

# Моделирование фазовой синхронизации двух лазеров с гибридными резонаторами

Н.Н.Ёлкин\*, А.П.Напартович\*, Д.П.Рейли\*\*, В.Н.Трощива\*

*Развита трёхмерная дифракционная численная модель щелевого лазера с гибридным резонатором. Эта модель использована для исследования фазовой синхронизации двух лазеров с оптической связью, осуществляемой через край выходного зеркала. Численное исследование фазовой синхронизации технологических щелевых  $\text{CO}_2$ -лазеров показывает, что такая синхронизация возможна при соответствующем выборе параметров канала связи. Установлено, что деструктивное влияние активной среды, возникающее с ростом накачки, может быть минимизировано. Показано, что с ростом накачки боковая диаграмма направленности выходного излучения улучшается, а в поперечном направлении пучок уширяется из-за возбуждения волноводных мод высокого порядка.*

**Ключевые слова:** щелевой лазер, гибридный резонатор, фазовая синхронизация, неустойчивый резонатор, волновод.

## 1. Введение

Развитие промышленных газовых лазеров в последние годы пошло по пути создания щелевых конструкций с так называемым диффузионным охлаждением. При таком подходе отпадает необходимость в быстрой прокачке газа, а мощность наращивается за счёт длины щели [1]. Одномодовая генерация, необходимая для обеспечения высокого качества лазерного пучка, реализуется при использовании гибридного резонатора, в котором излучение в направлении поперек щели удерживается стенками (волноводное распространение), а в направлении вдоль щели (боковое направление) – зеркалами, образующими неустойчивый резонатор [2]. Проблема формирования выходного излучения для технологических применений в настоящее время успешно решена [3]. Увеличение мощности промышленных установок возможно при сложении мощностей нескольких лазеров [4]. Использование оптической связи между резонаторами и реализация фазовой синхронизации позволяют дополнительно улучшить оптическое качество суммарного лазерного пучка.

Сложность геометрии щелевых лазеров заставляет использовать при их численном моделировании подход, основанный на решении трёхмерного дифракционного уравнения. Ранее проблема фазовой синхронизации лазеров с неустойчивыми резонаторами рассматривалась нами в двумерном приближении дифракционной оптики [5, 6]. Аналогичные расчёты выполнялись в США [7] (см. также обзор ранних работ в [8]).

В настоящей работе развита трёхмерная численная модель щелевого лазера, которая используется для исследования проблемы фазовой синхронизации двух ще-

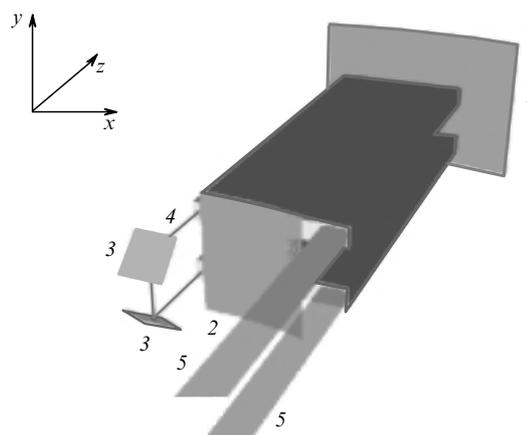


Рис.1. Схема рассматриваемой лазерной системы: 1 – вогнутое зеркало; 2 – выпуклое зеркало; 3 – поворотные зеркала; 4 – канал связи; 5 – выходной пучок.

левых лазеров с оптической связью через край зеркала неустойчивого резонатора. Отметим, что ранее о создании аналогичной трёхмерной модели для описания одиночного щелевого  $\text{CO}_2$ -лазера с гибридным резонатором сообщалось в работе [9].

## 2. Постановка задачи

Геометрия рассматриваемой конструкции из двух щелевых лазеров показана на рис.1. Канал оптической связи образован двумя плоскими отражающими зеркалами 3, которые направляют излучение, выходящее через край выпуклого зеркала 2 одного из резонаторов, внутрь другого резонатора. Цилиндрические зеркала, образующие неустойчивый резонатор в боковом направлении, могут быть общими для обоих лазеров. Сложность математического расчёта оптических полей в рассматриваемой геометрии очевидна. Математическая проблема, подлежащая исследованию, может быть сформулирована в общем виде на языке операторов преобразования излучения. Если функции  $v$  и  $f$  соответствуют пучкам,

\*ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: apn@triniti.ru

\*\*Northeast Science & Technology, 117 North Shore Blvd, East Sandwich, MA 02537, USA

падающим на выходное (выпуклое) зеркало каждого из резонаторов, то их связь может быть описана с помощью двух операторов. Оператор  $\hat{P}$  описывает круговой обход одного из резонаторов пучком, отраженным от выпуклого зеркала, а оператор  $\hat{T}$  – распространение пучка, прошедшего через канал связи, попадающего далее внутрь другого резонатора, совершающего там круговой обход и падающего на плоскость его выходного зеркала. С помощью этих операторов система уравнений для полей  $v$  и  $f$  имеет вид

$$\begin{pmatrix} \hat{P} & e^{i\psi}\hat{T} \\ e^{i\chi}e^{i\psi}\hat{T} & e^{i\chi}\hat{P} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v \\ f \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} v \\ f \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  – собственное значение системы уравнений;  $\chi$  – разность оптических длин резонаторов в набегах фазы;  $\psi$  – набег фазы в канале связи за вычетом величины, кратной  $2\pi$  (более подробное обсуждение этих параметров можно найти в работах [6, 9]). Для идентичных резонаторов  $\chi = 0$ , и система уравнений (1) может быть расщеплена на два уравнения

$$(\hat{P} - e^{i\psi}\hat{T})w_- = \gamma w_-, \quad w_- = v - f, \quad (2)$$

$$(\hat{P} + e^{i\psi}\hat{T})w_+ = \gamma w_+, \quad w_+ = v + f \quad (3)$$

для двух новых функций  $w_{\pm}$ , являющихся симметричной и антисимметричной линейными комбинациями введенных выше функций  $v$  и  $f$ . Легко убедиться в том, что система (2), (3) имеет два решения: синфазное ( $v = +f$ ) и антифазное ( $v = -f$ ). При этом синфазное решение удовлетворяет уравнению (3), а антифазное – уравнению (2). Отметим, что при изменении фазы  $\psi$  решения переходят друг в друга при  $\psi' = \psi \pm \pi$ . Поэтому достаточно найти решения одного из уравнений (2), (3), варьируя  $\psi$  в пределах от нуля до  $2\pi$ .

В случае идентичных резонаторов задача может быть ещё упрощена, если учесть симметрию лазерной конфигурации относительно плоскости, параллельной планарным волноводам лазеров и расположенной посредине между ними. Соответствующий эквивалентный резонатор в боковой проекции показан на рис.2, где идеально отражающее зеркало 3, помещенное в середине канала связи (длиной  $d_c$ ), эффективно учитывает симметрию конфигурации. Поворотные зеркала также считаются идеально отражающими и не ограничивающими апертуру пучка связи. Описанный приём, использованный ранее в [6], позволяет существенно сократить объём необходимых вычислений.

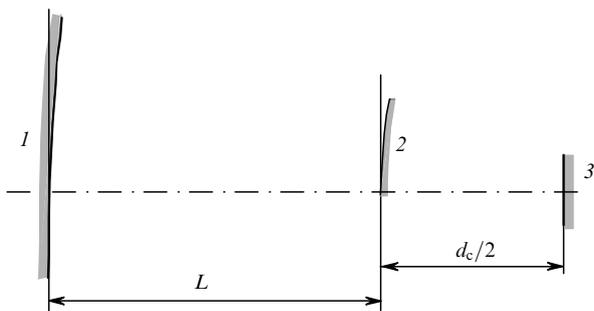


Рис.2. Схема эквивалентного резонатора в боковой проекции: 1 – вогнутое зеркало; 2 – выпуклое зеркало; 3 – эквивалентное зеркало, учитывающее симметрию схемы.

Следует отметить, что приближение идентичности резонаторов может оказаться трудновыполнимым практически. Однако, проведя расчёты в таком приближении, можно определить ключевые параметры, выбор которых обеспечит надёжную селекцию желаемой моды и слабую чувствительность фазовой синхронизации к требованиям идентичности лазеров. Целью проведения расчётов является изучение спектра коллективных мод системы, определение порога генерации для каждой из мод в зависимости от ключевых параметров, нахождение оптического качества суммарного выходного пучка, изучение эффектов насыщения усиления и неоднородной рефракции. В результате проведенных исследований можно найти ключевые параметры конструкции, определяющие стабильность синхронизации.

### 3. Результаты численного моделирования

Как отмечалось ранее при изучении лазеров с неустойчивыми резонаторами, связанных излучением через центральные отверстия в зеркалах [6], одним из ключевых параметров, существенно влияющих на синхронизацию, является фазовый набег в канале связи  $\psi$ . Когда оптическая связь организуется через противоположный выходу край выпуклого зеркала, точное положение оптической оси неустойчивого резонатора относительно этого края  $\delta$  (отрицательные  $\delta$  соответствуют выходу оси за поверхность выпуклого зеркала) имеет существенное значение и является вторым ключевым параметром.

Влияние расстояния от края зеркала до оси асимметричного неустойчивого резонатора на характеристики лазера хорошо известно (см., напр., [10]). В частности, существует оптимальное расстояние, при котором вывод излучения минимален, хотя и близок к геометрическому пределу. Эквивалентная схема на рис.2 показывает, что использование системы связанных лазеров сталкивается с теми же проблемами, которые изучались ранее [11] в связи с применением частично отражающих окон, установленных по нормали к выходному пучку. Известно, что в этом случае в конкуренцию вступают моды составного резонатора, образованного зеркалами резонатора и внешним окном. Достаточно малого отражения от окна, чтобы эти моды стали преобладающими. Поскольку оптическое качество выходного излучения вследствие его многомодовости аналогично качеству пучков устойчивого резонатора, то обычно стараются избежать появления таких мод в генерации.

#### 3.1. Моды пустого резонатора

Для изучения коллективных мод двух связанных гибридных резонаторов выберем ряд типичных для технологических  $\text{CO}_2$ -лазеров параметров, изменение которых в разумных пределах слабо влияет на фазовую синхронизацию: радиус вогнутого зеркала  $R_1 = 432$  см, радиус выпуклого зеркала  $R_2 = 216$  см, длина резонатора  $L = 108$  см, увеличение резонатора  $M = 2$ , длина волновода  $L_g = 100$  см, промежуток волновод–зеркало  $d = 4$  см, ширина активной среды  $b = 15$  см, толщина волновода  $2a = 0.2$  см, длина волны излучения  $\lambda = 10.6$  мкм, геометрическая длина канала связи  $d_0 = 11.2$  см.

С помощью обычной процедуры расчета оптических мод резонаторов путём многократных итераций обхода излучения всей системы находятся установившиеся моды и их собственные числа, характеризующие порог генера-

ции. Как отмечалось выше, все расчёты необходимо выполнить, варьируя два ключевых параметра –  $\delta$  и  $\psi$ . Поскольку вышедшее через край зеркала 2 излучение практически без потерь возвращается назад (см. рис.2), то положение оси резонатора имеет смысл варьировать в обе стороны от края этого зеркала.

Вынос оси резонатора за пределы выпуклого зеркала способствует усилению связи между резонаторами, за счёт чего улучшается фазовая синхронизация. Однако есть и вредный эффект, усиливающийся при выдвигении оси резонатора за пределы выпуклого зеркала, – это формирование устойчивого резонатора между двумя вогнутыми зеркалами. Моды этого резонатора локализованы вблизи оси, и их поле практически не выводится наружу. Устойчивый резонатор формируется также при смещении оси резонатора внутрь. Этот эффект аналогичен изученному ранее эффекту формирования устойчивого резонатора плоским отражателем и зеркалами неустойчивого резонатора [11]. В связи с этим параметр  $\delta$  варьировался вблизи нуля. Параметр  $\psi$ , характеризующий мелкомасштабное изменение длины канала связи в пределах длины волны ( $0 \leq \psi < 2\pi$ ), связан с интерференцией пучков света, отраженного от выпуклого зеркала и поступившего из канала связи. Поэтому влияние этого параметра на формирование оптических мод не очевидно и должно изучаться численно. Напомним, что при этом достаточно исследовать только синфазную моду. Характеристики антифазной моды после этого находятся с помощью простых алгебраических соотношений.

Была выполнена серия расчётов с различными параметрами  $\delta$  и  $\psi$ . На рис.3 показаны амплитуды (модули) собственных значений синфазной моды  $\gamma_+$  рассматриваемой системы на плоскости  $\psi, \delta$ . Видно, что минимумы амплитуд (соответственно максимумы порогового усиления) локализованы вблизи  $\delta = 0$ , что объясняется дифракцией излучения на ближнем краю зеркала. Следует напомнить, что геометрооптический предел для  $\gamma_+$  равен  $M^{-1/2} \approx 0.71$ .

Отличие длины канала связи от целого числа длин волн  $\lambda$  оказывается зависящим от генерируемой про-

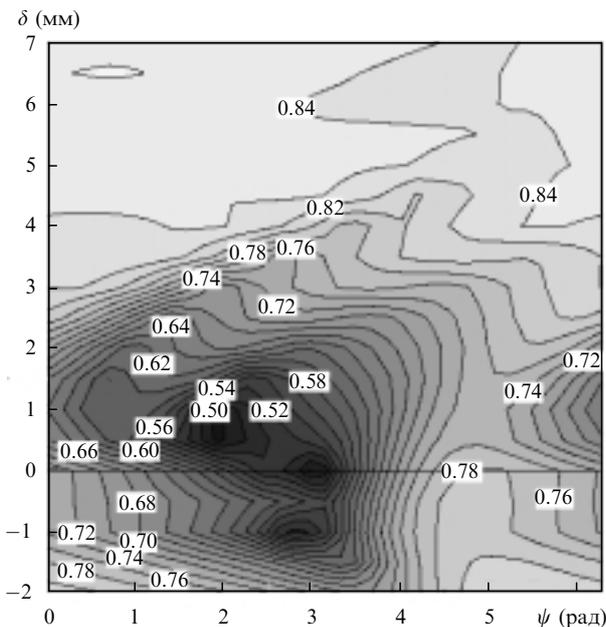


Рис.3. Линии равного уровня модуля собственного значения синфазной моды  $\gamma_+$ .

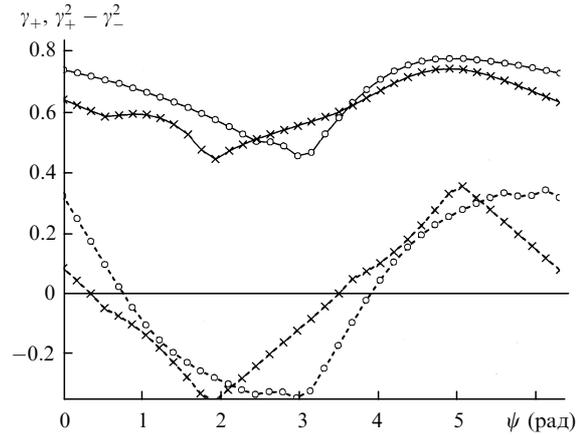


Рис.4. Зависимости собственного значения синфазной моды  $\gamma_+$  (сплошные кривые) и величины  $\gamma_+^2 - \gamma_-^2$  (штриховые кривые) от  $\psi$  для  $\delta = 0$  (о) и 1 мм (х).

долной моды. При давлении газа 100 Тор и указанной длине резонатора в линию усиления попадает большое число продольных мод, что приводит к возможности изменения параметра  $\psi$  в широких пределах. Учитывая связанное с этим изменение порогового усиления, можно ожидать, что генерация возникнет на такой длине волны, которая соответствует максимуму  $\gamma_+$ . Поскольку максимальные значения  $\gamma_+$  и  $\gamma_-$  совпадают (при разных значениях  $\psi$ ), то возникает конкуренция синфазной и антифазной мод, которая не может быть устранена подбором параметров резонатора. Эта проблема требует отдельного решения. В предположении, что такое решение найдено, изучим далее характеристики синфазной моды при варьировании одного оставшегося ключевого параметра. Иллюстрацию того, как модуль собственного числа  $\gamma_+$  и дискриминация антифазной моды по отношению к синфазной  $\gamma_+^2 - \gamma_-^2$  зависят от  $\psi$ , даёт рис.4 для значений  $\delta = 0$  и 1 мм. Видно, что положения максимумов  $\gamma_+$  и  $\gamma_+^2 - \gamma_-^2$  не совпадают.

Была выполнена серия расчётов оптических мод для положения оптической оси  $\delta$ , изменяющегося в пределах  $-1.5 \dots 2$  мм. Для каждого положения оси были найдены значение  $\psi$ , соответствующее максимуму  $\gamma_+$ , и основные характеристики синфазной моды (см. табл.1). Наиболее важной характеристикой моды является параметр  $(\gamma_+^{\max})^2 - \gamma_-^2$ , определяющий устойчивость фазовой синхронизации. Из табл.1 видно, что дискриминация антифазной моды максимальна для  $\delta = 1$  мм. Следует отметить, что при всех  $\delta$  значение  $\gamma_+$  превышает геометрооптический предел для одного резонатора. Это свидетельствует о существенном влиянии дифракции и связи резонаторов на характеристики моды. Обратим также внимание на заметное изменение угла боковой расходимости  $\theta_x$  по

Табл.1.

$\delta$ (мм)	$\gamma_+^{\max}$	$(\gamma_+^{\max})^2 - \gamma_-^2$	$\theta_x$ (мрад)	$\psi_{\text{opt}}$ (рад)
-1.5	0.8038	0.154	0.1988	5.0615
-1.0	0.7892	0.2088	0.276	4.7124
-0.5	0.7898	0.202	0.2622	4.7124
0	0.783	0.2586	0.47	4.8869
0.5	0.755	0.3167	0.4132	4.7124
1.0	0.7492	0.3339	0.3888	4.8869
1.5	0.7586	0.2331	0.3083	5.0615
2.0	0.778	0.1752	0.3112	5.4105

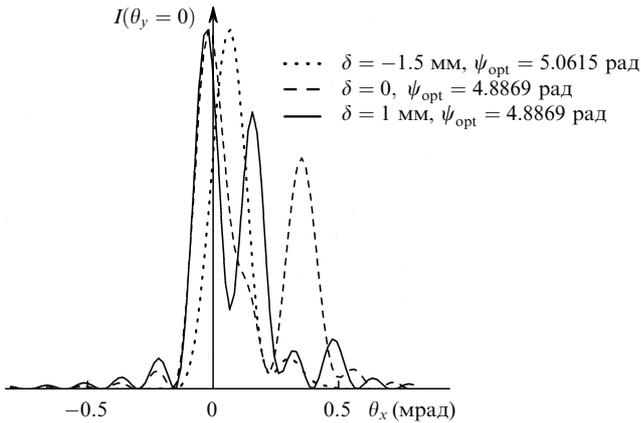


Рис.5. Распределения интенсивности выходного излучения в дальней зоне по боковому направлению при разных  $\delta$  и соответствующих минимуму потерь  $\psi_{opt}$  (см. табл.1).

уровню 0.8 в зависимости от  $\delta$ . К сожалению, минимальный угол боковой расходимости достигается при  $\delta = -1.5$  мм, когда различие в потерях двух мод минимально. В поперечном направлении структура поля контролируется волноводом и оптическое качество пучков оказывается нечувствительным к вариациям  $\delta$  и  $\psi$ .

На рис.5 показаны профили интенсивности излучения в дальней зоне в боковом направлении для трёх значений  $\delta$  при оптимальных значениях  $\psi$ . Распределения имеют довольно сложную структуру, и положения пиков не совпадают с оптической осью. Характерной особенностью этих распределений является наличие двух сравнимых по высоте пиков для  $\delta = 0$  и 1 мм. Заметим, что наличие связи между резонаторами не приводит к резкому увеличению боковой расходимости по сравнению с таковой при использовании одного резонатора.

В упрощенных моделях оптически связанных лазеров широко используется понятие силы оптической связи (см., напр., [8]). В реалистической дифракционной модели оптическая мода не задаётся каким-нибудь одним параметром, поэтому в численных расчётах существует проблема определения параметра, характеризующего силу связи.

### 3.2. Влияние активной среды

Для иллюстрации проявления эффектов насыщения и неоднородной рефракции, роль которых растёт с увеличением мощности накачки, выбраны следующие пары параметров:  $\delta = 0$ ,  $\psi = 0$  и  $\delta = 1$  мм,  $\psi = 5$  рад. Отдельно рассмотрим влияние насыщения усиления и совместное действие насыщения усиления и нагрева среды. Оба фактора, насыщение усиления и рефракция, становятся более важными с ростом накачки. Влияние насыщения усиления моделировалась путем задания стандартной зависимости  $g = g_0(1 + I/I_s)^{-1}$ , где  $I_s$  – мощность насыщения,  $g_0$  – коэффициент усиления слабого сигнала. Насыщение определяется параметром  $g_0/g_{th}$ , где  $g_{th}$  – пороговый коэффициент усиления. На рис.6 для двух пар выбранных выше параметров показана зависимость модулей собственных значений от  $g_0/g_{th}$  для синфазной ( $\gamma_+ \equiv 1$ ) и антифазной мод. Для параметров  $\delta = 0$ ,  $\psi = 0$  собственное число антифазной моды растёт и при  $g_0/g_{th} \approx 2.5$  пересекает горизонтальную прямую  $\gamma_+ \equiv 1$ . Это означает, что, начиная с этого уровня накачки, одномодовый режим теряет устойчивость, т. е. эффект фазовой синхронизации исчезает. Когда  $\delta = 1$  мм,  $\psi = 5$  рад, не только

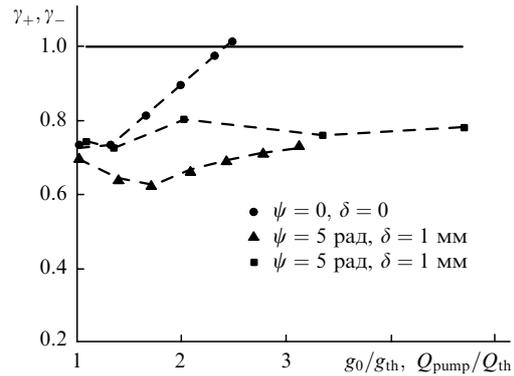


Рис.6. Модули собственных чисел синфазной (сплошная линия) и антифазной (штриховые кривые) мод в зависимости от превышения порога по коэффициенту усиления слабого сигнала (●, ▲) или по мощности накачки (■).

насыщение, но и учёт неоднородной рефракции, обусловленный нагревом смеси, не нарушает устойчивости фазовой синхронизации (см. рис.6). При расчётах профиля коэффициента преломления была выбрана смесь состава  $CO_2 : N_2 : He = 1 : 1 : 5$  при давлении 100 Тор, температура стенок волновода предполагалась комнатной, профиль температуры был взят параболическим, а температура в центре волновода считалась пропорциональной мощности разряда. Дополнительная проверка показала, что профиль усиления не влияет существенным образом на результаты расчётов, поэтому он был взят в виде «полочки», высота которой – линейная функция мощности накачки  $Q_{pump}$  с коэффициентом пропорциональности, типичным для моделируемых условий. Результаты расчётов при совместном учете насыщения усиления и неоднородной рефракции представлены на рис.6 и 7 как функции  $Q_{pump}/Q_{th}$ , где  $Q_{th}$  – пороговая мощность накачки. Во всём исследованном интервале превышения порога генерации  $1 < Q_{pump}/Q_{th} \leq 4.7$  синфазная мода оказалась устойчивой. Таким образом, параметры системы двух оптически связанных щелевых  $CO_2$ -лазеров с гибридными резонаторами могут быть выбраны такими, чтобы обеспечить надёжную фазовую синхронизацию.

Представляет интерес оценить влияние активной среды на изменение оптического качества выходного пучка. Это влияние иллюстрируется рис.7, на котором показано изменение угла боковой расходимости  $\theta_x$  по уровню 0.8 и оптического качества пучка  $M_y^2$  в направлении оси  $y$  с

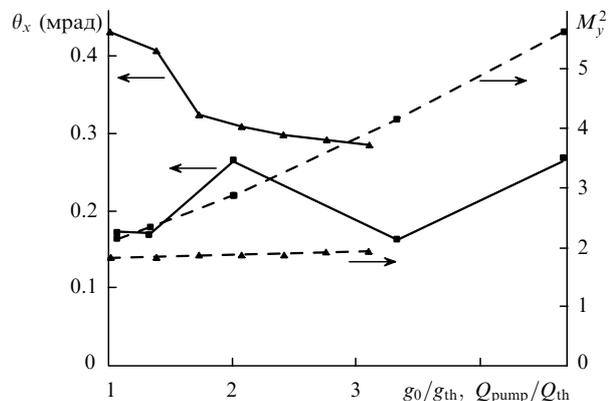


Рис.7. Угол боковой расходимости выходящих пучков  $\theta_x$  (сплошные кривые) и параметр  $M_y^2$  (штриховые кривые) в зависимости от превышения порога по коэффициенту усилению слабого сигнала (▲) или по мощности накачки (■) при  $\delta = 1$  мм,  $\psi = 5$  рад.

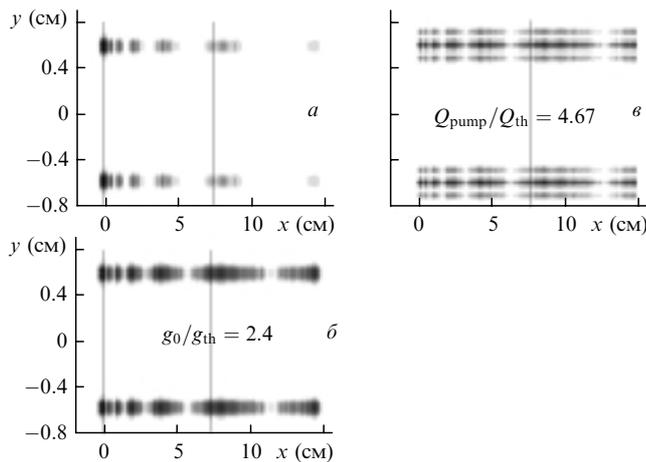


Рис.8. Распределения интенсивности излучения, падающего на выходное зеркало пустого резонатора (а), резонатора, заполненного средой с насыщающимся усилением (б), и резонатора, заполненного средой с градиентами коэффициента преломления и насыщающимся усилением (в), для  $\psi = 5$  рад и  $\delta = 1$  мм. Вертикальные линии отмечают края выпуклого зеркала.

ростом накачки. Интересно отметить, что оптическое качество излучения в боковом направлении монотонно улучшается с ростом усиления в рамках модели насыщающейся среды, тогда как в поперечном направлении оно остаётся неизменным. Когда в модели учитываются нагрев газа и связанные с ним градиенты коэффициента преломления, заметного ухудшения оптического качества излучения в боковом направлении нет. На качество пучка в поперечном направлении нагрев газа влияет отрицательно, приводя к заметному росту параметра  $M_y^2$ .

Отмеченные особенности влияния активной среды на оптическое качество выходного излучения объясняются изменением структуры поля в резонаторе, показанным на рис.8. Сравнение распределений интенсивности излучения, падающего на выпуклое зеркало пустого резонатора (рис.8,а) и резонатора, заполненного средой с насыщающимся усилением (рис.8,б) и средой с градиентами коэффициента преломления и насыщающимся усилением (рис.8,в), показывает выравнивание распределения поля вдоль щели при наличии усиления. Это и ведет к улучшению качества в боковом направлении. Совместное влияние насыщения усиления и градиентов коэффициента преломления приводит к несколько более одно-

родному распределению поля вдоль щели и возбуждению моды третьего порядка в волноводе. Естественно, оптическое качество моды более высокого порядка заметно хуже, чем у основной волноводной моды, доминирующей при малой накачке. Сравнение параметров  $M_y^2$  при низком уровне возбуждения в двух моделях показывает также, что наличие градиентов коэффициента преломления в волноводе ухудшает оптическое качество выходящего пучка основной моды.

#### 4. Заключение

Численное исследование фазовой синхронизации системы двух лазеров, выполненное при типичных для технологических щелевых  $\text{CO}_2$ -лазеров параметрах, показывает, что при соответствующем выборе длин канала связи можно рассчитывать на достижение устойчивой синхронизации. Влияние активной среды не сводится к исчезновению эффекта фазовой синхронизации с ростом накачки, а проявляется также в улучшении боковой диаграммы направленности выходного излучения и сильном уширении диаграммы направленности в поперечном направлении из-за возбуждения волноводных мод высокого порядка.

Выполненная работа была частично финансирована РФФИ (грант № 99-02-17469).

1. Colley A.D., Villarreal F., Cameron A.A., et al. In: *Gas lasers: recent developments and future prospects*. Ed. by W.Witteman, V.N.Ochkin (New York: Kluwer Acad. Publ., 1996, p.89–103).
2. Nowack R., Opower H., Schäfer U., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1276**, 18 (1990).
3. Nowack R., Bochum H., Hall T., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3092**, 88 (1997).
4. Abramski K.M., Baker H.J., Colley A.D., Hall D.R. In: *Gas lasers: recent developments and future prospects*. Ed. by W.Witteman, V.N.Ochkin (New York: Kluwer Acad. Publ., 1996, p.105).
5. Napartovich A.P., Apollonova O.V., Elkin N.N., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1625**, 23 (1992).
6. Elkin N.N., Korotkov V.A., Likhanskii V.V., Napartovich A.P., Troshchiev V.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2109**, 153 (1993).
7. Latham W.P., Rogers M.E., Palma G.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1224**, 184 (1990).
8. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
9. Дутов А.И., Евстратов И.Ю., Иванова В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 499 (1996).
10. Любимов В.В. и др. *Оптика и спектроскопия*, **35**, 1132 (1973).
11. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).