Зазор между электродами составлял 3 мм. Сначала выбиралось распределение поля для основной моды волновода на его выходе, затем находилось распределение поля на зеркале, потом на входе волновода и рассчитывался коэффициент связи поля с полем основной моды волновода. Для сравнения нами проводился расчет для вогнутого зеркала согласно методике, предложенной в статье [17]. Получено практически полное соответствие решению на основе дифракционного интеграла (рис.7).

Проведены расчеты потерь на согласование в зависимости от точности юстировки вогнутого и выпуклого зеркал для основной моды щелевого волновода. Потери для выпуклого и вогнутого зеркал практически совпадают. На рис.8 приведены результаты расчета потерь в

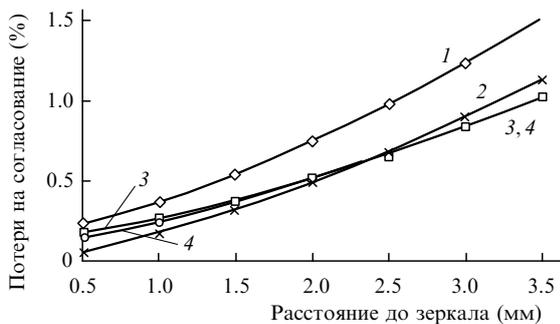


Рис.7. Потери на согласование для основной моды волноводного резонатора в зависимости от расстояния от края волновода до зеркала для выпуклого (1), плоского (2) и вогнутого (3,4) зеркал, рассчитанные по двум методикам (см. текст).



Рис.8. Результаты численного расчета потерь для волноводного (1) и неустойчивого (2) направлений в зависимости от угла наклона (расточки) выходного зеркала в соответствующих направлениях в случае резонатора первого типа.

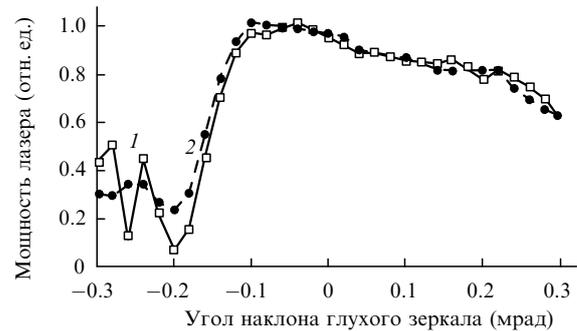


Рис.9. Изменение выходной мощности лазера (численный расчет) для резонатора первого типа в зависимости от разъюстировки глухого зеркала вдоль неустойчивой координаты для выходного зеркала с острым (1) и сглаженным (2) краями.

зависимости от угла наклона выходного зеркала в соответствующих направлениях в случае резонатора первого типа. Видно, что потери резонатора более чувствительны к юстировке в направлении неустойчивой координаты [18].

На рис.9 представлено изменение выходной мощности лазера (численный расчет по формуле Ригрода с учетом распределенных потерь [19]) для выходной апертуры  $5.5 \times 3$  мм резонатора первого типа в зависимости от разъюстировки глухого зеркала вдоль неустойчивой координаты.

Расчетная зависимость потерь от угла наклона выходного зеркала для резонатора второго типа показана на рис.10. Следует отметить, что некоторая периодичность изменения выходной мощности лазера (потерь) в зависимости от угла наклона зеркала наблюдалась и в эксперименте. Отсюда также следует, что резонатор вто-

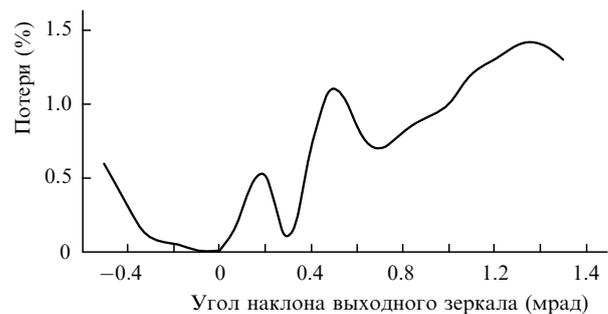


Рис.10. Результат численного расчета потерь в направлении неустойчивой координаты в зависимости от угла наклона (расточки) выходного зеркала в том же направлении для резонатора второго типа.

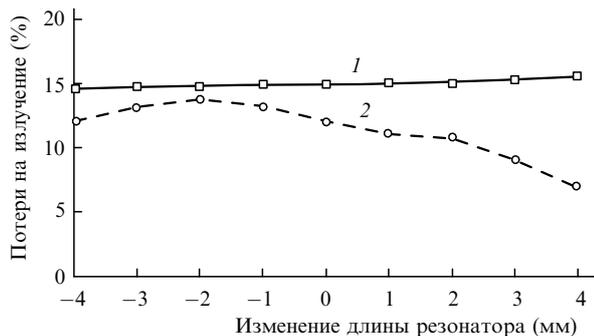


Рис.11. Потери на излучение для резонаторов первого (1) и второго (2) типов в зависимости от отклонения длины резонатора от оптимальной.

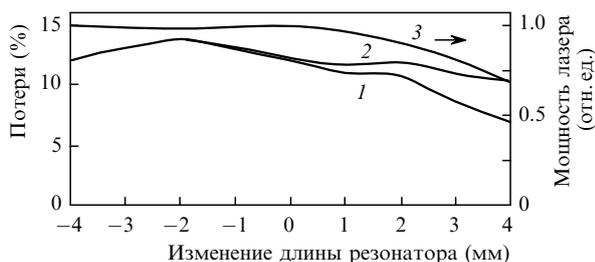


Рис.12. Расчетные апертурные потери (1) и полные потери (2), а также выходная мощность лазера с резонатором второго типа (3) в зависимости от отклонения длины резонатора от оптимальной.

рого типа является, с одной стороны, более стабильным (менее чувствительным к разбюстировке), а с другой – очень критичным к отклонению длины резонатора от оптимальной (рис.11) из-за заметного изменения потерь на излучение (коэффициента пропускания выходного зеркала). Видно, что для резонатора второго типа требуется более точное согласование его длины с радиусами кривизны зеркал [19]. Заметим также, что при оптимальной длине резонатора потери на излучение с учетом волнового рассмотрения несколько меньше, чем потери в геометрическом приближении, равные 14.7 %.

На рис.12 приведены результаты расчета апертурных и полных потерь, а также выходной мощности лазера с резонатором второго типа в зависимости от отклонения длины резонатора от оптимальной.

## 4. Результаты эксперимента

### 4.1. Параметры и характеристики ВЧ разряда

На рис.13 показано семейство кривых, иллюстрирующих зависимость среднеквадратичного значения напряжения  $U_{dis}$  на электродах от вкладываемой в разряд ВЧ мощности  $W_{in}$  при различных фиксированных значениях давления  $p$  рабочей смеси газов. Эти зависимости позволяют, хотя и косвенно, оценить приведенную напряженность электрического поля  $E/N$  в плазме разряда (где  $N$  – концентрация частиц газовой смеси), характеризующую эффективность преобразования вкладываемой мощности в когерентное излучение.

На рис.14 представлена плотность вкладываемой мощности  $W_{in}/S$  (где  $S$  – площадь рабочей поверхности электродов, занимаемой разрядом) в зависимости от давления рабочего газа для случая горения ВЧ разряда в режиме нормальной плотности тока. Величины  $W_{in}/S$  измерялись в момент полного заполнения разрядом площади электродов и для ВЧ разряда в режиме нормальной

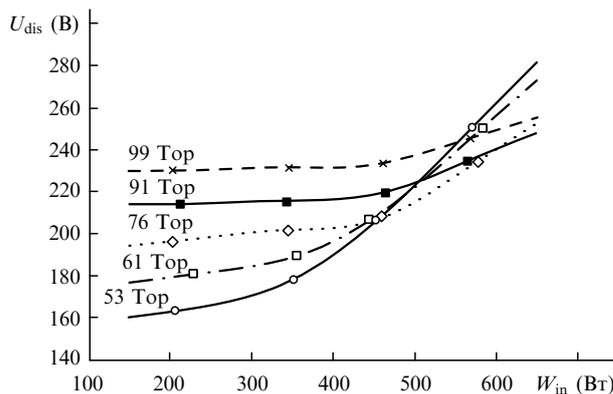


Рис.13. Зависимости напряжения  $U_{dis}$  на электродах от вкладываемой в разряд ВЧ мощности  $W_{in}$  при различных давлениях рабочей смеси состава CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He:Xe = 1:1:3:0.25, межэлектродном расстоянии 3 мм и частоте ВЧ поля 40 МГц.

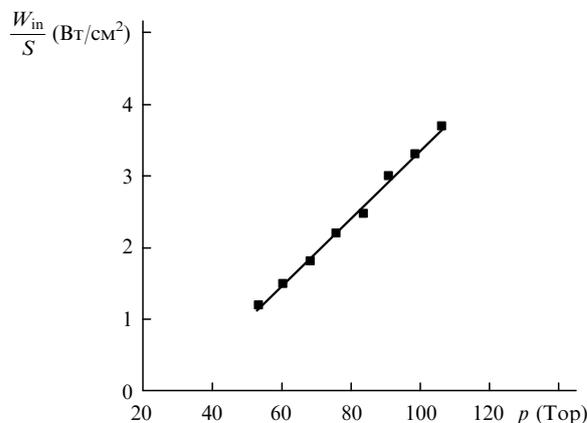


Рис.14. Зависимость плотности вкладываемой мощности  $W_{in}/S$  от давления  $p$  рабочей смеси состава CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He:Xe = 1:1:3:0.25 для ВЧ разряда в режиме нормальной плотности тока при частоте 40 МГц.

плотности тока при давлении рабочего газа  $p = 50 – 110$  Тор оказались равными 1 – 4 Вт/см<sup>2</sup>. Эти данные получены впервые и важны для оптимизации и масштабирования генерационных характеристик мощных планарных CO<sub>2</sub>-лазеров.

### 4.2. Энергетические характеристики лазера

На рис.15 приведена зависимость мощности генерации  $W_{out}$  планарного CO<sub>2</sub>-лазера от давления  $p$  рабочей смеси газов для оптического резонатора первого типа. Зависимость получена при фиксированной вкладываемой в разряд ВЧ мощности  $W_{in} = 600$  Вт.

Динамические возможности планарного лазера иллюстрирует рис.16, где показаны зависимости  $W_{out}$  от

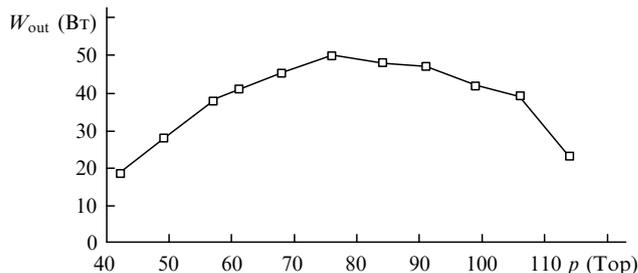


Рис.15. Зависимость выходной мощности лазера  $W_{out}$  от давления  $p$  смеси состава CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He:Xe = 1:1:3:0.25 при  $W_{in} = 600$  Вт и частоте ВЧ поля 40 МГц для оптического резонатора первого типа.

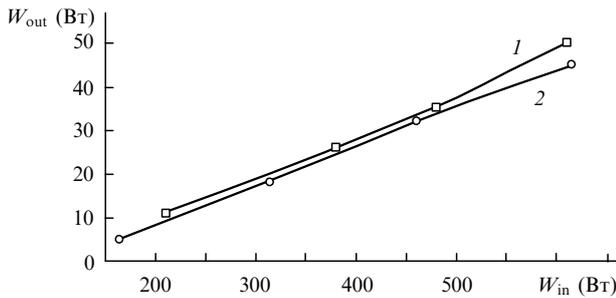


Рис.16. Зависимости выходной мощности лазера  $W_{out}$  от вкладываемой ВЧ мощности  $W_{in}$  для оптических резонаторов первого (1) и второго (2) типов при давлении  $p = 76$  Тор рабочей смеси состава  $CO_2 : N_2 : He : Xe = 1 : 1 : 3 : 0.25$  и частоте ВЧ поля 40 МГц.

вкладываемой мощности  $W_{in}$  для случая, когда давление  $p$  рабочего газа выбрано оптимальным с точки зрения получения максимальной мощности генерации. Эксперимент показал, что выходная мощность почти одинакова для оптических резонаторов обоих типов и что лазер не выходит на режим насыщения. Более того, модуляция  $W_{in}$  (с коэффициентом модуляции до 100 % и частотой 50 Гц) при сохранении средней вкладываемой мощности, что эквивалентно увеличению импульсной мощности в два раза, также привела к двукратному росту импульсной лазерной мощности при сохранении средней выходной мощности на уровне 50 Вт.

В условиях эксперимента максимально возможная вкладываемая в разряд ВЧ мощность  $W_{in}$  составила 600 Вт. Это ограничение не позволило нам в полном объеме продемонстрировать возможности лазера по уровню достижимой выходной мощности  $W_{out}$  и КПД. Тем не менее выполненные в настоящей работе исследования выходных энергетических и пространственных характеристик излучения планарного  $CO_2$ -лазера, а также параметров плазмы ВЧ разряда позволили установить ряд особенностей, которые, по-видимому, являются типичными для планарных лазеров независимо от конструктивного решения электродно-волноводной системы, схемы оптического резонатора и параметров ВЧ накачки.

В нашем случае максимальный удельный энергозатрат в плазму разряда не превышал  $12.5 \text{ Вт/см}^3$ . Численные расчеты и проведенные нами ранее исследования волноводного лазера [10] в условиях, близких к данному эксперименту, показали, что и при энергозатрате  $55 \text{ Вт/см}^3$  сохраняется линейный рост выходной мощности. Все это указывает на реальность достижения с помощью данной модели планарного лазера мощности  $W_{out} \approx 250 \text{ Вт}$ .

На рис.17 представлена зависимость выходной мощности лазера с резонатором второго типа от разбюсти-

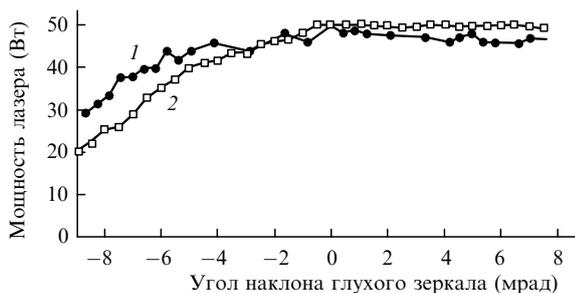


Рис.17. Экспериментальная (1) и рассчитанная численно (2) зависимости выходной мощности лазера от разбюстировки глухого зеркала вдоль неустойчивой координаты для резонатора второго типа.

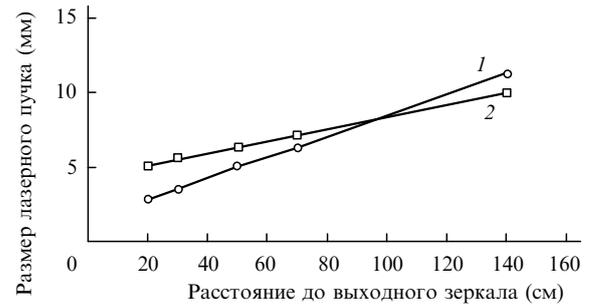


Рис.18. Размер лазерного пучка в волноводном (1) и неустойчивом (2) направлениях в зависимости от расстояния до выходного зеркала для оптического резонатора первого типа при угле  $\theta$ , в котором концентрируется более 90 % энергии пучка, равном 7.5 (1) и 4 мрад (2).

ровки глухого зеркала вдоль неустойчивой координаты. Там же приведен результат численного расчета, хорошо соответствующий экспериментальным данным.

### 4.3. Пространственные характеристики лазерного излучения

На рис.18 приведены размеры лазерного пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях (поперек и вдоль разрядной щели) в зависимости от расстояния  $z$  до выходного зеркала для оптического резонатора первого типа. Размер пучка определяется по уровню 10 % от максимальной интенсивности. Расходимость излучения вдоль волноводного и неустойчивого направлений в этом резонаторе составила 7.5 и 4 мрад соответственно, что хорошо согласуется с оценкой дифракционной расходимости  $\theta = 2\lambda/(\pi w_0)$  для апертуры выходного отверстия  $3 \times 5.5 \text{ мм}$ .

На рис.19 даны экспериментальные распределения интенсивности лазерного излучения вдоль неустойчивой координаты на расстояниях 20 и 70 см до выходного зеркала резонатора, полученные в результате выжигания отверстия лазерным пучком в образце из оргстекла.

## 5. Заключение

Создан и исследован планарный волноводный  $CO_2$ -лазер с полностью металлической электродно-волноводной структурой (без боковых диэлектрических стенок), возбуждаемый ВЧ разрядом на частоте 40 МГц с диффузионным охлаждением. Подробно изучены энергетические и пространственные характеристики излучения ла-

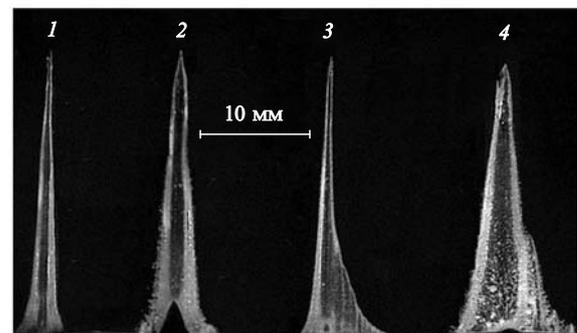


Рис.19. Экспериментальные профили интенсивности выходного лазерного пучка вдоль неустойчивой координаты, полученные в образце из оргстекла для оптических резонаторов второго (1, 2) и первого (3, 4) типов на расстояниях до выходного зеркала  $z = 20$  (1, 3) и 70 см (2, 4).

зера в непрерывном режиме в зависимости от вкладываемой ВЧ мощности (до 600 Вт) и давления рабочей смеси газов (до 110 Тор). Исследованы электрические характеристики разряда, параметры и условия его горения в лазерном канале.

Достигнута мощность непрерывной генерации  $\sim 50$  Вт при КПД около 10 % в одномодовом режиме генерации при расходимости излучения, близкой к дифракционной (4–7 мрад). Измерены значения межэлектродного напряжения ( $U_{\text{dis}} = 150 - 300$  В) и плотности вкладываемой мощности ( $W_{\text{in}}/S = 1 - 4$  Вт/см<sup>2</sup>) для ВЧ разряда в режиме нормальной плотности тока при давлении рабочего газа 40–110 Тор. Эти экспериментальные данные получены впервые и важны для оптимизации и масштабирования генерационных характеристик мощных планарных CO<sub>2</sub>-лазеров. Зависимость выходной мощности лазера от вкладываемой ВЧ мощности линейно растет. Расчет, основанный на экспериментальных данных, указывает на возможность достижения лазерной мощности более 200 Вт без существенного перегрева активной среды.

Экспериментально и методом численного моделирования в планарном CO<sub>2</sub>-лазере исследованы две схемы конфокальных гибридных волноводно-неустойчивых резонаторов (соответствующих положительной и отрицательной ветвям диаграммы устойчивости) с геометрическим увеличением  $M \approx 1.16$ . Для резонаторов обоих типов проведен сравнительный анализ количественных и качественных характеристик стабильности и точности настройки зеркал, мощности и пространственной структуры лазерного излучения.

Выработаны рекомендации по оптимизации модовой структуры и выходных энергетических характеристик лазерного излучения для различных схем оптических резонаторов и по их практическому использованию. Установлено, что для оптического резонатора, соответствующего отрицательной ветви диаграммы устойчивости, разъюстировка зеркал, приводящая к уменьшению на 50 % выходной мощности лазера, равна 0.02 рад, а для резонатора, соответствующего положительной ветви, она примерно в 100 раз меньше. Определено, что резонатор, отвечающий отрицательной ветви, на порядок более чувствителен к нарушению конфокальности расположения зеркал при увеличении его длины.

Полученные в работе результаты эксперимента и численного моделирования хорошо согласуются между собой и с другими имеющимися данными измерений выходных характеристик излучения ПВЛ и параметров ВЧ разряда для различных конструкций CO<sub>2</sub>-лазеров в широких диапазонах удельных энергокладов, давлений рабочего газа и частот ВЧ возбуждения.

К достоинствам исследованного CO<sub>2</sub>-лазера с полностью металлической электродно-волноводной структурой относятся низкая стоимость используемого материала (алюминия); простота обработки поверхностей; воз-

можность непосредственного охлаждения всех стенок волновода; наличие непосредственно в разрядном канале воздушных зазоров, связывающих кратчайшим путем канал с балластным газовым объемом, частично решающее проблемы плазмохимии и долговечности рабочей смеси в отпаянном режиме; большая продольная однородность ВЧ разряда в металлической конструкции по сравнению с диэлектрической.

Дальнейший прогресс в области диффузионных планарных CO<sub>2</sub>-лазеров с ВЧ накачкой связан с исследованием условий протекания тока на границах плазмы ВЧ разряда с электродами, увеличением скорости теплоотвода на стенки разрядной камеры, а также с решением проблем, обусловленных выбором конкретной схемы гибридного волноводно-неустойчивого резонатора.

Результаты данной работы могут быть использованы при разработке и создании CO<sub>2</sub>-лазеров с выходной мощностью  $\sim 1$  кВт, работающих как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме с длительностью лазерных импульсов 10–100 мкс при частотах повторения до 5 кГц и пиковой мощностью  $\sim 10$  кВт.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17624).

1. Jackson P.E., Baker H.J., Hall D.R. *Appl. Phys. Lett.*, **54** (20), 1950 (1989).
2. Colley A.D., Baker H.J., Hall D.R. *Appl. Phys. Lett.*, **61** (2), 136 (1992).
3. Kuznetsov A.A., Ochkin V.N., Udalov Yu.B., Wittman W.J. *Laser Phys.*, **4** (6), 1106 (1994).
4. Леонтьев В.Г., Суханова Н.П., Шишканов Е.Ф. *Квантовая электроника*, **21**, 931 (1994).
5. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P. *Techn. Dig. CLEO/Europe'96* (Hamburg, 1996, CTuN6).
6. Дутов А.И., Евстратов И.Ю., Иванова В.Н., Кулешова А.А., Мотовилов С.А., Новоселов Н.А., Семенов В.Е., Соколов В.Н., Юрьев М.С. *Квантовая электроника*, **23**, 499 (1996).
7. Lapucci A., Labate A., Rossetti F., Mascali S. *Appl. Opt.*, **35**, 3185 (1996).
8. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3686**, 35 (1999).
9. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5137**, 288 (2003).
10. Липатов Н.И., Минеев А.П., Пашинин П.П., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **16**, 938 (1989).
11. Сигмен А.Е. *Труды ИИЭР*, **53**, 318 (1965).
12. Мэйтленд А., Данн М. *Введение в физику лазеров* (М.: Наука, 1978, с. 102).
13. Звелто О. *Физика лазеров* (М.: Мир, 1979, с. 95).
14. Папулис А. *Теория систем и преобразований в оптике* (М.: Мир, 1971).
15. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
16. Ищенко Е.Ф. *Открытые оптические резонаторы* (М.: Сов. радио, 1980).
17. Avriplier S., Verdonck J. *J. Appl. Phys.*, **48**, 4937 (1978).
18. Кузнецов А.А., Очкин В.Н., Ксин Ж. *Препринт ФИАН № 62* (М., 1997).
19. Балакин С.В., Леонтьев В.Г., Рахвалов В.В., Степанов В.А., Шишканов Е.Ф., Юхимук А.А. *ЖПС*, **54** (6), 931 (1991).