# ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ЛАЗЕРНЫХ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

# ОПТИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ С АКСИАЛЬНОЙ ПРОКАЧКОЙ ГАЗА

#### Исполнители работ:

М.Г. Галушкин, В.С. Голубев, В.В. Дембовецкий, Н.Г. Дубровин, Ю.Н. Завалов, В.Е. Завалова, В.Я. Панченко, М.Н.Тарасов

Исследовано влияние газового разряда и лазерной генерации на оптические неоднородности активной среды непрерывных электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров с аксиальной прокачкой газа (АПГ). Приведена методика расчета генерационных характеристик CO<sub>2</sub>-лазера этого типа на основе одномерной кинетической модели с учетом радиальной неоднородности накачки и температуры. В случае накачки в самостоятельном продольном разряде радиальная неоднородность усиления активной среды, обусловленная радиальной неоднородностью температуры и сжатием разряда к осевой области газоразрядной трубки, приводит к снижению энергетической эффективности лазера. Кроме того, исследуется проблема формирования в оптическом лазере нелинейной рассеивающей газовой линзы. Показано существенное влияние на выходные параметры лазера эффекта накопления отрицательных ионов, а также как амбиполярной, так и турбулентной диффузии.

# Публикации

Опубликовано свыше 15 статей и докладов в журналах и сборниках: препринты, сборники трудов и монографии ИПЛИТ РАН; «Известия РАН», «Квантовая электроника», «Теплофизика высоких температур», «Приборы и техника эксперимента»; «Proceedings of SPIE»

# Основные публикации

*Dembovetski V.V., Zavalov Yu.N.* Industrial fast-axial flow carbon dioxide lasers in Russia, In: Kossowsky, Ed., High Power Lasers: Science and Engineering, Kluwer Academic Press, Dordrecht, p. 603-618 1996 **Лазерные технологии обработки материалов:** современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок / Под ред. В.Я. Панченко. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 704 с. — ISBN 978-5-9221-1023-5.

# Содержание

1. Введение

2. Особенности СО2-лазеров с аксиальной прокачкой газа

3. Влияние диффузии и накопления отрицательных ионов на радиальное распределение электронов в разряде постоянного тока в потоке молекулярной смеси углекислого газа, азота и гелия

4. Кинетическая модель активной среды СО2-лазера с АПГ

5. Исследование радиальных неоднородностей активной среды лазера

6. Выводы

#### 1. Введение

Непрерывные CO<sub>2</sub>-лазеры с аксиальной прокачкой газа (ЛАПГ) относятся к основному типу технологических лазеров киловаттного диапазона мощности. Использование быстрой продольной прокачки активной среды через разрядный промежуток дало принципиальную возможность получения когерентного излучения киловаттного уровня на установках приемлемых габаритов [1].

Обладая рядом хорошо известных преимуществ перед другими технологическими лазерами [2], ЛАПГ имеют свои особенности, одна из которых – радиальная неоднородность скорости прокачки, температуры и параметров усиления, что обусловлено особенностями формирования разряда в быстром потоке газа, проходящем через газоразрядные трубки (ГРТ), ограниченного поперечного размера.

Исследованию свойств быстропрокачных электроразрядных СО2-лазеров уделялось значительное внимание [3, 4]. Однако вопросы пространственной неоднородности тлеющего разряда постоянного тока в турбулизированном потоке ограниченного поперечного размера и ее влияния на качество излучения и предельные энергетические характеристики CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ изучены были недостаточно полно. Обозначились проблемы дальнейшего улучшения качества выходного пучка, повышения энергетической эффективности, повышение яркости лазерного источника, снижения уровня потребления газовой смеси, т.е. сложные научно-технические задачи повышения эффективности и конкурентоспособности технологического оборудования. Оказалось, что решение этих проблем невозможно без соответствующего изучения физических процессов, происходящих в активной среде такого лазера. Актуальность проблемы возрастает в связи с задачами повышения мощности одномодового ЛАПГ свыше 3 кВт, когда усложняется согласование ГРТ с устойчивым одномодовым резонатором при сохранении высокой эффективности преобразования электрической энергии в энергию излучения. Как было показано в ряде работ [5, 6], турбулентность газового потока в лазерах этого типа неоднозначно влияет на устойчивость газового разряда, а также на качество лазерного пучка, так как, с одной стороны, она снижает неоднородность активной среды, но, с другой стороны, увеличивает степень мелкомасштабных и нестационарных неоднородностей. Турбулентная диффузия возбужденных молекул активной среды должна увеличивать к.п.д. использования ее объема, а само генерируемое излучение может влиять на степень однородности плотности газа [7]. Учитывая все это, нами было предпринято комплексное экспериментальное и расчетное исследование характеристик активной среды и поля лазерного излучения в СО<sub>2</sub>-лазерах с АПГ.

# Пример технологического СО2-лазера с АПГ ТЛА-600

В экспериментах использовался CO<sub>2</sub>-лазер с быстрой аксиальной прокачкой газа ТЛА 600-киловаттного уровня, разработанный в ИПЛИТ РАН. [8]. В четырехпроходном резонаторе лазера было установлено восемь газоразрядных трубок (ГРТ) длиной *L*=18 см и радиусом *R*=8.8 мм. Поступление газовой смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He=1/6/10 в ГРТ осуществлялось через боковое отверстие (турбулизатор) диаметром 12 мм.

Это обеспечивало формирование стабилизирующего характеристики разряда турбулизированного потока, скорость которого составляла *v*=120 м/с. Давление на входе ГРТ составляло 85 hPa. Лазер мог работать как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме с трехкратным превышением номинальной мощности лазера в импульсах. В зависимости от задач эксперимента данная установка, рис.1, модернизировалась, и конкретные его параметры указываются ниже при описании проведенных экспериментальных работ.



Рис. 1 Вид экспериментальной установки ТЛА-600

#### 2. Особенности CO<sub>2</sub>-лазеров с аксиальной прокачкой газа

СО<sub>2</sub>-лазеры с аксиальной прокачкой газа относятся к типу лазеров с конвективным охлаждением рабочего газа и замкнутым типом прокачки. Типичная схема СО<sub>2</sub>-лазерах с АПГ представлена на рис. 2.

Газовая смесь CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-Не продувается с помощью компрессора 1 через несколько параллельно подсоединенных к нему газоразрядных трубок 2. Подвод неравновесной энергии для создания инверсии колебательных уровней происходит в тлеющем разряде внутри ГРТ с помощью внешнего источника электроэнергии. Трубки установлены внутри оптического

резонатора так, что лазерный пучок от одного зеркала резонатора 3 до другого последовательно проходит внутри каждой ГРТ. В ГРТ газ нагревается и затем охлаждается в теплообменнике 4. Вследствие ограниченного поперечного размера газоразрядной трубки в лазерах с АПГ стабилизация газового разряда может осуществляться, как мы увидим ниже, за счет процессов переноса частиц газа в поперечном по отношению к потоку газа направлению.

Типичная конструкция ГРТ в случае накачки в тлеющем самостоятельном разряде постоянного тока приведена на рис. З. Аксиальная симметрия потока и разряда газа в этом случае благоприятно сказывается на качестве формируемого пучка, так что такие лазеры характеризуются высокой преобразования эффективностью электрической энергии разряда в энергию лазерного излучения (высоким электрооптическим к.п.д.) при достаточно высоком качестве пучка, приемлемых габаритах установки и довольно низком потреблении газов [9, 10, 11].



Конструкция ГРТ [12] для накачки в поперечном высокочастотном (ВЧ) разряде приведена на рис. 4. В этом случае пространственно разворачивают плоскости расположения электродов на разных ГРТ [13], добиваясь осесимметричности интегральных искажений лазерного пучка.

К настоящему времени накоплен большой опыт по теоретическому и экспериментальному исследованию продольного тлеющего разряда постоянного тока в потоке газа повышенного давления [14, 15, 16]. А именно, исследованы вопросы устойчивости разряда, процессы формирования стационарных продольных неоднородностей поля и заряженных частиц, приэлектродные процессы, особенности плазмы электроотрицательных газов.





Было что показано, вольтамперные характеристики стационарного электрического потоке разряда в газа, продольные электрического поля распределения и заряженных частиц определяются не только приэлектродными процессами и локальными реакциями рождения и гибели зарядов, но и процессами продольного переноса: дрейф вдоль по полю, амбиполярный дрейф в электрическом неоднородном поле, CHOC заряженных ионов потоком газа. При этом появляются дополнительные механизмы переноса, связанные С зависимостью подвижности ионов ОТ приведенного электрического поля и др.

Было также исследовано влияние направления скорости потока на параметры формирующихся в продольном разряде областей электронейтральной плазмы: прианодной области повышенного поля, сравнительно однородной области положительного столба и участка повышенной проводимости у катода – так называемого темного фарадеевого пространства (вернее, его аналог, возникающий при повышенной плотности газа).

Существует ряд особенностей формирования разряда в CO<sub>2</sub>-лазере с АПГ. А именно, в условиях стационарной неоднородности электрического поля стабилизация занимаемого разрядом пространства в ГРТ осуществляется в основном за счет объемных процессов локального рождения и гибели заряженных частиц и процессов переноса заряженных частиц в поперечном прокачке направлении, что близко к проблематике создания CO<sub>2</sub>-лазеров с поперечной прокачкой газа [см. напр. 14, 15].

С другой стороны, ограниченные поперечные размеры ГРТ (около 2 см) приводят к необходимости учитывать близость границ. Аналогичные эффекты возникают в лазерах с диффузионным охлаждением [17]. В частности, необходимо учитывать поперечный градиент температуры. Однако, в отличие от лазеров с диффузионным охлаждением, возникающий в результате поперечный градиент температур определяется, главным образом, не теплоотдачей на стенку трубки, а процессами конвективного переноса в условиях турбулентного потока. (В потоке газа с числом Прандтля *Pr*~0,3, с числом Рейнольдса *Re*~10<sup>3</sup> число Пекле *Pe*, определяющее соотношение между конвективным выносом тепла и теплопроводностью, составляет несколько сотен.)

Кроме того, в лазерах этого типа с радиусом апертуры пучка **A**, близким к радиусу ГРТ и длиной резонатора **L**<sub>res</sub> число Френеля:

$$N_F = A^2 / \lambda L_{res} \,, \tag{2.1}$$

не превышает несколько единиц (λ – длина волны лазера, около 10.6 мкм). В таком случае также необходимо учитывать фактор неравномерного заполнения ГРТ излучением. В этой связи возникает вопрос о влиянии пространственной неоднородности продольного самостоятельного разряда постоянного тока на генерационные характеристики CO<sub>2</sub>-лазера.

# 3. Влияние диффузии и накопления отрицательных ионов на радиальное распределение электронов в разряде постоянного тока в потоке молекулярной смеси углекислого газа, азота и гелия

Накачка колебательных уровней молекул в лазере происходит главным образом при неупругих столкновениях молекул с электронами разряда. Для определения факторов, влияющих на пространственное распределение электронов, были рассмотрены процессы в газовом разряде в сечении ГРТ. Учтено, что для значений коэффициента диффузии ионов **D**<sup>+</sup>=2 см<sup>2</sup>/с [18] и характерных значений коэффициента турбулентной диффузии D<sub>turb</sub>=150 см<sup>2</sup>/с, между коэффициентами амбиполярной диффузии ионов и электронов выполняются соотношения:

$$D_a^+ = D_+ (1 + 2\chi) / \chi << D_{turb}, D_a^e = D_+ (1 + 2\chi) \cdot \gamma \ge D_{turb}.$$
(3.1)

Здесь введены обозначения  $\chi = n_{-} / n_{e}$ ,  $\gamma = T_{e} / T$ , где  $n_{-}$ ,  $n_{e}$ - концентрация отрицательных ионов и электронов в разряде,  $n_{+} = n_{-} + n_{e}$ ,  $T_{e}$  –температура электронов в разряде и T – температура газа. Отрицательные ионы образуются, например, в реакциях CO<sub>2</sub>+e=CO+O<sup>-</sup> [19]. Процессы отлипания в разряде существенно влияют на локальное значение *E/N* (отношение локального значения напряженности электрического поля *E* к плотности газа *N*), на что обращено внимание в работе [20].

В случае с аксиальной прокачки лазерной смеси кроме радиальной возникает продольная неоднородность плазмы, которая приводит к конвективному выносу электронов и др. указанным выше эффектам [14]. Однако этот фактор в рассматриваемой области положительного столба не оказывает существенного влияния на баланс электронов, потому что концентрация их, вследствие превышения почти на порядок скоростей локальных процессов рождения и гибели частиц и скорости конвективного выноса [15], изменяется вдоль оси трубки довольно слабо.

В случае, когда ось оптического резонатора совпадает с направлением прокачки газа и направлением электрического поля в разряде, лазерный пучок последовательно проходит участки вдоль этих неоднородностей, и его параметры, таким образом, зависят от усредненных вдоль оси *z* ГРТ параметров накачки. Поэтому в данной работе в расчетах и оценках принималось условие постоянства вдоль по разрядной трубке приведенного к плотности газа значения электрического поля: *E*/*N*≈const. Далее, при направлении прокачки от анода к катоду существенно снижается размер прикатодной области пониженного значения поля. Кроме того, возможен вынос узкой прианодной области повышенного поля за пределы области излучения [21].

При численном нахождении распределения электронов по поперечному сечению трубки находилось с учетом осесимметричности стационарное решение уравнения:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r (D_a^e + D_{turb}) \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + v_i n_e - (1 + \chi) \beta_r n_e^2.$$
(3.2)

 $v_i$  – частота ионизации ( $v_i \approx A(N) \exp(-B/(E/N))$ , [16]),  $\beta_r \approx \beta_{ri}$  – коэффициенты электрон-ионной и ион- ионной рекомбинации, принято допущение, что параметр  $\chi$ , описывающий количество отрицательных ионов, постоянен во всем объеме. Конкретное его значение определялось из условия согласования вычисленного полного тока (при давлении 60 гПа и диаметре ГРТ 2 $R_t$ =18.5 мм) с экспериментально измеренной вольт-амперной характеристикой (BAX) разряда в ГРТ установки ТЛА-600.

ВАХ приведена на рис.5 в виде зависимости приведенной напряженности поля *E/N* от среднего ГРТ энерговклада *W* в разряд с учетом нагрева газа в разряде, [20]. При решении уравнения в изобарическом приближении приходится учитывать зависимость частоты ионизации  $v_i$  и плотности газа от *T* и *r*. Уравнение для температуры *T* следует из условия теплового



Рис. 5. Зависимость *E/N* от энерговклада *W* для газовой смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He =1:6:10 в диапазоне давлений 60-85 гПа (эксперимент).



Рис. 6. Радиальное распределение плотности тока в ГРТ, при удельном энерговкладе: 1. W=6 Bт/см<sup>3</sup>, 2. W=8,5 Bт/см<sup>3</sup>, 3. W=10,8 Bт/см<sup>3</sup>, 4. W=13 Bт/см<sup>3</sup> (расчет). баланса. Анализ уравнения для **7** показывает, что ее радиальный профиль имеет форму, близкую к параболической [22]. Поэтому при численном решении уравнения (3.2) распределение температуры по радиусу аппроксимируется параболической функцией. Остальные элементы численного решения повторяли методику, изложенную в [17]. В частности, уравнение (3.2) решалось методом установления путем сведения по разностной схеме к линейному неоднородному уравнению с учетом сделанных выше замечаний. При решении на каждом слое использовался метод неявной прогонки. При этом использовались значения  $\beta_r = 1.6 \cdot 10^{-7} c_M^3 / c$ ,  $D_T$ =150 см<sup>2</sup>/с. Значение  $D_a^e$  равное 250 см<sup>2</sup>/с, соответствует значениям  $\chi$  в несколько единиц. Значения частоты ионизации, как функции *E/N*, определялись из [23] для смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He =1:7:12. Полученное в результате расчета значение  $\chi$  уменьшалось с ростом энерговклада с  $\chi$ =3 при 24 мА до  $\chi$ =2 при 60 мА, что согласуется с экспериментальными данными [24].

Результаты расчета представлены на рис. 6, где показаны вычисленные зависимости плотности тока *j(r)* для разных значений полного тока разряда в ГРТ [25]. Обращает на себя внимание заметное отличие распределений по радиусу концентрации электронов (для W=6 Bt/cm<sup>3</sup> и W=13 Bt/cm<sup>3</sup>) от функции Бесселя.

#### Анализ решения

На основании решения уравнения (3.2) можно оценить в осесимметричном случае размер *R*<sub>d</sub> разрядного шнура, стабилизируемого амбиполярной диффузией [15, 26].

В случае, когда электроны рождаются на оси трубки:

$$R_{d} = 2\sqrt{\frac{D_{a}^{e} + D_{turb}}{(k_{i}N - (1+\chi)\beta_{r}n_{e})}}.$$
(3.3)

Подставляя типичные значения  $n_e = 4,8 \cdot 10^{10} cm^{-3}, N = 10^{18} cm^{-3}, k_i = 2.5 \cdot 10^{-14} cm^6/c, \beta_r = 1.6 \cdot 10^{-7} cm^3/c, D_a^e + D_{turb} = 300 cm^2/c, \chi = 1,5$  получим  $R_d \approx 3,3 mM$ .

Для случая объемной ионизации

$$R_d \approx 2,405 \sqrt{\frac{D_a^e + D_{turb}}{(k_i N - (1 + \chi)\beta_r n_e)}} \approx 4_{MM}.$$
(3.4)

Наличие отрицательных ионов в разряде приводит к тому, что амбиполярная диффузия электронов возрастает примерно в (1 + 2χ) раз, кроме того, в (1 + χ) раз возрастает эффективная скорость рекомбинации зарядов. Как следует из (3.3) в этом случае радиус разрядного шнура более чем на порядок превышает значения, определяемые на основе теории Шоттки [27].

Турбулентность газового потока также является важным фактором, влияющим на однородность заполнения объема разрядной трубки свечением разряда.

Авторы работы [28] придавали особое значение увеличению турбулентной диффузии, для чего устанавливали перед ГРТ дополнительное количество турбулизаторов с увеличением степени компрессии прокачного устройства. При этом не уделили внимания вопросу накопления отрицательных ионов в разряде. Ведь при выбранной ими схеме прокачки от катода к аноду снижается эффективность накопления отрицательных ионов вследствие их дрейфа вниз по течению, а при обратном расположении электродов скорость электрического дрейфа вверх по потоку может компенсировать скорость уносящего ионы газового потока.

В цикле работ [29, 30, 31, 32] при сравнении экспериментальных результатов измерения пространственных параметров активной среды CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ с результатами трехмерного моделирования сделан, в частности, вывод, что коэффициент амбиполярной диффузии электронов должен был иметь значение свыше 600 см<sup>2</sup>/с. В тоже время не учитывалось турбулентное перемешивание в потоке газа. Такое возможно при концентрации отрицательных ионов более чем на порядок превышающих концентрацию электронов. Если принять значение константы скорости прилипания электронов  $k_a = 6 \cdot 10^{-14} c M^3 / c$  [20], то оценка константа отлипания в этом случае составит  $k_d = k_a / \chi = 0, 6 \cdot 10^{-14} c M^3 / c$ ., что очень трудно реализуемо.

В [33] была предложена следующая аппроксимация для константы скорости отлипания

$$k_d = 10^{-14} c M^3 / c \cdot (1 + 10^5 \xi_{H_2O}), \qquad (3.5)$$

-где ξ<sub>*H*<sub>2</sub>*O*</sub> – парциальная доля воды в смеси. Согласно этим данным увеличение паров воды в составе смеси должно приводить к резкому росту скорости отлипания электронов, снижению амбиполярной диффузии электронов (при χ<<1 до величин порядка 40 см<sup>2</sup>/с) и уменьшению размера разрядного шнура (3.3) до размеров менее 1 мм).

Для проверки влияния паров воды на поперечный размер разряда в ГРТ в контур CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ выходной мощностью лазерного излучения 1 кВт помещалась специальная трубка из отожженной меди, стенки которой не совсем герметичны вследствие пористости материала. При этом натекание воздуха в контур лазера практически не изменилось, составляя величину 0.4 нл/час. В процессе работы лазера при наполнении этой трубки водой через концы, которые были выведены наружу герметичного контура лазера, разрядные области в ГРТ перешли в контрагированную форму: имели зигзагообразную форму шнуров с поперечным размером 1-2 мм, при этом отсутствовала лазерная генерация.

Т.о., как турбулентная диффузия, так и наличие отрицательных ионов влияют на радиальное распределение электронов в разряде CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ, а именно: с увеличением коэффициента турбулентной диффузии и степени электроотрицательности разряда возрастает однородность самостоятельного тлеющего разряда в потоке активной смеси.

# 4. Кинетическая модель активной среды CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ

Поскольку значительная часть энергии электронов разряда уходит на возбуждение первых 8-ми колебательных уровней молекулы  $N_2$  и/или, переходит в асимметричную моду молекул  $CO_2$ , а вероятность релаксации с этих внутримолекулярных колебаний в тепло довольно мала, то это приводит к неравновесности рабочей смеси. Была рассмотрена одномерная модель кинетики колебательно-вращательных уровней молекул в активной среде  $CO_2$ -лазера с АПГ на основе работ [34, 35, 36]. В ней принято, что Ферми-резонанс в молекуле  $CO_2$  приводит к быстрому установлению равновесия заселенностей колебательных уровней симметричной (n00) и деформационных (0n0) мод, что позволяет их объединить в одну моду. Также не учитывалось влияние продуктов химических реакций, таких как CO, NO и др., а также неконтролируемых примесей: воды, паров масла, аргона. В соответствии с этими работами, введем обозначения:  $k_{43}$ ,  $k_{32}$ ,  $k_{20}$  – скоростные коэффициенты обмена квантами,  $k_{43}$  – между колебательными уровнями азота и асимметричной модой  $CO_2$ ,  $k_{32}$  между модами  $CO_2$  (00) и  $CO_2$  (0n0+n00),  $k_{20}$  – VT релаксация с нижних уровней  $CO_2$  (0n0+n00).

#### Одномерная кинетическая модель активной среды СО2-лазера с АПГ

В одномерном случае изменения параметров активной среды вдоль потока газа система уравнений в изобарическом приближении принимает вид:

$$\frac{\partial e_4}{\partial x} = \frac{\eta_4}{\Delta E_3 \gamma_n} \frac{W}{Nv} - \frac{Nk_{34}\gamma_c}{v\gamma_n} e_4$$

$$\frac{\partial e_3}{\partial x} = \frac{\eta_3}{\Delta E_3 \gamma_c} \frac{W}{Nv} - \frac{Nk_{32}}{v} e_3 - \frac{\alpha J}{Nvhv\gamma_c} + \frac{Nk_{43}}{v} e_4$$

$$\frac{\partial e_2}{\partial x} = \frac{\eta_{12}}{2\Delta E_2 \gamma_c} \frac{W}{Nv} + \frac{3}{2} \frac{Nk_{32}}{v} e_3 - \frac{Nk_{20}}{v} (e_2 - \bar{e}_2) + \frac{\alpha J}{Nvhv\gamma_c}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\beta_t}{C_p} \frac{W}{q} + \frac{N^2 \gamma_c}{c_p q} k_B \Big[ (\theta_3 - 3\theta_2) k_{32} e_3 + 2\theta_2 k_{20} (e_2 - \bar{e}_2) \Big]$$

$$(4.1)$$

где  $e_j = r_j / \left( \exp\left(\frac{\theta_j}{T_j}\right) - 1 \right)$  - число колебательных квантов;  $\theta_j$ ,  $r_j$  - характеристическая температура и степень вырождения *j*-ой моды CO<sub>2</sub>: *j*=1 – симметричная , *j*=2 - деформационная, *j*=3 – асимметричная моды, *j*=4 - N<sub>2</sub>;  $\Delta E_2 = \theta_2 k_B$ ,  $\Delta E_3 = \theta_3 k_B$ ,

 $\theta_1 = 1997$  К,  $\theta_2 = 960$  К,  $\theta_3 = 3380$  К - характеристические температуры симметричной, деформационной и антисимметричной мод, W = jE - удельная объемная мощность разряда;  $\gamma_c$  - молярная доля CO<sub>2</sub> в смеси,  $\gamma_n$  - N<sub>2</sub>;  $\eta_4, \eta_3, \eta_{12}$  - доли мощности, идущие на возбуждение колебательных степеней свободы N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> (00n), CO<sub>2</sub> (0n0+n00),  $\beta_t$  – доли мощности на прямой нагрев газа;  $\alpha$  - коэффициент усиления излучения; J- интенсивность излучения; v- скорость течения смеси,  $q = \rho v \approx const$  - массовый расход газа через трубку, отнесенный к площади ее сечения S.

Уравнение для температуры:

$$c_{p}\rho\left[\frac{\partial T}{\partial t}+v\frac{\partial T}{\partial x}-\vartheta_{t}\Delta_{r}T\right]=\beta_{t}W+N^{2}\gamma_{c}k_{B}\left[\left(\theta_{3}-3\theta_{2}\right)k_{32}e_{3}+2\theta_{2}k_{20}\left(e_{2}-\bar{e}_{2}\right)\right],$$
(4.5)

где *c*<sub>*p*</sub>, *ρ* - удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении и плотность смеси. Коэффициент лазерного усиления для P(20) рассчитывался по формуле из [37]:

$$\alpha = 5,68 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{\exp(-223/T)}{T} \frac{2H(b,0)}{\Delta v_d} (e_3 - e_1) \frac{N\delta_1}{\Sigma(T_3, T_2, T_1)}$$
(4.6)

где *H*(b,0) – функция Фойхта для центра линии; Δν<sub>d</sub> – доплеровская ширина линии, Σ(*T*<sub>3</sub>,*T*<sub>2</sub>,*T*<sub>1</sub>) – статистическая сумма колебательных степеней свободы молекулы CO<sub>2</sub> *Численные расчеты параметров усиления* проводились для параметров экспериментальной установки CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ ТЛА-600. Использовалась смесь газов CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He =1:6:8 при давлении 50...80 гПа. ГРТ лазера имели межэлектродный промежуток *L*<sub>d</sub> 0,2 м. Длина послеразрядной зоны составляла 0,12 м. Расчитывалось распределение вдоль потока газа коэффициента усиления α(*z*,*I*) для нескольких значений интенсивности *I* лазерного пучка. По этим значениям определялись усредненный вдоль по потоку коэффициент усиления слабого сигнала и эффективное значение интенсивности насыщения.

#### Усиление слабого сигнала

На рис. 7 представлены результаты вычислений, уравнения (4.1)-(4.6), а именно, зависимости коэффициента усиления *а* от продольной координаты z для разных интенсивностей излучения в резонаторе [38].

На рис. 8 показаны результаты расчета среднего по длине разрядной трубки коэффициента усиления слабого сигнала  $g_0$  в зависимости от удельного энерговклада при трех значениях давления газа. В рамках рассматриваемой модели коэффициент усиления возрастает с ростом удельного энерговклада в рабочей области энерговклада, достигая значений 1,4...1,6 м<sup>-1</sup>, что расходится с экспериментальными данными по измерениям ненасыщенного коэффициента усиления активной среды CO<sub>2</sub>-



лазера с АПГ. Данные по измерениям методом пробного пучка приведены в работах [39, 40], данные с использованием метода калиброванных потерь и вариации длины активной среды – в работах [41, 42]. В этих экспериментах наблюдалось существенно более слабая зависимость коэффициента усиления от энерговклада, а абсолютное значение не превышало 1,4 м<sup>-1</sup> при тех же параметрах газа и скорости прокачки.

Численное моделирование ЛАПГ проводилось в работах [22, 30, 43, 44]. Но в этих работах не рассматривался вопрос о дополнительном усилении и нелинейном поглощении в излучения в релаксирующей за зоной разряда газовой смеси, и о параметрах насыщения усиления. Кроме того, в этих работах было получено, что при средних давлениях 50...100 гПа коэффициент усиления слабого сигнала  $g_0$  растет с ростом давления, что противоречит экспериментальным данным [40, 42, 45]. В модели (4.1)-(4.6), как и в [45], где рассматривался диапазон работы лазера свыше 90 гПа,  $g_0$  понижался с ростом давления смеси. Расхождение результатов, скорее всего, заключается в том, что необходимо учитывать для данного диапазона давлений смеси смешанный типа уширения линии [3].



# Особенности насыщения активной среды

Заметим, что в работе [45] параметр интенсивности насыщения определяется как локальный параметр  $I_S(z) = hv/\sigma\tau(z)$ , где  $\sigma, \tau$  – сечение вынужденного перехода и эффективное время безызлучательной релаксации с верхнего лазерного уровня. Он ранее был введен в рамках точечной двухуровневой модели активной среды лазера. Такой параметр в данном случае не имеет физического смысла «интенсивности насыщения». Для рассматриваемой одномерной модели пришлось обращаться непосредственно к определению параметра насыщения, как такой интенсивности, которая приводит к снижению усиления, интегрального вдоль по потоку среды, вдвое. На рис. 7,а представлена рассчитанная зависимость от величины интенсивности отношения  $g_0$  к среднему коэффициенту насыщенного усиления g. На рис. 9 показаны зависимости эквивалентной интенсивности насыщения газа. Значения интенсивности насыщения, вычисленные по рассматриваемой модели, хорошо совпадают со значениями, найденными в [39, 40] методом пробного пучка и примерно в два-три раза меньше значений, полученных в работах [41, 42] с использованием методов калиброванных потерь и вариации длины активной среды соответственно.

#### Влияние процессов переноса на интенсивность насыщения

Итак, имеются расхождения между результатами расчета и экспериментальными данными: в расчетах коэффициент усиления меньше по величине и более слабо зависит от энерговклада, а интенсивность насыщения в работах, основанных на модели Ригрода [46], в несколько раз выше расчетных значений и имеют более сильную зависимость от энерговклада. В работах [47-48] была предпринята попытка объяснить эти расхождения влиянием процессов переноса, в частности, турбулентного перемешивания, не принятых во внимание в изложенной выше численной модели. В этих работах дополнительно к столкновительному каналу ухода молекул CO<sub>2</sub> с верхнего лазерного уровня рассматривался перенос молекул в поперечном к оси резонатора направлении. Такой подход ранее использовался для описания процессов в лазерах, скорость потока в которых имеет значительную составляющую перпендикулярно оптической оси. Применительно к случаю продольной прокачки этот дополнительный канал был предложен в [2], где для расчета интенсивности насыщения, таким образом, учитывалось конечное время пребывания возбужденной молекулы в зоне резонатора. В этом случаю конеки выс возбужденных молекул в зону пучка, с последующим выносом, приводит в расчетах, в рамках двухуровневой модели, к увеличению интенсивности насыщения активной среды и уменьшению коэффициента усиления слабого сигнала (см. напр. [3]). Однако в случае одномодового лазера с АПГ, когда используется турбулизованный поток газа вдоль направления распространения пучка, а излучение занимает почти весь объем разряда, перенос возбужденных молекул вдоль луча не приводит к уходу молекул из зоны излучения. Т.о. модель, рассмотренная в работах [47-48], объясняет экспериментально наблюдаемые значения интенсивности насыщения лишь в частном, редко встречающемся, случае организации газового потока с существенной поперечной составляющей скорости потока в ГРТ.

Процессы переноса проявляются в лазерах такого типа в основном в виде турбулентного перемешивания возбужденных молекул в неоднородном поперек потока поле излучения, насыщающего среду. Влияние диффузии на интенсивность насыщения и выходную мощность было рассмотрено в [49]. Показано, что при неоднородном заполнении пучком активной среды интенсивность насыщения и выходная мощность могут увеличиваться в  $(1 + \sqrt{\tau_2/\tau_D})$  раз, где  $\tau_D$  – характерное время

диффузии:  $\tau_D = w_0^2 / (K \cdot D)$ , где К принимает значения в диапазоне 4...6,  $w_0$  – радиус пучка, D – коэффициент диффузии. При этом пониженные значения интенсивности насыщения в работе [39] объясняются тем, что на временах порядка

длительности импульса использовавшегося в работе пробного лазера эти процессы не успевали проявиться. Однако добиться на практике увеличения интенсивности насыщения более чем в полтора раза таким образом затруднительно [50].

Как резюме, учитывая только процессы конвективного сноса и турбулентного перемешивания, не удается объяснить расхождение между вычисленными значениями коэффициента усиления и интенсивности насыщения и наблюдаемыми в экспериментах [39, 40, 41, 42]. Поэтому необходимо было дополнительное изучение этих вопросов. Учет радиальной неоднородности усиления и температуры позволит, как будет показано ниже, объяснить отмеченные расхождения между данными экспериментов и результатами численного моделирования.



Рис. 9. Зависимость *I<sub>s</sub>* от удельного энерговклада *W.* Давление газа: 1 – 55 гПа, 2 –70 гПа, 3 –85 гПа.

# 5. Исследование радиальных неоднородностей активной среды CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ

# Влияние радиальной неоднородности параметров активной среды на выходную мощность СО2-лазера с АПГ

Задача о влиянии неоднородного насыщения активной среды при генерации собственных поперечных мод резонатора на уровень внутрирезонаторных потерь была рассмотрена в работе [51]. Было введено понятие "боковых потерь", повышающих степень насыщения активной среды на оси резонатора при том же уровне превышения усиления над пороговым значением. В [52] учитывалось радиальное распределение амплитуды гауссова пучка, распространяющегося в однородной активной среде. В [3] рассмотрено усиление гауссова пучка в линзоподобной среде с параболическим профилем усиления. Результаты этих работ были использованы нами в качестве основы рассуждений [25, 53], с учетом аксиальной симметрии задачи.

Рассмотривался случай усиления для *I*/*Is*≥I, когда радиальный профиль усредненного вдоль по лучу усиления определяется распределением плотности электронов по радиусу ГРТ, а неоднородность эквивалентной интенсивности насыщения определяется радиальным профилем температуры:

$$g(r) = \frac{g_0(r)}{1 + I(r)/I_s(r)}$$
(5.1)

здесь  $g_0(r) = g_0(0) \cdot (1+0,5 \cdot \epsilon \cdot r^2)$  – радиальное распределение интегрального вдоль по потоку коэффициента усиления слабого сигнала,  $I_S(r) = I_S(0) \cdot (1+0,5 \cdot \beta r^2)$  – радиальное распределение интенсивности насыщения,  $\epsilon$  и  $\beta$  – отношения значения второй производной функции по радиусу к значению функции на оси для функций  $g_0(r)$  и  $I_S(r)$  соответственно. При этом учитывалось, что длина активной среды ГРТ много меньше длины Рэлея оптического резонатора, и так что поперечный размер пучка постоянным по всей длине ГРТ,  $I(r) \equiv I_{0\Sigma} \exp(-2r^2/w_2)$  – суммарная интенсивность встречных пучков основной гауссовой моды резонатора. Тогда по аналогии с [46] при 0.3< *R* <1 :

$$\frac{g_0(0)}{1+I_0/I_S(0)} \cdot \left[1 + \frac{\varepsilon w^2}{4} + \left(1 + \frac{\beta w^2}{4}\right) \frac{I_0/I_S(0)}{1+I_0/I_S(0)}\right] = \gamma \frac{L_t}{L_d} + \frac{1}{N \cdot L_d} \ln(1/\sqrt{R}).$$
(5.2)

Выражение (5.2) позволяет определить выходную мощность лазера:

$$P_{out} = \frac{\pi w^2}{2} I_{out}^0 = \frac{\pi w^2}{2} I_0 \cdot \ln(1/\sqrt{R}).$$
(5.3)

Здесь учтено, что на оси гауссова пучка интенсивность в два раза больше среднего значения. В случае неоднородной среды при одном и том же превышении над пороговым усилением:



Рис. 10. Зависимость  $g_0^{Gauss}$  от удельного энерговклада *W*. Давление газа: 1 – 55 гПа, 2 – 70 гПа, 3 – 85 гПа (расчет); 1а) – 55 гПа, 1b) – 61 гПа. (эксперим. [26]).

$$g_{thres} = \gamma \frac{L_t}{L_d} + \frac{1}{N \cdot L_d} \ln(1/\sqrt{R})$$
(5.4)

уравнение (5.2) по сравнению с моделью Ригрода [46] справедливо при более высокой степени насыщения среды: в  $\frac{(1+2\cdot J)^2}{(1+4\cdot J)\cdot(1+J)}$ раз, -т.н. "боковые потери" [51] (здесь  $J = I/I_S$ ).

При **J**=0 из (5.2) следует, что коэффициент усиления меньше рассчитанного значения в  $1/(1 + \varepsilon w^2/4)$  раз. При однородном заполнении разряда  $\varepsilon$ =0 и расчетный коэффициент усиления совпадет с пороговым значением. С ростом радиальной неоднородности  $\varepsilon$ <0 и экспериментальные значения коэффициента усиления окажутся меньше расчетных значений. Так, например, для распределения Бесселя коэффициента усиления по радиусу ГРТ:

$$\mathbf{E}R_t^2 \approx -2,88, \tag{5.5}$$

и при  $w^2 = 0.5 R_t^2$  коэффициент усиления ниже примерно в 1,56 раза, а при более резкой форме, чем распределение Бесселя расхождение еще более значительное. Расхождение тем больше, чем шире радиус пучка. Эти соображения позволили объяснить, почему в экспериментах наблюдается более слабая зависимость коэффициента усиления от энерговклада: ведь с его ростом, как следует из результатов расчета, рис. 6, разряд все более сжимается к оси ГРТ.

На рис. 10 представлены данные расчета по усилению пробного гауссова пучка с  $w^2$ =0,7  $R_t^2$  с учетом значений радиальной

неоднородности, рис. 6, так что  $g_0^{Gauss} = g_0(0) \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon w^2}{4}\right)$ , где значение усиления на оси пучка  $g_0(0)$  бралось из расчетов

одномерной модели, рис. 8. Там же, на рис.10, точками представлены экспериментальные данные, полученные методом вариации длины активной среды [25] при давлении 55 гПа (1а) и 61 гПа (1b). Сопоставление расчетных данных с данными эксперимента показывает важность учета радиальной неоднородности коэффициента усиления.

Для радиального профиля температуры было использовано следующее параболическое приближение, исходя из данных [35] по температурной зависимости времени жизни верхнего лазерного уровня в диапазоне температур 300...500 К:

$$\beta R_t^2 \approx -\Delta T[K]/71K$$
,  $\Delta T$  – нагрев на оси ГРТ. (5.6)

Из уравнения (5.2) можно получить поправочные коэффициенты к значениям интенсивности насыщения, измеряемым методом калиброванных потерь, для сравнения с рассчитанным по формуле Ригрода без учета радиальных неоднородностей плотности тока и температуры. На рис. 11 приведены зависимости этого коэффициента ξ от превышения усиления над пороговым значением  $g/g_{nop}$ , рассчитанные для нескольких значений удельного энерговклада в разряд, в случае  $w^2 = 0,7 R_t^2$ .

Без учета поправочного коэффициента использование метода калиброванных потерь ведет к завышенным в несколько раз (1,2...3) значениям интенсивности насыщения по сравнению с

расчетным значением  $I_{S}^{theory} = h\nu/\sigma\tau$ . Этого не учли, используя модель Ригрода, в работе [41] и, по-видимому, в [42] при обработке экспериментальных данных.

На рис. 9 представлены экспериментальные данные из [54], полученные методом вариации длины активной среды при давления газа 55 гПа точки (1а) и при 61 гПа -(1b), при учете поправочного коэффициента, рис. 11. Полученные значения достаточно точно совпадают с расчетными значениями. Таким образом, учет неоднородности разряда и нагрева позволяет повысить точность использования метода калиброванных потерь.

Автор работы [55], исходя из анализа констант в уравнений кинетики, ставит под сомнение «основное условие работы электроразрядных СО<sub>2</sub>-лазеров – эффективное охлаждение его активной среды». Авторы работы [56], опубликованной в 2004 году, измеряют параметры активной среды, выполняя обработку данных исходя из формулы Ригрода без учета радиальных неоднородностей поля температуры, что вносит методическую ошибку в измерения интенсивности насыщения. Анализ уравнения (5.2), несомненно, указывает на необходимость выравнивания поля температуры для создания условий однородности параметров активной среды



W=12,9 BT/cm<sup>3</sup>, 6. W=14,8 BT/cm<sup>3</sup>, 7. W=16,3 BT/cm<sup>3</sup>.

Радиальная неоднородность коэффициента рефракции среды СО2-лазера с АПГ

Возникновение радиальной неоднородности показателя преломления в среде мощного CO<sub>2</sub>-лазера с АПГ связано с радиальным распределением энерговклада и с непостоянством по радиусу скорости газа в потоке, причем радиальный профиль скорости зависит от характера потока (ламинарный или турбулентный).

Вычисление радиальных оптических неоднородностей требовало знания распределения температуры по радиусу трубки, которое описывается стационарным решением уравнения теплового баланса

$$c_{p}\rho\left[v\frac{T_{out}(r)-T_{0}}{L_{t}}-\frac{\vartheta_{turb}}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\langle T\rangle(r)}{\partial r}\right)\right]=Q_{0}(r)\frac{L_{d}}{L_{t}}+\langle Q_{1}(r,z)\rangle,$$
(5.7)

где  $T_{out}(r)$  – температуры в плоскости катода ГРТ ( $z = L_d$ ). Здесь **v** – скорость газового потока,  $\vartheta_{turb}$  – коэффициент температуропроводности с учетом турбулентного тепло- и массопереноса.  $Q_0(r)$  – функция, описывающая джоулевое тепловыделение в разряде. Функция тепловыделения  $Q_1(r,z)$  – связана с VT – релаксацией колебательно-возбужденных



$$\bar{Q} = \bar{Q}_0 + \bar{Q}_1 = (1 - \eta_e) e E v_d n_e L_d / L_t,$$
(5.8)

где  $\eta_e$  – электрооптический кпд лазера,  $v_d = \mu_e E$  – скорость дрейфа электронов в электрическом поле положительного столба. Параметры этого уравнения, записанного в виде (4.5), определяются из уравнений заселенностей колебательных уровней молекул активной среды, (4.1)-(4.4), в условиях накачки электронами положительного столба разряда, распределение которых по радиусу можно определить, например, решая уравнение (3.2) [57, 58].

Основной интерес при рассмотрении аберраций волнового фронта в активной среде представляют усредненные по продольной координате (ось z) изменения показателя преломления  $\langle \Delta n(r) \rangle$ . При этом вследствие радиальной симметрии тепловыделения и скорости газа регулярные крупномасштабные оптические неоднородности имеют преимущественно форму газовой оптической





линзы. Пространственная неоднородность температуры вызывает изменение показателя преломления газовой среды согласно закону Гладстона-Дейла:

$$\frac{\frac{\partial^2 \langle n(r) \rangle}{\partial r^2}}{\frac{\partial r^2}{\partial r^2}} = -K_{GD} \frac{\rho}{T} \frac{\frac{\partial^2 \langle T(r) \rangle}{\partial r^2}}{\frac{\partial r^2}{\partial r^2}} = 0,$$
(5.9)

где К<sub>GD</sub> – коэффициент Гладстона-Дейла, который оценивается по

формуле 
$$K_{GD} \approx \frac{n_H - 1}{\rho_H}$$
, (5.10)

где  $n_H, \rho_H$  – показатель преломления и плотность газа при нормальных условиях. Далее, используя выражение (5.9), находится сила оптической линзы:

$$\frac{1}{F_N} = \frac{\partial^2 \langle n(r) \rangle}{\partial r^2} \Big|_{r=0} w^2 \cdot L_T \cdot N , \qquad (5.11)$$

где *N* – количество ГРТ в резонаторе.

#### Результаты расчета

В расчете использовались параметры CO<sub>2</sub>-лазера с аксиальной прокачкой газа ТЛА-600, параметры ГРТ описаны выше. Рабочее давление смеси газов 1CO<sub>2</sub>:6N<sub>2</sub>:10He ~80 гПа, скорость потока составляла примерно 120 м/с. На рис. 12 приведена расчетная зависимость  $F_1$  от удельного энерговклада в разряд для нескольких значений ( $w/R_T$ )<sup>2</sup>. С возрастанием удельного энерговклада, как показано ранее в [25], его распределение становится более вытянутым к центру. Это ведет к возрастанию второй производной температуры, а, следовательно, согласно (5.9), (5.11) – к увеличению оптической силы тепловой газовой линзы В расчетах было принято, что только 15% энергии разряда уходит непосредственно на нагрев газа. Образующаяся в активной среде ЛАПГ термическая газовая линза является расфокусирующей. Величина ее оптической силы зависит от интенсивности лазерного излучения, т.к. в области излучения понижается нагрев газа, другими словами, она является нелинейной вследствие теплового самовоздействия в активной среде CO<sub>2</sub>-лазера. Характер зависимости  $F_1$  (*I*), (рис. 13), согласуется с общими свойствами эффекта теплового самовоздействия в активной среде CO<sub>2</sub>-лазера в непрерывном режиме. Как и следовало ожидать, в наибольшей степени нелинейные свойства самообразующейся газовой термической линзы проявляются вблизи интенсивности насыщения (*I*~*I*<sub>3</sub>), а также при уменьшении поперечного размера лазерного пучка. Влияние неоднородности индекса рефракции на дифракционные потери в резонаторе СО<sub>2</sub>-лазера с АПГ

В устойчивом резонаторе расфокусирующие линзы приводят к расширению гауссова пучка и изменению кривизны волнового фронта выходного пучка. Возникающая таким образом дополнительная кривизна волнового фронта может корректироваться фокусирующим устройством. Более существенным оказывается влияние термической линзы на дифракционные потери излучения в резонаторе. В устойчивом резонаторе с фиксированным числом Френеля (2.1) появление рассеивающей линзы приводит к увеличению объема, занимаемой модой излучения с соответствующим увеличением ее дифракционных потерь.

Например, в лазере ТЛА-600 с 8 ГРТ в четырехпроходном резонаторе длиной 5,25 м было установлено выходное и глухое зеркало радиусом кривизны внутренних поверхностей *г* 28 м. Радиус диафрагмы был 8,5 мм. На этом лазере, методом варьирования потерь на излучение [41], были проведены измерения внутрирезонаторных потерь в рабочем диапазоне изменения энерговклада в разряд и давления рабочей смеси, как вблизи порога генерации



(путем соответствующего уменьшения числа включенных ГРТ), так и при значительном превышении над порогом генерации. Результаты измерений представлены на рис. 14.

При расчете этих потерь полагалось, что посредине каждой ГРТ расположена оптически тонкая расфокусирующая термическая газовая линза. Методом, описанным в [3], были вычислены эквивалентные параметры устойчивого резонатора с указанной последовательностью линз и характерный радиус гауссова пучка, а затем из графиков, приведенных в [59], находились дифракционные потери. Кроме этого, учитывалось, что основные суммарные потери излучения возникали на шести поворотных зеркалах и составляли около 9 % [41].

Результаты расчета дифракционных потерь в зависимости от энерговклада в разряд в режиме генерации основной гауссовой моды для параметров резонатора из данных эксперимента также представлены на рис. 14 (сплошная линия). Видно хорошее согласие результатов расчета и эксперимента. При установке в резонатор лазера другого глухого зеркала, с радиусом рассеивающей линзы кривизны *r* =12 м, рассчитанным на основе проведенных расчетов, дифракционные потери снизились до величины порядка 1 %. Результаты данных расчетов также были использованы при расчете телескопической системы для согласования пучка с апертурой адаптивного зеркала [60].

#### Исследование активной среды СО2-лазера с АПГ интерференционными методами

В экспериментах интерференционными методами исследовалась активная среда СО<sub>2</sub>-лазер ТЛА-600. В резонаторе модернизированного варианта лазера было установлено восемь газоразрядных трубок (ГРТ) длиной L=18 см и радиусом R=10,5 мм. Поступление газовой смеси CO2:N2:He=1/6/10 в ГРТ осуществлялось через боковое отверстие (түрбүлизатор) диаметром 14 мм. Это формирование стабилизирующего обеспечивало характеристики разряда турбулизированного потока, скорость которого составляла v=180 м/с. Давление на входе ГРТ составляло 85 гПа.

В наших экспериментах использовался интерферометр с разделением пучка, работающий по схеме, показанной на рис. 15. По сравнению с интерферометром с опорным пучком, он в меньшей мере подвержен влиянию внешних вибрации и возмущений. Луч зондирующего He-Ne лазера с длиной волны 0.63 мкм делился плоскопараллельной пластиной. При помощи оптического клина полученные параллельные пучки разводились в двух направлениях -"рабочем" и "калибровочном". Два параллельных рабочих пучка проходили через активную турбулентную среду CO<sub>2</sub>лазера, между ними было выбрано расстояние  $\Delta l \cong 5$  мм. (Такая величина расстояния между пучками близка к размеру *I*<sup>0</sup> внутреннего масштаба турбулентности потока.) Два калибровочных луча отражались от вогнутого зеркала с радиусом кривизны R, равным радиусу кривизны заднего зеркала CO<sub>2</sub>-лазера (R=28 м). Обе пары лучей фокусировались на экран, где они интерферировали попарно между собой.

Были получены интерферограммы для разных условий: в случае покоящегося газа; при наличии потока газа, но в



отсутствие разряда; при наличии потока газа в условиях газового разряда при удельном энерговкладе от 5 до 25 Вт/см<sup>3</sup> и давлении газа от 50 до 80 гПа.

Как показано на рис. 16 с ростом энерговклада растет расстояние между полосами при интерференции «рабочих» пучков, потому что их путь проходил через активную среду газоразрядных трубок, представляющую собой



рассеивающую линзу. Измерения показали, что при энерговкладе W=10 Вт/см<sup>3</sup> фокусное расстояние этой составной (8 ГРТ) линзы составила 20 м, что согласуется с данными расчета (см рис. 12).

Эти интерферограммы позволяют также измерить степень снижения когерентности фронта лазерного пучка при распространении в среде лазера с АПГ. Было установлено, ЧТО в потоке видность газа интерференционных полос уменьшалась ПО сравнению со случаем покоящегося газа; видность уменьшалась ещё больше при включении разряда, и тем сильнее, чем были выше давление газа и энерговклад.

Можно полагать, что флуктуирующие во времени радиальные неоднородности плотности тока в виде токовых шнуров, имеющих диаметр меньший, чем расстояние  $\Delta I$  между лучами, вызывают дополнительные фазовые сдвиги. Причиной токовых шнуров может быть неустойчивость разряда при высоких энерговкладах. При этом, как показали измерения, долговременные (порядка времени пребывания газа в разряде и дольше) флуктуации величины  $\delta \varphi$  коррелируют с флуктуациями тока разряда и напряжения на разрядном промежутке. Этот эффект ухудшения оптического качества активной среды СО<sub>2</sub>-лазера с АПГ был нами

активной среды СО<sub>2</sub>-лазера с АП оыл нами исследован более подробно, результаты изложены в следующей главе.

Рис. 16.а) неподвижная среда б) поток газа, без электроразряда в) поток газа. разряд W=5 Вт/см<sup>3</sup>; г) поток газа. разряд W=10 Вт/см<sup>3</sup>

# 6. Выводы

Исследовано влияние газового разряда, турбулентности газового потока и лазерного излучения на оптические неоднородности активной среды непрерывных электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров с аксиальной прокачкой газа. Показано существенное влияние на выходные параметры как амбиполярной, обусловленной наличием электроотрицательных ионов, так и турбулентной диффузии. Показано, что в среде такого лазера формируется термическая рассеивающая газовая линза, оптическая сила которой нелинейно зависит от уровня энерговклада в разряд и может зависеть от интенсивности генерируемого излучения. Приведены результаты исследования среды лазера интерферометрическим методом.

В случае накачки в самостоятельном продольном разряде радиальная неоднородность усиления активной среды, обусловленная радиальной неоднородностью температуры и сжатием разряда к осевой области газоразрядной трубки, приводит к снижению энергетической эффективности лазера. Показана роль отрицательных ионов, образующихся в плазме разряда, на параметры СО<sub>2</sub>-лазеров с аксиальной прокачкой газа. Приведена методика расчета генерационных характеристик СО<sub>2</sub>-лазера этого типа на основе одномерной кинетической модели с учетом радиальной неоднородности накачки и температуры.

# Литература

- 1. Алейников В.С., Бибиков В.В., Лысогоров О.С. и др. Компактный излучатель на углекислом газе на основе замкнутого цикла конвективного охлаждения рабочей смеси. Электронная промышленность, вып. 5(101)-6(102), стр. 71-75. 1981; см. также: Алейников В.С., Савилова П.И. и др. А.с. SU 795389А "Газоразрядный ОКГ непрерывного действия." МКИ: НО 1S3/22,. приоритет от 05.08.68, опубл.: Бюл. изобр. N 10, 1984.
- 2. Гойхман В.Х., Дембовецкий В.В., Завалов Ю.Н. и др. Исследование и оптимизация газоразрядных элементов СО₂-лазера с аксиальной прокачкой газа. Препринт / НИЦ ТЛ. 1988. № 45.
- 3. *Виттеман В.* СО<sub>2</sub>-лазер. М.: Мир, 1990.
- 4. Технологические лазеры: Справочник / Под ред. Г.А. Абильсиитова. М.: Машиностроение, 1991. Т. 1.
- 5. Акишев Ю.С., Напартович А.П. Влияние газодинамической турбулентности на устойчивость разряда в потоке газа // Физика плазмы. 1978. с. 1146-1149.
- 6. Бондаренко А.В., Голубев В.С., Лебедев Ф.В. и др. О термической неустойчивости самостоятельного газового разряда // Физика плазмы. 1979.с. 417-420.
- 7. Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серегин А.М. и др. Нелинейные оптические неоднородности в активных средах газовых лазеров // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 9. С. 1987-1989.
- 8. Авербух Б.Б., Дембовецкий В.В., Завалов Ю.Н. Режимы генерации СО2-лазера с аксиальной прокачкой газа // Изв. РАН.сер. физ. 1993. с. 195-202.
- 9. Maes L., Muys P. A 5 kW CO<sub>2</sub> laser with Gaussian mode structure // In.: Proc. of the 5-th Symp. Gas Flow and Chem. Lasers, Oxford, N 72. 1984. P. 21-24.
- 10. Sasnett Michael W. Kilowatt-class CO<sub>2</sub> lasers meet present and future industrial needs // Laser Focus / Electro-Optics. 1988. March. P. 48.
- 11. Schwarzenbach A.P., Hunziker U.W. Industrial CO<sub>2</sub> laser with high overall efficiency // Proc. SPIE. 1988. Vol. 1020. P. 43.
- 12. Pfeiffer W., Breining K., Wu N. et al. Scalability of RF gas discharges for high-power CO<sub>2</sub> lasers // In: Proc. SPIE Vol. 2206, pp.80-90, 1994.
- 13 Пат. №0215458 ЕПВ Газовый лазер (H013/03, 3/03); приоритет от 14.09.1985; заяв. Trumpf Gmbx.
- 14. Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин В.С. Тлеющий разряд в потоке газа // УФН. 1982. Т. 137. С. 117.

- 15. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987.
- 16. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука. 1987.
- 17. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Завалова В.Е. и др. Расчетно-теоретическое исследование положительного столба тлеющего разряда отпаянного CO<sub>2</sub>лазера // ТВТ. 1993. Т. 31, N 6. C. 875.
- 18. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
- 19. Напартович А.Н., Наумов В.Г., Шашков В.М. О распаде плазмы тлеющего разряда в постоянном электрическом поле // Физика плазмы. 1975. с. 821.
- 20. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Райзер Ю.П. и др. Самостоятельный и несамостоятельный разряды в потоке газа // ТВТ. 1986. Т. 24, с. 233-238.
- 21. Дембовецкий В.В., Завалов Ю.Н., Тарасов М.Н. и др. Газоразрядный лазер. (МКИ H01S3/22) а.с. № 1575886 гос. рег. от 01.03.90; приоритет от 25.03.88; заяв. НИЦТЛ №4410137.
- 22. Galeev R.S., Fedosov A.A. Numerical modeling of a fast-axial-flow CO<sub>2</sub> laser with considering viscosity and ambipolar diffusion. // SPIE. 1995. Vol. 2713. P. 8.
- 23. Denes L.J., Lowke J.J. V-I characteristics of pulsed CO<sub>2</sub> laser discharges // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23, No 3. P. 130.
- 24. Напартович А.Н., Наумов В.Г., Шашков В.М. О распаде плазмы тлеющего разряда в постоянном электрическом поле // Физика плазмы. 1975. с. 821.
- 25. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Дембовецкий В.В., и др. Влияние радиальной неоднородности активной среды на мощность излучения непрерывных СО<sub>2</sub>-лазеров с быстрой аксиальной прокачкой // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, N 8. С. 695-698.
- 26. Напартович А.П., Старостин А.Н. Механизмы неустойчивости тлеющего разряда повышенного давления / В кн.: Химия плазмы. Вып. 6 (Под ред. Б.М.Смирнова). М.: Атомиздат, 1979. С. 153-208.
- 27. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Сжатие положительного столба тлеющего разряда // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1682.
- 28. Brunet H., Mabru M., Gastaud M. Characteristics of turbulent flow stabilized DC-discharges for CO<sub>2</sub> lasers. /Proceed. of VI-th Int.Symp. on Gas Flow and Chem. Lasers, Jerusalem, Sept.8-12'86//ed.S.Rosenwaks, Springer-Verlag, Berlin, 1987. P. 40.
- 29. Leys C, Toebaert D., Desoppere E. Spatially Resolved Measurement of the Electrical Power Density and Gas Flow Velocity in a Fast Axial Flow CO<sub>2</sub> laser // Proc 21 Int. Conf. On Phenomena on Ionesed Gases (Bochum, Germany). 1993. Vol. 2. P. 98-99.
- 30. Sazhin S., Wild P., Leys C, Toebaert D., Sazhina E., Makhlouf M. Three-dimensional modelling of processes in the fast-axial-flow CO<sub>2</sub> laser // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. τ.27. P. 464.
- 31. Sazhin S., Wild P., Leys C, Toebaeit D., Vasquez-Malebran S. Electron diffusion in the fast-axial-flow CO<sub>2</sub> laser. //J. Phys. D: Appl.Phys. 1994. 27. P. 107.
- 32. Toebaert D., P.Muys, Desoppere E. Spatially resolved measurement of the vibrational temperatures of the plasma in a dc-excited fast-axial-flow CO<sub>2</sub> laser // IEEE J. Quant. Electron. 1995. Vol. 31, N 10. P. 1774-1778.
- 33. Галеев Р.С., Киселев О.М. К задаче оптимального состава рабочей смеси технологического СО<sub>2</sub>-лазера / В кн: Вычислительные методы в физической газовой динамике. Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1989.
- 34. Лосев С.А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
- 35. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981.
- 36. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- 37. Баранов Г.А., Бутаев Ю.Б., Град В.И., Зинченко А.К. Исследование усиления в самостоятельном разряде с поперечным потоком газа // Квантовая электроника. 1987. Т. 14, № 10, с.1963-1973.

- 38. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Дембовецкий В.В. и др. Усиление и нелинейные потери в непрерывном СО<sub>2</sub>-лазере с быстрой аксиальной прокачкой // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, N 6. C. 544-548.
- 39 *Tsuchida E., Sato H., Kasuya K.* Transient gain phenomena and gain enhancement in FAF CO<sub>2</sub> laser amplifier // SPIE. 1990. Vol. 1397. P. 331.
- 40. Дембовецкий В.В., Завалов Ю.Н., Сурдутович Г.И. Гистерезис и пассивная модуляция добротности СО<sub>2</sub>-лазера с большим усилением // Препринт. / НИЦТЛ. 1989. N 67. Шатура. 23 с. (русс./англ.).
- 41. Dembovetski V.V., Zavalov Yu.N. Industrial fast-axial flow carbon dioxide lasers in Russia, In: Kossowsky, Ed., High Power Lasers: Science and Engineering, Kluwer Academic Press, Dordrecht, p. 603-618 1996.
- 42. Freisinger B., Schafer J.H., Uhlenbusch J., Zhang Z.B. Microwave excited CO<sub>2</sub> lasers // Proc. SPIE. 1989. Vol. 1132. P. 22.
- 43. Baverly III R.E. Kinetic modeling of a FAF CO<sub>2</sub> laser // Opt. & Quant. Electron. 1982. Vol. 14. P. 25.
- 44. Atanasov A., Baeva M.G. Numerical model of fast axial-flow CW CO<sub>2</sub> laser // Proc. SPIE. 1988. Vol. 1031. P. 56.
- 45. Grünewald K., Giesen A., Hugel H. Theoretical investigation on CO<sub>2</sub> laser design // Proc. SPIE. 1992. Vol. 1810. P. 99.
- 46. Rigrod W.W. Homogeneously broadened CW laser with uniform distributed losses // IEEE J. Quant. Electron. 1978. Vol. QE-14, N 5. P. 377.
- 47. Muller S., Uhlenbusch J. Influence of turbulence and convection on the output of a high-power CO<sub>2</sub> laser with a fast axial flow // J.Phys.D:Appl.Phys. 1987.p. 697.
- 48. Atanasov A., Baeva M.G. Numerical model of fast axial-flow CW CO<sub>2</sub> laser // SPIE. 1988. Vol. 1031. P. 56.
- 49. Одинцов А.И., Спажакин В.А., Влияние диффузии на насыщение усиления в газовых активных средах // Квантовая электроника. 1982. с. 1708-1710.
- 50. Galushkin M.G., Golubev V.S., Dembovetsky V.V. et al. Influence of turbulent diffusion of excited molecules upon energy parameters of fast-axial-flow CO<sub>2</sub> laser // SPIE. 1995. Vol. 2713. P. 25.
- 51. Кузнецова Т.Н. О взаимодействии электромагнитных полей с активными средами // Нелинейная оптика. Тр.ФИАН. 1968. Т. 43. С. 116-160.
- 52. Casperson L.W. Source of errors // Appl. Optics. 1980. Vol. 19, N 3. P. 422-434.
- 53. Dembovetski V.V., Zavalov Yu.N., Zavalova V.Ye. Fast-axial flow CO<sub>2</sub> laser output characteristics and scaling parameters // SPIE. 1996. Vol. 2773. P. 125-134.
- 54. Завалов Ю.Н. Исследование генерационных характеристик электроразрядного СО<sub>2</sub>- лазера с турбулентным продольным потоком газа // Дис. ... канд. физ.-мат. наук, Шатура, 1997.
- 55. Невдах В.В. О влиянии температуры на создание инверсии заселенностей в активных средах электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, N 6. C. 525-528.
- 56. Арам М., Солтанморали Ф., Гафори С и др. Измерение коэффициента усиления слабого сигнала и интенсивности насыщения непрерывного СО<sub>2</sub>лазера с помощью внутрирезонаторного устройства, вносящего регулируемые потери // Квантовая электроника. 2004. Т. 35, N 4. С. 341-343.
- 57. Galushkin M.G., Golubev V.S., Zavalov Yu.N. et al. Large-Scale Optical Nonuniformities in Active Medium of Axial-Flow Industrial CO<sub>2</sub> Lasers / In: Digest Paper of "XI Int.Symp. on Gas Flow and Chemical Laser Conf.", Edinburgh, UK, Aug 25-30. 1996. P. 38.
- 58. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Завалов Ю.Н. и др. Оптические неоднородности активной среды СО₂-лазеров с быстрой аксиальной прокачкой // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 3. С. 223-226.
- 59. McCumber D.E. Eigenmodes of a Symmetrical Laser Resonator and Pertubation by Output-Coupling Apertures // Bell Systems Techn. J., Febr. 1965. p. 333-344.
- 60. Завалов Ю.Н., Капцов Л.Н., Кудряшов А.В. и др. Формирование заданного распределения интенсивности излучения в непрерывном технологическом СО₂-лазере // Квантовая электрон. 1999. Т. 27, № 57. С. 57-58.