

Фазовая коррекция излучения мощного технологического лазера с селекцией высших мод

М.Г.Галушкин*, П.В.Короленко**, В.Г.Макаров**,
А.Т.Полоско**, В.П.Якунин*

Теоретически и экспериментально рассмотрены особенности работы мощного технологического CO₂-лазера с селекцией и коррекцией фазы высших поперечных мод. Впервые сообщается об эффективном преобразовании с помощью фазового корректора поля высшего типа колебаний в узконаправленный пучок с синфазными световыми колебаниями при уровне выходной мощности до 1кВт. Достигнуто трехкратное уменьшение угловой расходимости по отношению к многомодовому пучку. Проанализирована физическая природа внутррезонаторных аберраций, негативно влияющих на качество пучка. Показано, что наиболее значительным оказывается влияние аберрации типа оптического клина, возникающей из-за использования поперечной прокачки активной среды и поперечного разряда. Обсуждается перспектива использования рассмотренного метода получения узконаправленного излучения при более высоких значениях мощности.

1. Введение

Сохраняет актуальность проблема улучшения качества излучения и повышения эффективности съема энергии с активной среды мощных технологических лазеров. При использовании устойчивых резонаторов возможны решения указанной проблемы ограничены переходом в многомодовый режим генерации при увеличении апертуры резонатора. Предложенные альтернативные схемы оптических резонаторов наряду с определенными преимуществами, как правило, обладают и рядом трудно устранимых недостатков. Так, классическая схема неустойчивого резонатора [1] часто оказывается неэффективной в мощных газовых лазерах из-за относительно невысоких коэффициентов усиления активной среды. Достаточно популярная в настоящее время схема устойчиво-неустойчивого резонатора [2,3] не дает возможности формировать на выходе аксиально-симметричную структуру излучения. Заметно улучшить характеристики неустойчивого

резонатора позволяет его модификация [4], в которой полупрозрачное выходное зеркало обладает периферийной слабоотражающей зоной. Однако большие поперечные размеры выходящего из подобного резонатора пучка усугубляют его критичность к влиянию аберраций последующей передающей и формирующей оптики.

Среди иных типов резонаторов для технологических лазеров можно отметить резонаторы с пространственной фильтрацией излучения [5,6]. При хорошем качестве излучения они, являясь многоэлементными устройствами, сложнее в настройке и эксплуатации. Ограниченные возможности альтернативных схем резонаторов стимулируют попытки улучшить характеристики резонаторов с устойчивой геометрией. Один из вариантов улучшения свойств устойчивых резонаторов состоит в пространственно неоднородном выводе энергии возбуждаемых в нем высших (в том числе и многоходовых) мод [7-9]. Однако при его практической реализации следует считаться с тем, что в мощных лазерах плотность выводимой мощности излучения может превзойти порог радиационной прочности зеркала.

Существует еще один способ улучшения качества формируемого в резонаторе лазерного пучка и его

* ИППЛИТ РАН

** Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

согласования с профилем усиления активной среды, основанный на селективном возбуждении в резонаторе определенной моды высокого порядка и последующего преобразования ее поля с помощью специального фазового корректора в пучок с синфазными световыми колебаниями [10-13]. Этот способ был реализован в лазерах с невысоким уровнем выходной мощности. Однако его применимость по отношению к мощным лазерам в литературе не обсуждалась. Между тем использование его в мощных технологических лазерах позволило бы при весьма простой модификации оптического тракта существенно улучшить качество излучения. В данной работе рассмотрена физическая модель, описывающая работу мощного технологического CO_2 -лазера с селекцией и коррекцией фазы высших поперечных мод, и приведены экспериментальные данные, характеризующие особенности его генерации.

2. Основные характеристики лазера

Эксперименты проводились на электроразрядном CO_2 -лазере ТЛ-2,5 с длиной волны излучения 10,6 мкм с поперечной прокачкой рабочей смеси и поперечным разрядом. Соотношение компонентов рабочей смеси $\text{He:N}_2:\text{CO}_2:\text{O}_2$ было равно 15:4:1:0.2 при общем давлении в разрядной камере 25-30 Торр. Скорость протока активной среды через зону резонатора составляла 50-60 м/с. Для формирования поперечного разряда использовался секционированный анод, соединенный с системой балластных сопротивлений. Катод был выполнен в виде медного цилиндра малого диаметра, охлаждаемого проточной водой. Длины анода и катода были равны 1 м при расстоянии между ними 39 мм. Ток разряда мог варьироваться от 3 до 15 А.

Схема используемого в лазере устойчивого оптического резонатора изображена на рис.1а. Резонатор, построенный по многопроходной схеме, образован сферическим M_1 и плоским M_4 зеркалами, а также двумя поворотными зеркалами M_2 , M_3 . Общее число проходов через активную среду равно 5 при общей длине резонатора 8 м. Ось резонатора располагалась на расстоянии 22 мм от анода. Приведенные на рис.1а оси x и y определяют соответственно направление электрического разряда и потока газовой смеси. Используемое в качестве выходного плоское зеркало M_4 выполнялось на цинк-селеновой подложке, прозрачной в инфракрасной области, и имело коэффициент пропускания 50%. Вблизи отражающей поверхности зеркала располагалась амплитудная маска m для селекции

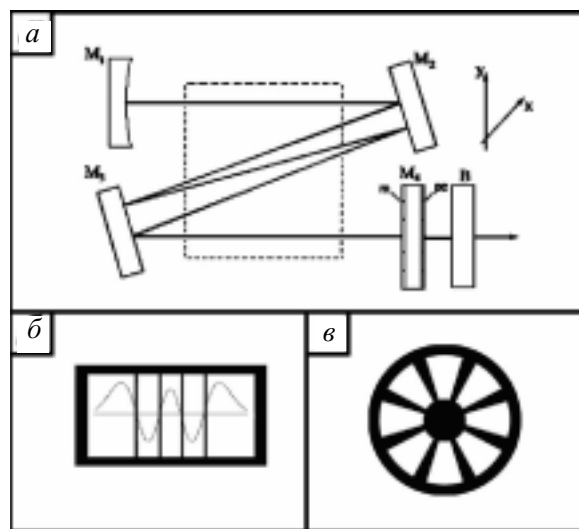


Рис.1. Схема оптического резонатора (а) и конфигурации селекционирующих масок (б, в). M_1 — “глухое” сферическое зеркало; M_2 , M_3 — поворотные зеркала; M_4 — выходное плоское зеркало; m — маска; pc — фазовый компенсатор; V — выходное зеркало; пунктир на (а) — активная среда; пунктир на (б) — амплитуда селективируемой моды.

определенной моды резонатора, а вблизи тыльной — фазовый корректор pc . Маска представляла устанавливаемый вблизи выходного зеркала непрозрачный экран, в котором выполнены отверстия определенной конфигурации. Внутренние непрозрачные элементы маски располагались в области узлов поперечного распределения поля селективируемой моды. В ряде экспериментов применялось выходное зеркало, с которым были технологически совмещены селекционирующая маска и фазовый корректор. В этом случае форма и положение отверстий маски соответствовала зонам на отражающей поверхности, обеспечивающим оптимальные с точки зрения получения максимальной выходной мощности коэффициенты пропускания и отражения. Остальная (селекторная) часть поверхности зеркала выполняется при этом полностью пропускающей. Совмещение с зеркалом корректора фазы достигалось тем, что на тыльную грань подложки наносились соответствующим образом расположенные прозрачные для излучения покрытия с оптической толщиной в половину длины волны.

При малых токах разряда (до 8 А) лазер обычно генерировал суперпозицию мод TEM_{00} и TEM_{01} , причем узловая линия TEM_{01} моды совпадала с осью y (направлением потока). Последнее обстоятельство указывает, что эффективный размер моды TEM_{00} , определяющий ее взаимодействие с активной средой,

в направлении оси y за счет движения среды заметно превосходит размер в направлении x . С увеличением тока разряда и при соответствующем повышении уровня выходной мощности излучение представляло собой существенно более сложную суперпозицию высших мод.

Для анализа поперечной структуры выходного излучения лазера использовалась диагностическая система Mode Analysis Computer-2. На входное отверстие этой системы излучение подавалось после ослабления мощности, осуществляемого при помощи дифракционного ответвителя.

3. Расчет резонатора с селекцией высших мод

В основу расчетной модели резонатора с селекцией моды высшего порядка были положены требования, сводящиеся к обеспечению:

1. наилучшего согласования объемов селективируемой моды и объема активной зоны резонатора;
2. необходимой селективирующей способности амплитудной маски при минимальном уровне дополнительных потерь;
3. технологичности изготовления и радиационной прочности элементов резонатора и фазового корректора;
4. устойчивости характеристик селективируемой моды и компенсатора фазы к оптическим аберрациям внутри резонатора.

Исходными параметрами при расчете оптимальной конфигурации селективирующей маски были размеры ограничивающих диафрагм, штатно устанавливаемых вблизи выходного плоского зеркала резонатора, а также радиус кривизны “глухого” сферического зеркала. Одна из используемых в экспериментах диафрагм имела прямоугольную форму (в направлении x — 39 мм, в направлении y — 19 мм), другая была круглой (с радиусом 12 мм). Для прямоугольной диафрагмы проводился расчет оптимальной конфигурации эрмито-гауссовой моды, а для круглой — лаггерро-гауссовой моды. Радиус кривизны “глухого” сферического зеркала составлял $R=30$ м. Последний параметр при известной длине резонатора ($L=8$ м) и длине волны $\lambda=10,6$ мкм однозначно задает радиус пучка основной моды w_0 на выходном зеркале

$$w_0=(\lambda/\pi)^{1/2}[L(R-L)]^{1/4}=6,7 \text{ мм.} \quad (1)$$

Оценка дифракционных потерь на внутрирезонаторной диафрагме и на элементах маски проводилась по формулам [8], полученным в приближении заданного поля. В этом приближении можно считать, что падающая на выходное зеркало волна

соответствует в прямоугольной системе координат “чистой” селективируемой моде $\Psi_{mn}(x,y,z)$. В пренебрежении потерь энергии на глухом зеркале потери этой моды определяются посредством следующего выражения [8]:

$$\delta_{mn}=1-r_{mn}, \quad (2)$$

где

$$r_{mn}=(\rho_1\Delta_1+\rho_2\Delta_2)^2. \quad (3)$$

коэффициент отражения от системы “селектор-выходное зеркало” в селективируемую моду. Здесь ρ_1 и ρ_2 — коэффициенты отражения по амплитуде соответственно от рабочей поверхности зеркала и от элементов селектора (отражение от ограничивающей диафрагмы также будем считать равным ρ_2 , рассматривая тем самым диафрагму как элемент селективирующей маски)

$$\Delta_1 = \int_{S_1} |\Psi_{mn}^2| dx dy, \quad (4)$$

$$\Delta_2 = \int_{S_2} |\Psi_{mn}^2| dx dy, \quad (5)$$

где S_1 — площадь рабочей поверхности зеркала, S_2 — площадь непрозрачных участков маски (считается, что мощность селективируемой моды равна единице).

Определяемые формулой (2) потери складываются из потерь на пропускание выходного зеркала, из потерь, обусловленных поглощением в зеркале и элементах маски, а также потерь, связанных с рассеянием энергии искаженной селектором рабочей моды в моды резонатора с другими поперечными индексами.

С помощью соотношений (1)-(5) с учетом выше сформулированных требований была проведена многопараметрическая оптимизация параметров селективного резонатора, в ходе которой варьировались индексы возбуждаемых в резонаторе мод, а также форма и размеры элементов селективирующих масок. Распределения амплитуд различных мод рассчитывались исходя из теории “холодного” резонатора [14]. В результате расчетов был установлено, что для заданных размеров внутрирезонаторных диафрагм оптимальной является селекция эрмито-гауссовой моды TEM_{40} (для прямоугольной диафрагмы) и лаггерро-гауссовой моды TEM'_{04} (для круглой диафрагмы). Конфигурации масок, используемых для селекции этих мод, приведены на рис. 1б,в. Размеры внутренних апертур масок соответствуют размерам внутрирезонаторных ограничивающих диафрагм, что гарантирует наилучшее заполнение излучением активной зоны резонатора. Толщина

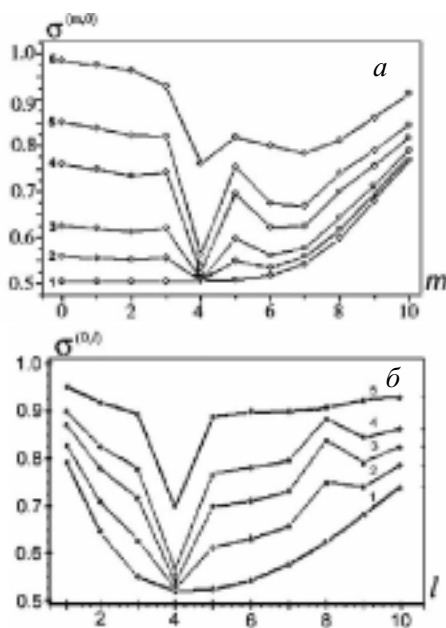


Рис.2. Потери эрмито-гауссовых мод TEM_{m0} (а) и лагерро-гауссовых мод TEM'_{0l} (б) при настройке селектора соответственно на моду TEM_{40} и TEM'_{04} . а: 1 — $d/w_0=0$; 2 — $d/w_0=0,01$; 3 — $d/w_0=0,04$; 4 — $d/w_0=0,1$; 5 — $d/w_0=0,16$; б: 1 — $\phi_0=0$; 2 — $\phi_0=0,04$; 3 — $\phi_0=0,08$; 4 — $\phi_0=0,12$; 5 — $\phi_0=0,2$.

внутренних перетяжек прямоугольной маски равна $2d=0,54$ мм (d — расстояние от края перетяжки до узловой линии селектируемой моды). Угловой размер радиальных перетяжек круглой маски составляет $2\phi_0=0,16$ рад при диаметре внутренней непрозрачной круглой зоны 8 мм.

Селектирующую способность прямоугольной маски характеризуют кривые, приведенные на рис.2а. Они определяют зависимость потерь $\sigma^{(m,0)}$ при отражении волны от системы “зеркало-селектор” от индексов m возбуждаемых в резонаторе TEM_{m0} -мод при разных значениях ширины перемычек. Из рисунка видно, что выбранная в качестве оптимальной ширина перемычки $2d=0,54$ мм ($0,08$ в единицах w_0) обеспечивает без заметного увеличения внутрирезонаторных потерь селективность, определяемую разностью потерь между выбранной и другими модами резонатора, не хуже 10%. Селектирующую способность круглой маски определяют графики на рис.2б, которые характеризуют соотношение потерь в системе “зеркало-селектор” мод TEM'_{0l} , отличающихся индексом l . Как видно из хода графиков, использованный при изготовлении круглой маски азимутальный размер радиальных перемычек ($2\phi_0=0,16$), лишь незначительно увеличивая общий уровень потерь, обеспечивает селективность на уровне 15%.

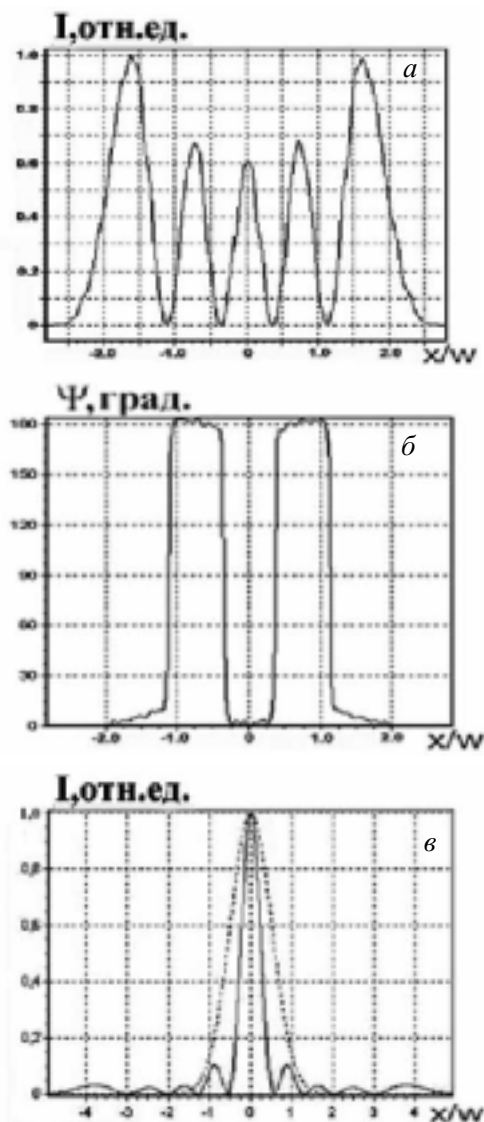


Рис.3. Распределения интенсивности I (а, в) и фазы Ψ (б). а, б — вблизи выходного зеркала; в — в дальней зоне; пунктир — излучение на основной моде; w — радиус пучка основной моды в соответствующей плоскости.

Исходя из практики использования пространственной селекции возбуждаемых в резонаторе CO_2 -лазера мод [8], указанный уровень селекции можно считать приемлемым. В то же время, учитывая высокую критичность механизма конкуренции мод к взаимному соотношению потерь, окончательный вывод о достаточности селектирующей способности выбранной маски для получения одномодового режима может дать лишь эксперимент (см. ниже).

С целью проверки обоснованности использованной для оценки уровня потерь модели, основанной на приближении заданного поля, был проведен с

помощью итерационного метода [15] расчет структуры внутрирезонаторного поля при оптимальной конфигурации и положении селекторной маски.

Расчитанные распределения интенсивности и фазы волны, падающей на плоское зеркало, для прямоугольной маски с приведенным выше оптимальным значением ширины перемычек показаны на рис.3а, б. Эти распределения весьма близки соответствующим распределениям для мод “пустого” резонатора, что подтверждает корректность использованной расчетной модели. На рис.3в изображено для дальней зоны распределение интенсивности светового пучка, сформировавшегося в резонаторе и прошедшего затем фазовый компенсатор. Из сравнения этого распределения с профилем интенсивности при генерации лазера на основной моде (пунктир) хорошо виден эффект сужения диаграммы направленности излучения при фазовой компенсации изменений фазы в соседних сегментах поперечной структуры селектируемой высшей моды.

С помощью итерационного метода был рассмотрен также вопрос о критичности селекции моды резонатора к отклонению размеров перемычек внутрирезонаторных масок от оптимальной величины. Расчеты показали, что селектирующая способность масок не очень критична к размеру перемычек. Так, увеличение перемычек в два-три раза от оптимальных значений не сказывалось сколько-нибудь существенно на характеристиках селектируемого внутрирезонаторного поля.

4. Влияние оптических aberrаций и погрешностей компенсации изменений фазы на качество лазерного пучка

Приведенные выше результаты расчета селектирующей способности масок были выполнены в пренебрежении влияния разнообразных оптических aberrаций, искажающих амплитудно-фазовый профиль волны, падающей на селектор. Среди факторов, вызывающих aberrации, следует выделить с точки зрения значимости эффекты, обусловленные тепловым самовоздействием излучения в активной среде и пространственной неоднородностью энерго-вклада в разряд [16]. Указанные факторы приводят к появлению aberrаций типа “оптический клин”, приводящих к наклону оси резонатора. Выполненные измерения угла наклона оси резонатора [16] показали, что в технологическом CO₂-лазере с поперечной прокачкой рабочей смеси угловые смещения могут достигать при уровне выходной мощности 5 кВт величины $\Delta\varphi=1,6 \cdot 10^{-4}$ рад. Угловое смещение приводит к поперечному смещению оси резонатора

в плоскости маски Δx , которое можно приближенно оценить по формуле $\Delta x=(R-L)\Delta\varphi$. Если $\Delta\varphi=1,6 \cdot 10^{-4}$ рад, то $\Delta x=3,5$ мм. Тем самым поперечные

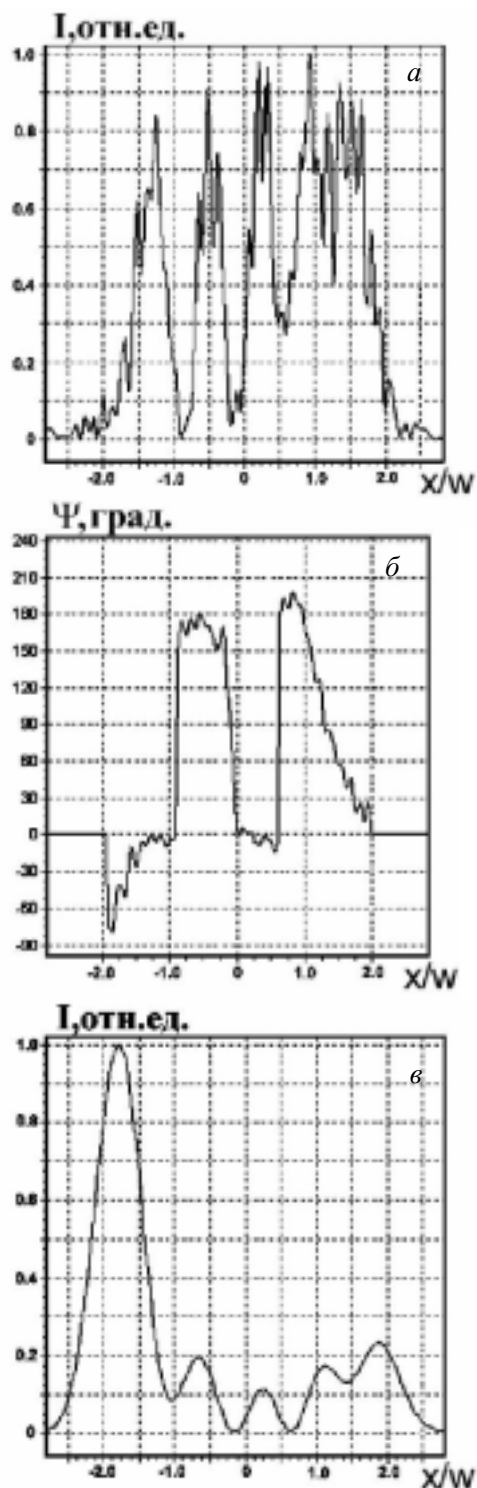


Рис.4. Распределения интенсивности I (а, в) и фазы Ψ (б) при смещении маски. а, б — вблизи выходного зеркала; в — в дальней зоне; $\Delta x/2d=4$.

смещения оси при высоком уровне мощности оказываются сопоставимыми с радиусом пучка основной моды.

Поперечное смещение оси резонатора может приводить к весьма существенному ухудшению селективирующей способности маски и искажению структуры излучения внутри резонатора и в дальней зоне. Это хорошо видно из рис.4, на котором приведено рассчитанное итерационным методом распределение интенсивности и фазы излучения на выходе лазера в ближней и дальней зонах для случая, когда при селекции моды TEM_{40} ось резонатора сдвинута в плоскости селективирующей маски на величину, в четыре раза превосходящую толщину ее перемычек. Из рисунков видно, что смещение пучка относительно маски приводит не только к искажению профиля интенсивности, но и к существенным фазовым aberrациям. Последний же фактор мешает выровнять распределение фазы с помощью фазового компенсатора. Расчеты показали, что при смещении оси резонатора в направлении оси x характеристики внутрирезонаторного поля резко ухудшаются при величинах $\Delta x = (0,15-0,2)w_0$. Следует отметить, что смещение оси в направлении y не влияет существенно на селективирующую способность прямоугольной маски, вызывая лишь некоторое увеличение общего уровня потерь.

Аналогичные расчеты с целью оценки влияния смещения оси были проведены для круглой маски. Они показали, что круглая маска теряет селективирующие свойства при смещениях $\Delta r = (0,15-0,3)w_0$. При этом смещение оси в направлении угловой линии оказывает несколько более сильное влияние.

Оценки влияния на характеристики выходного пучка неточностей выравнивания фазы световых колебаний в выходной плоскости лазера показывают, что качественное преобразование поля селективируемой моды можно осуществить, когда ошибка δ в компенсации фазы для моды TEM_{40} не превосходит 20-25%. Критичность к величине δ корректировки фазы цилиндрических лаггерро-гауссовых мод выражена сильнее. Допустимые значения δ не должны превосходить 10%. Различия в приведенных оценках объясняется тем, что в случае корректировки фазового распределения моды TEM_{40} корректировка проводится в сегментах с меньшей относительной площадью

5. Результаты экспериментов и их обсуждение

В экспериментах с селекцией моды TEM_{40} маска сначала располагалась так, что ее перемычки были ориентированы по направлению потока. Было

установлено, что при таком положении маски оптическая схема обеспечивала эффективное преобразование моды TEM_{40} в пучок с синфазными колебаниями до уровня выходной мощности 700-800 Вт. Помещение в резонатор селективирующей маски при неизменной апертуре резонатора уменьшало выходную мощность примерно на 10%. Однако это уменьшение сопровождалось резким увеличением (почти в два раза) интенсивности в приосевой области и могло быть легко скомпенсировано увеличением тока накачки. Сказанное подтверждают зарегистрированные на экране монитора диагностической системы распределения интенсивности излучения, показанные на рис.5. Распределения на рис.5а, б зарегистрированы на выходе резонатора, а распределения на рис.5в, г — в фокальной плоскости собирающей линзы (дальняя зона) при выходной мощности 700 Вт. Из сравнения этих рисунков хорошо виден эффект улучшения расходимости излучения при компенсации изменений фазы. Размер пятна в фокальной плоскости линзы в направлении x оказывается меньше размера в направлении y , поскольку на выходе лазера эффективный размер пучка в направлении x больше. Анализ профиля пучка, изображенного на рис.5г показывает, что его угловая расходимость в направлении оси x примерно вдвое меньше угловой расходимости основной моды. Угловая ширина пучка по уровню половинной интенсивности составила величину $\theta = 4 \cdot 10^{-4}$ рад. Такое уменьшение угловой расходимости совпадает с приведенными теоретическими оценками (рис.3б). Если характеризовать расходимость излучения в плоскости xz угловой шириной области, содержащей определенную долю полной мощности, то по уровню 0,5 полной мощности расходимость преобразованной моды TEM_{40} равна $\theta = 1,7 \cdot 10^{-4}$, что составляет 0,55 от соответствующей расходимости моды TEM_{00} ; по уровню 0,8 расходимости указанных пучков сравниваются и оказываются равными $\theta = 6 \cdot 10^{-4}$. Выравнивание расходимостей происходит из-за наличия боковых максимумов в пучке скорректированной моды TEM_{40} . Отметим, что последнее из приведенных значений расходимости примерно в три раза меньше расходимости многомодового пучка ($\theta = 2 \cdot 10^{-3}$), сформированного в резонаторе в отсутствие маски.

Дальнейшее повышение выходной мощности привело к ухудшению качества излучения. Рис.5д, е характеризуют структуру лазерного пучка в фокальной плоскости фокусирующей линзы при уровне мощности 1000 Вт. Из них видно, что при указанной мощности начинают проявляться заметные искажения в профиле пучка. Дальнейшее

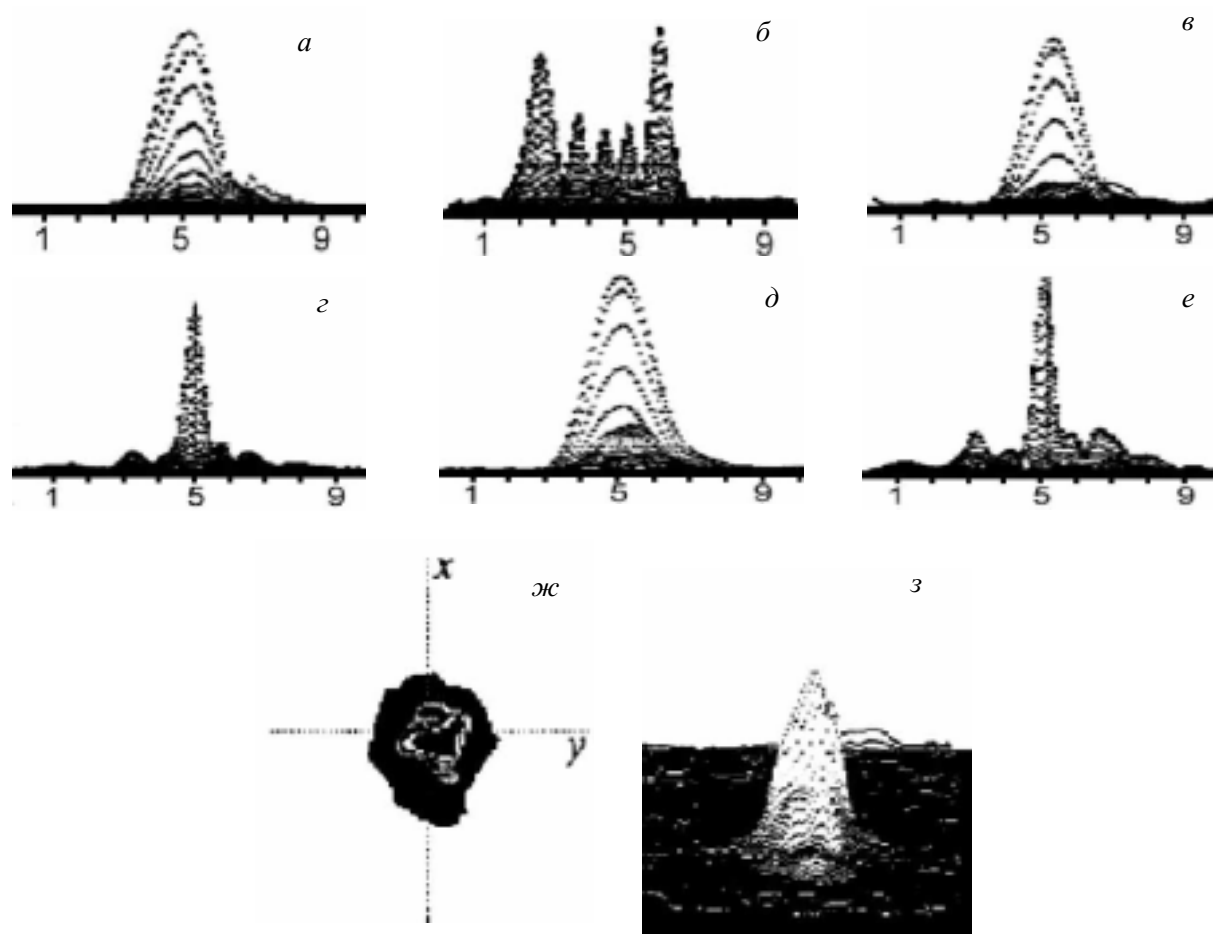


Рис.5. Структура излучения лазера с фазовым корректором. *a-e* — при селекции эрмито-гауссовой моды TEM_{40} ; *ж, з* — при селекции лагерро-гауссовой моды TEM'_{04} (плоскостное и объемное представления), *a, в, д* — профили интенсивности вдоль оси y ; *б, г, е* — профили интенсивности вдоль оси x ; *a, б* — профили пучка вблизи выходного зеркала; *в-з* — профили пучка в фокальной плоскости линзы; выходная мощность равна 700 Вт (*a-г*), 1000 Вт (*д, е*), 800 Вт (*ж, з*).

повышение мощности усугубляло уширение пятна в фокальной плоскости, что указывает на отсутствие фазовой синхронизации на выходе лазера. Важным с точки зрения интерпретации экспериментальных данных является тот факт, что при резком уменьшении тока накачки и, соответственно, уменьшении выходной мощности структура излучения быстро улучшалась. Это указывает на то, что основные aberrации, влияющие на селекцию в резонаторе определенного типа колебаний и фазовую компенсацию, в меньшей степени обусловлены нагревом элементов резонатора, а определяются, в основном, самовоздействием излучения в активной среде и пространственной неоднородностью энерговклада в разряде.

При расположении маски, когда ее переключки располагались перпендикулярно потоку активной среды, обеспечение селекции моды TEM_{04} и соответственно получение на выходе лазера узконаправ-

ленного излучения оказалось невозможным из-за появления примеси моды TEM_{14} значительно искажающей структуру внутрирезонаторного поля. Не удалось получить приближающееся к теоретической оценке улучшение качества излучения и при селекции с помощью круглой маски моды TEM'_{04} , если мощность излучения превосходила 700-800 Вт. Несмотря на близость регистрируемых распределений интенсивности к “классическому” виду моды TEM'_{04} , ее волновой фронт при указанных значениях мощности приобретал существенные фазовые искажения. Эти искажения не позволяли сформировать в дальней зоне профиль интенсивности пучка более узкий, чем профиль основной моды, хотя устойчиво наблюдалось существенное повышение интенсивности пучка в приосевой области (рис.5*ж, з*).

Выявленное в процессе проведенных экспериментов снижение эффективности преобразования

моды высокого порядка в узконаправленное излучение при высоком уровне мощности можно однозначно связать с негативным влиянием внутрирезонаторных неоднородностей [4,16].

5. Заключение

Основной вывод, который можно сделать, обобщая результаты расчетов и экспериментов, состоит в том, что использованные в данной работе методы расчета оптического тракта CO₂-лазеров с поперечной прокачкой активной среды, а также существующие в настоящее время технологические возможности изготовления их оптических элементов позволяют при хорошем заполнении излучением активной среды получать путем коррекции волнового фронта высших мод узконаправленное излучение в диапазоне до 1000 Вт.

Наиболее существенным препятствием для улучшения выходных характеристик лазеров при более высоком уровне мощности являются возрастающие при увеличении тока накачки внутрирезонаторные aberrации типа оптического клина. Их физическая природа в значительной степени обусловлена поперечной прокачкой активной среды и поперечным разрядом. Aberrации указанного типа, с одной стороны, отрицательно сказывается на селективной способности внутрирезонаторной маски из-за смещения оси резонатора, а с другой стороны — вызывают из-за увеличения роли дифракции излучения на элементах маски, возмущения волнового фронта, которые не могут быть скомпенсированы фазовым корректором.

Как численное моделирование, так и результаты экспериментов показывают, что негативное влияние aberrаций на структуру излучения выше при селекции лаггеро-гауссовых мод, чем при селекции эрмито-гауссовых. В значительной степени это связано с большей чувствительностью к возмущениям волнового фронта фазового компенсатора, настроенного на моды цилиндрической геометрии.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что эффективное преобразование излучения мод высокого порядка в узконаправленный пучок при выходной мощности, превосхо-

дящей 1000 Вт, возможно лишь при подстройке в рабочем режиме положения маски и корректора фазы под смещения пучка, соответствующего уровню выходной мощности. Организация такой подстройки в типовых технологических лазерах потребует более существенной модификации оптического тракта и системы управления его параметрами.

Наконец, оценивая перспективы использования метода коррекции фазового профиля высших мод в мощных технологических газовых лазерах, следует указать на их перспективность в лазерах с быстрой аксиальной прокачкой рабочей смеси, поскольку в таких лазерах практически отсутствуют причины для возникновения aberrаций типа оптического клина.

Литература

1. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения (М., Наука, 1979).
2. Borghese A., Ganevari R. Appl. Opt., 20, 3547 (1981).
3. Забелин А.М. Программа и аннотация докладов VII Международной конференции “Лазерные и лазерно-информационные технологии: Фундаментальные проблемы и приложения”, Суздаль 2001, с.51.
4. Galushkin M.G., Yakunin V.P., Samarkin V.V., Zavalova V.Ye. SPIE, 3686,10 (1999).
5. Джиджоев М.С., Кудинов И.А., Платоненко В.Т., Попов В.К. Квантовая электроника, 13, 224 (1986).
6. D’Amato F., Giorgi M., Marchetti S. Opt. Communications, 76, 121 (1990).
7. Троицкий Ю. В. Квантовая электроника, №1, с.124 (1974).
8. Абросимов Г. В., Королев Ф.А., Короленко П.В., Одинцов А.И., Саркаров Н.Э., Шарков В.Ф. ЖПС, XXV, 52 (1976).
9. Короленко П.В., Шарков В.Ф., Федотов Н.Н. Квантовая электроника, 22, №6, 562 (1995).
10. Casperson Lee W., Kincheloe N. K., Stafsudd O.M. Opt. Communications, 21, 1 (1977).
11. Casperson Lee W. Quant. Electr., 8, 537 (1976).
12. Casperson Lee W. Quant. Electr., 9, 499 (1977).
13. Casperson Lee W. Laser focus world. 223 (May 1994).
14. Kogelnik H., Li T. Proc. IEEE, 54, 1312 (1966).
15. Fox A.G., Li T. Bell System Techn. J., 40, 453 (1961).
16. Акиртава Д.О., Голубев В.С., Галушкин М.Г., Забелин А.М., Панченко В.Я. В сб. препринтов НИЦТЛ АН СССР, (Шатура, 1991, с. 91).