

# Моды плоскосферического резонатора лазера с гауссовым распределением усиления активной среды

А.А.Малютин

*Приведены результаты численного расчета типов колебаний лазера с плоскосферическими вырожденными и невырожденными резонаторами при диодной накачке, создающей в активной среде гауссово распределение усиления. Рассмотрены аксиально-симметричная и внеосевая накачки. Показано, что в первом случае низшая мода Эрмита – Гаусса как для вырожденного, так и для невырожденного резонатора возбуждается с наибольшим весом, если уровень накачки достаточно высок или характерный размер усиливающей области активной среды  $w_g$  значительно превышает радиус моды  $w_0$ . Высшие типы колебаний, имеющие характер мод Айнса – Гаусса, возбуждаются при малой внеосевой накачке в невырожденном резонаторе и в отсутствие, и при наличии симметрии распределения усиления относительно оси резонатора. Обнаружено, что в таком резонаторе при достаточно высоком уровне внеосевой симметричной накачки могут существовать типы колебаний, имеющие параметры моды  $TEM_{00}$  с периодическим обходом резонатора по замкнутой траектории. Дано объяснение этого эффекта.*

**Ключевые слова:** моды плоскосферического резонатора, диодная накачка.

## 1. Введение

Применение продольной диодной накачки позволило существенно повысить энергетическую эффективность лазеров благодаря как хорошему согласованию длин волн лазерных диодов с полосами поглощения активных сред, так и оптимизации соотношения размера накачиваемой области и размера собственной моды резонатора. Одновременно для управления модовым составом лазерного пучка вместо внесения в резонатор пространственно-неоднородных потерь (с помощью масок, зеркал с переменным по радиальной координате отражением [1] или гауссовых диафрагм) стало возможным использование пространственного формирования усиления активной среды. Подобным способом в плоскосферическом резонаторе удалось селективно возбудить моды Эрмита – Гаусса (ЭГ) высокого порядка [2, 3], моды Лагерра – Гаусса (ЛГ) с угловой зависимостью интенсивности  $\sim \cos^2 l\varphi$  (или  $\sin^2 l\varphi$ ) [4, 5], моды Айнса – Гаусса (АГ) [6] и, наконец, так называемые геометрические [7], в частности V-моды [8].

Метод получения каждого из перечисленных видов мод достаточно прост. Например, для получения мод ЭГ фокусировкой излучения лазерного диода в активную среду создается область усиления на расстоянии  $x_g^{\max}$  от оси резонатора (рис.1), соответствующем максимуму интенсивности моды  $u_{m0}^{\max}$  выбранного порядка. Аналогичным образом (в некоторых случаях с внесением дополнительных экранов) получали моды АГ. Для генерации мод ЛГ в активной среде лазера формировалась кольцевая зона усиления. Для возбуждения геометрических мод использовалось вырождение мод в полуконфокальном резонаторе. Теоретически в каждом случае дол-

жна возбуждаться мода, имеющая максимальное перекрытие распределения поля с возбуждаемой областью активной среды.

Очевидно при этом, что на эффективность возбуждения различных мод помимо пространственного распределения накачки влияет целый ряд других факторов. Так, если используется активная среда трехуровневого типа, преобладает эффект диафрагмирования [9]. Поскольку вне области накачки такие среды обладают значительным поглощением, типы колебаний в резонаторе лазера устанавливаются аналогично тому, как это происходит при использовании профилированных зеркал или диафрагм [10] с перепадом отражения/пропускания от 1 до 0. Для четырехуровневых сред, особенно с низким коэффициентом усиления, главную роль играют пространственное выгорание инверсии, насыщение усиления, двулучепреломление, тепловые деформации и, наконец, различие дифракционных потерь мод. Последнее зависит и от качества оптических элементов резонатора, его юстировки, что не всегда удается проконтролировать в эксперименте. В частности этим, вероятно, объясняется, что при схожих условиях одни авторы отождествляют возникшие моды с модами ЭГ [2, 3], а другие – с модами АГ [6], представ-

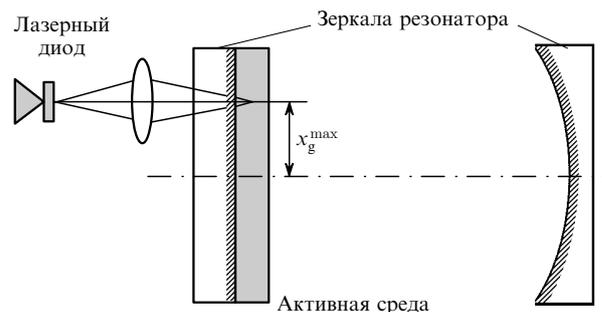


Рис.1. Модель плоскосферического резонатора лазера с диодной накачкой, использованная в расчетах.

А.А.Малютин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: amal@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 18 сентября 2006 г., после доработки – 24 ноября 2006 г.

ляющими собой решение волнового уравнения пустого резонатора в эллиптических координатах [11].

Использование диодной накачки твердотельных лазеров привлекательно с целью селективного получения мод ЭГ высокого порядка для их последующей конверсии в моды ЛГ (с фазой вида  $\exp(i\ell\varphi)$ ), излучение которых в последнее время находит применение в самых разных отраслях науки – от атомной физики до биологии (см. ссылки [6–9] в работе [12]). С этой точки зрения однозначность отождествления и степень чистоты мод, устанавливаемых в лазерах с диодной накачкой, весьма существенны.

В настоящей работе приведены результаты численных экспериментов, выполненных в предположении, что диодная накачка обеспечивает гауссово распределение усиления в активной среде лазера, а другие эффекты (насыщение усиления, неоднородный сьем инверсии и т. д.), способные исказить распределение фазы и амплитуды поля [13] и тем самым усложнить условия возбуждения чистых типов колебаний, пренебрежимо малы.

## 2. Численное моделирование установления мод излучения в плоскосферическом резонаторе

Численные эксперименты по моделированию установления мод в лазерах с диодной накачкой выполнялись в настоящей работе с использованием программы Френель [14] методом Фокса–Ли [15]. Активная среда лазера считалась четырехуровневой, поэтому распределение коэффициента усиления принималось в виде

$$G(r) = 1 + (G_0 - 1) \exp \left[ -2 \frac{(x - x_g^{\max})^2 + y^2}{w_g^2} \right], \quad (1)$$

где  $w_g$  – радиус распределения усиления (по уровню  $e^{-2}$ );  $G_0$  – его максимальное значение\*;  $x_g^{\max}$  – положение максимума усиления относительно оптической оси резонатора (рис.1). Длина резонатора  $L$  была принята равной 10 см, длина волны излучения составляла 1.055 мкм. Толщина активной среды полагалась пренебрежимо малой по сравнению с длиной резонатора, что типично для лазеров с продольной диодной накачкой. В большинстве случаев рассматривалось два типа плоскосферических резонаторов: вырожденный полуконфокальный с радиусом кривизны сферического зеркала  $R = 20$  см и невырожденный с  $R = 22$  см.

### 2.1. Накачка активной среды лазера на оси резонатора

Профили распределения интенсивности излучения на плоском и сферическом зеркалах полуконфокального резонатора лазера при осевой накачке, малом коэффициенте усиления ( $G_0 = 1.2$ ) и разных отношениях радиуса  $w_g$  к размеру собственной моды пустого резонатора  $w_0 = (\lambda L/\pi)^{1/2}$  приведены на рис.2,а,б. Здесь, в отличие от использования в резонаторе гауссовой диафрагмы (ГД), когда любому размеру диафрагмы соответствует гауссово же распределение пучка, при распределении усиления активной среды (1) закон изменения интенсивности/ам-

плитуды поля зависит от соотношения  $w_g/w_0$ . Для  $w_g/w_0 < 1.5$  распределение интенсивности существенно негауссово. При этом уменьшение интенсивности в крыле распределения при  $w_g/w_0 < 0.9$  с хорошей точностью следует закону  $\sim \exp(-r/w_0)$  в случае  $w_g/w_0 < 1.5 \sim \exp(-3r/w_0)$ .

При  $G_0 \gg 1$  (рис.2,в) распределение излучения в резонаторе приближается к тому, которое получается при использовании эквивалентной ГД, расположенной у плоского зеркала. Так, при  $G_0 = 64$  размеры пучков для резонатора с распределением усиления вида (1) и резонатора с ГД различаются не более чем на 0.16 %.

Таким образом, для полуконфокального резонатора с активной средой, имеющей распределение усиления (1), при увеличении  $w_g/w_0$  параметры пучка лазера стремятся к параметрам собственной моды пустого резонатора, а при росте  $G_0$  – к параметрам, определяемым размером эквивалентной ГД.

Переход к плоскосферическому невырожденному резонатору ( $R = 22$  см) существенным образом меняет зависимость размеров пучка от отношения  $w_g/w_0$  (рис.2,з). Даже при  $w_g/w_0 = 0.75$  распределение близко к гауссову ( $M^2 = 1.026$ ), а при  $w_g/w_0 = 3$  оно практически неотличимо от распределения собственной моды пустого резонатора.

Показательной характеристикой типов колебаний, устанавливаемых при осевой накачке активной среды в плоскосферическом резонаторе, является разложение излучения по модам соответствующего пустого резонатора. Результаты такого разложения (модули амплитуд спектра мод) даны для полуконфокального (вырожденного) и плоскосферического невырожденного резонаторов на рис.3,а,б при  $w_g/w_0 = 1.5$ . Отметим, что и в том и в другом случае основная доля энергии приходится на основную моду  $u_{00}^{\text{HG}}$  и моды с суммой поперечных индексов  $m + n = sN$  ( $s = 1, 2, 3, \dots$ ), пропорциональной кратности вырождения  $N$  полуконфокального резонатора ( $N = 4$ ), хотя для невырожденного резонатора (рис.3,б) относительный вес этих мод достаточно мал. Для резонатора с кратностью вырождения  $N = 6$  ( $R = 40$  см) и близкого к нему по параметрам невырожденного резонатора ( $R = 42.48$  см) наблюдается аналогичная зависимость амплитуд мод разложения от кратности вырождения (рис.3,в,з).

### 2.2. Внеосевая накачка активной среды лазера

Типы колебаний лазера с полусферическим резонатором при внеосевой накачке имеют ряд особенностей, зависящих не только от величины параметра вырождения  $2\pi/\arccos(1 - 2L/R)$ , но и от величины коэффициента усиления, а также от того, создается в активной среде одна зона возбуждения с максимумом усиления в точке  $x_g^{\max}$  – асимметричная внеосевая накачка – или две зоны (максимумы усиления располагаются в точках  $\pm x_g^{\max}$ ) – симметричная внеосевая накачка.

#### 2.2.1. Вырожденный резонатор

При смещениях области накачки от оси полуконфокального резонатора, достаточно малых по сравнению с размером  $w_0$  ( $x_g^{\max} \ll w_0$ ), устанавливающийся тип колебаний оказывается довольно сложным для анализа. При  $x_g^{\max} \geq w_0$  задача существенно упрощается. На рис.4 приведены результаты расчета для  $x_g^{\max} = 2.74w_0$ ,  $w_g/w_0 = 1.5$  и  $G_0 = 1.2$ . Показаны распределения интенсивности на плоском и сферических зеркалах резонатора, а также в объеме резонатора в плоскости  $xz$  ( $z$  – оптическая ось ре-

\*Для трехуровневой среды следовало бы использовать распределение усиления вида  $G(r) = G_0 \exp\{-2[(x - x_g^{\max})^2 + y^2]/w_g^2\}$ , что эквивалентно комбинации равномерно накаченной активной среды и смещенной от оси гауссовой диафрагмы.

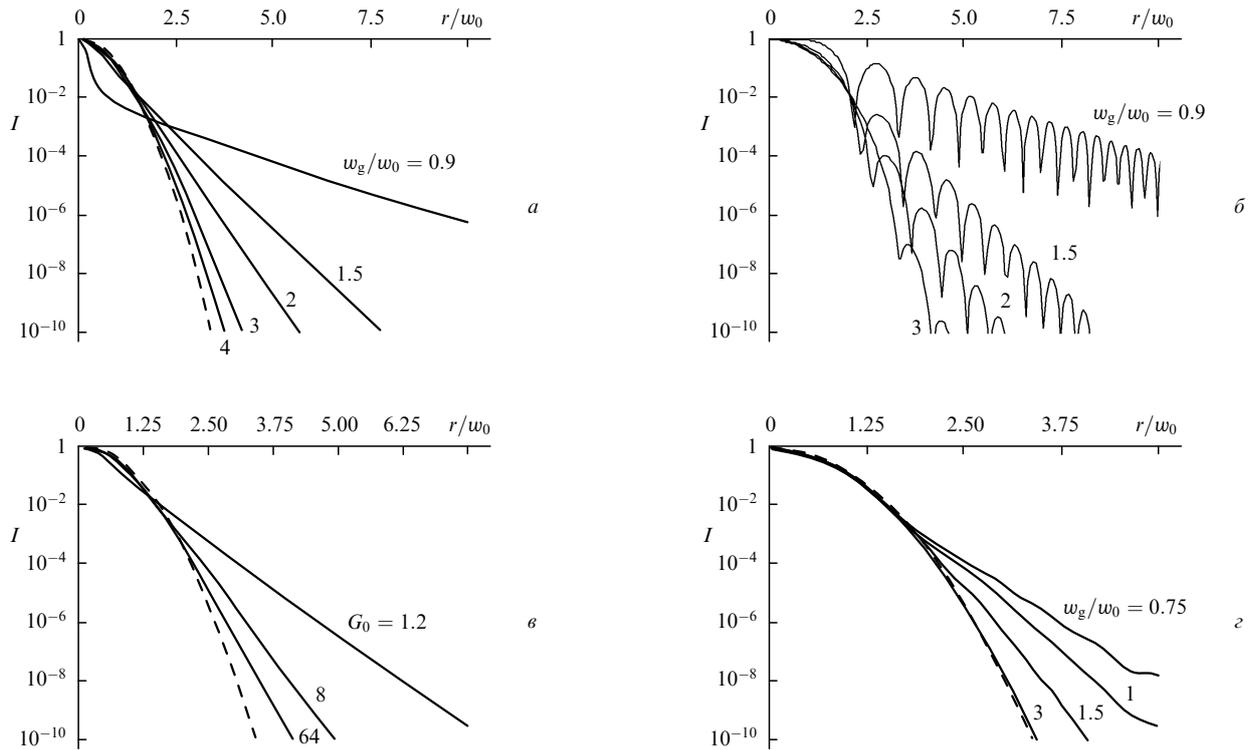


Рис.2. Распределения интенсивности излучения для лазера с плоскосферическим резонатором – вырожденным,  $L/R = 1/2$  ( $a$ – $б$ ), и невырожденным,  $L/R = 5/11$  ( $в$ ), на плоском ( $a, в, г$ ) и сферическом ( $б$ ) зеркалах резонатора в зависимости от размера области накачки  $w_g/w_0$  и величины максимума усиления  $G_0$  на оси резонатора ( $в$ ). Штриховые кривые – распределения интенсивности моды  $u_{00}^{HG}$ .

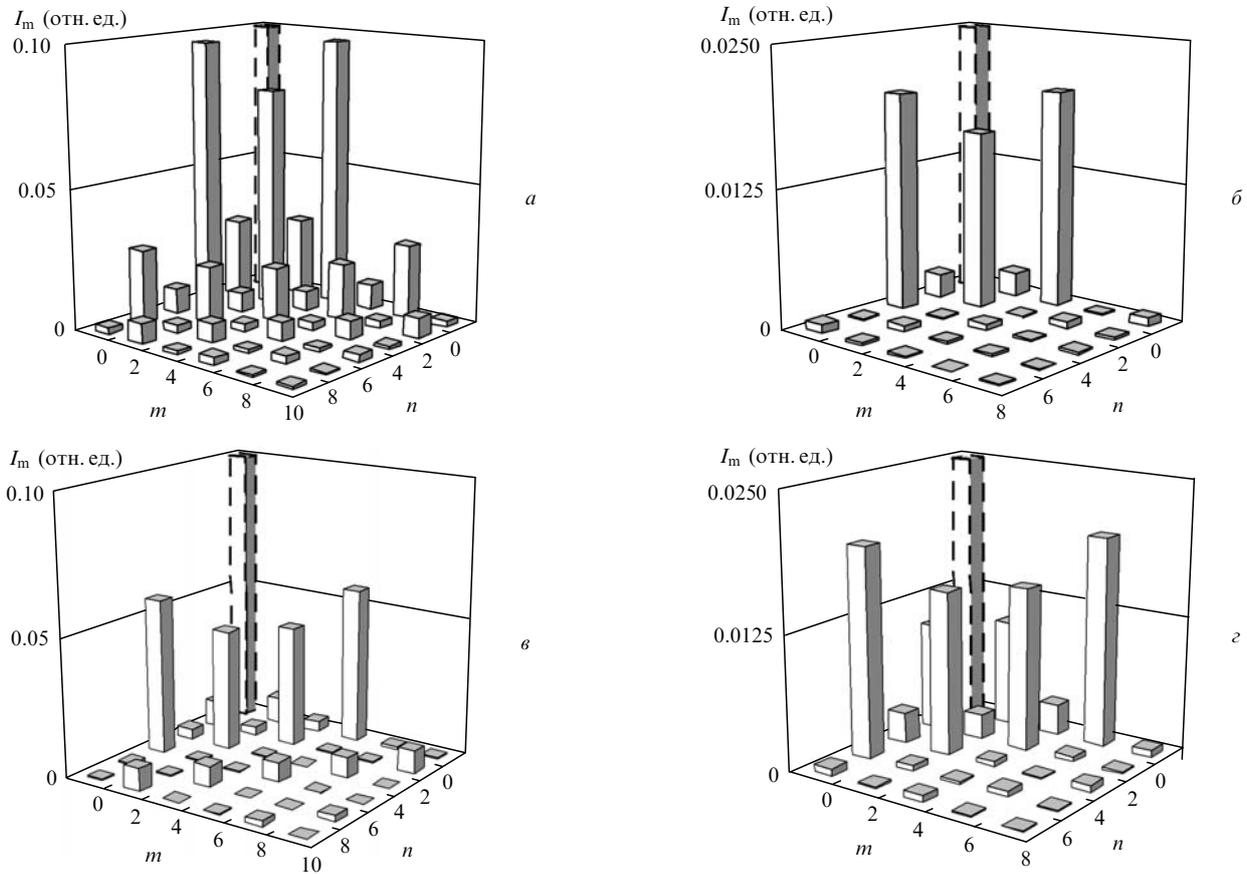


Рис.3. Модовый состав излучения лазера с плоскосферическим вырожденным ( $a, в$ ) и невырожденным ( $б, г$ ) резонаторами при осевой накачке активной среды  $w_g/w_0 = 1.5$ ;  $L/R = 1/2$  ( $a$ ),  $5/11$  ( $б$ ),  $1/4$  ( $в$ ) и  $\sim 5/21$  ( $г$ ). Амплитуда основной моды  $u_{00}^{HG}$  показана вне масштаба.

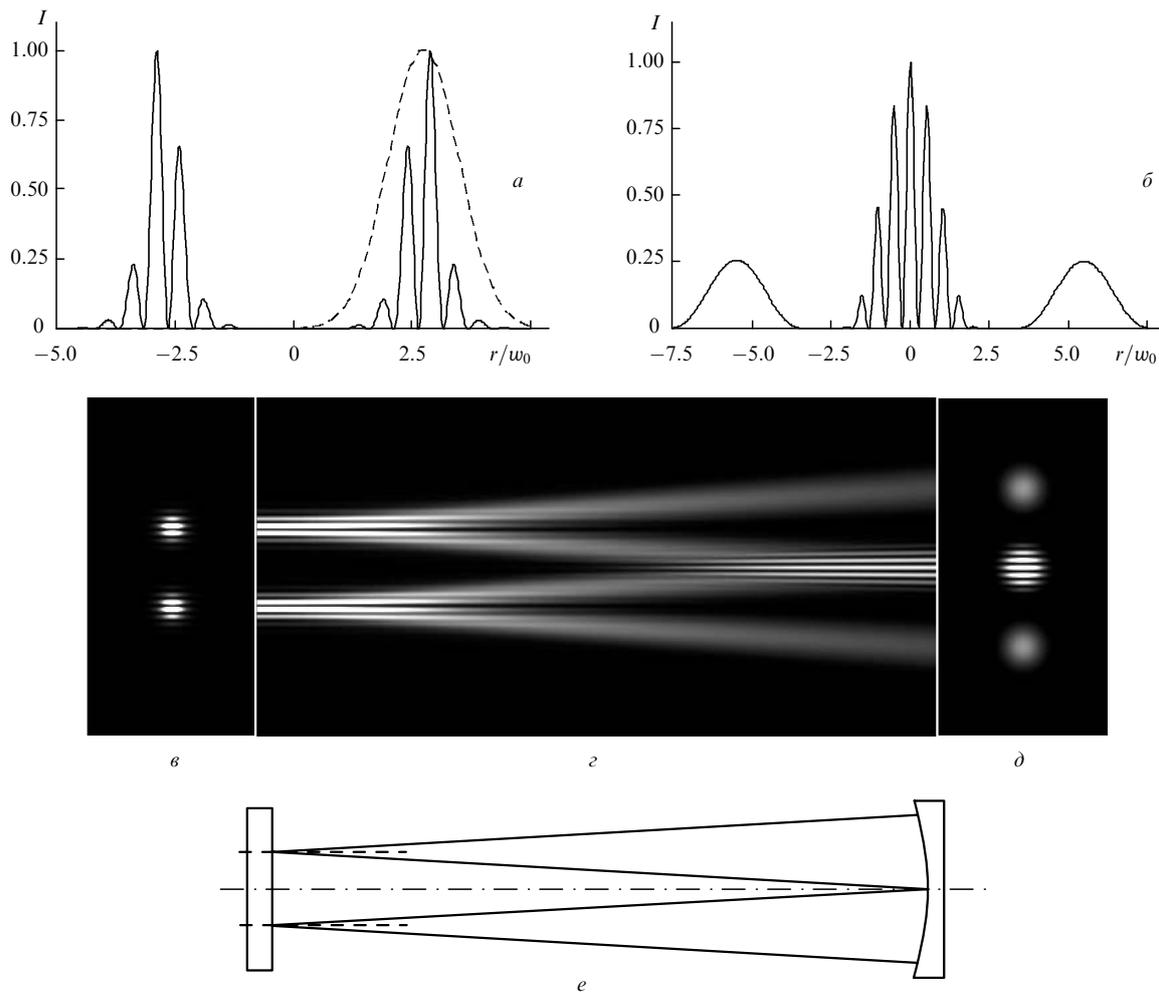


Рис.4. Внеосевая асимметричная накачка активной среды лазера в полуконфокальном резонаторе ( $G_0 = 1.2$ ,  $x_g^{\max} = 2.74w_0$ ,  $w_g/w_0 = 1.5$ ) – распределения интенсивности излучения на плоском (а, в) и сферическом (б, д) зеркалах, а также в объеме резонатора (с); е – положение оси лазерного пучка при последовательных проходах по резонатору. Штриховая линия на рис.4,а – распределение интенсивности накачки, на рис.4,е – положение максимума усиления.

зонатора). Структура пучков на плоском зеркале и в центре сферического – это интерференция прямой и обратной волн излучения в резонаторе. При  $w_g/w_0 = 1.5$  внеосевые максимумы на сферическом зеркале достаточно точно соответствуют размеру моды  $u_{00}^{\text{HG}}$  пустого полуконфокального резонатора (отклонение от  $w_0$  менее 2 %). С уменьшением  $w_g/w_0$  начинают проявляться дифракционные эффекты, подобные наблюдавшимся при осевой накачке (см. рис.2). Таким образом, формирующееся в полуконфокальном (вырожденном) резонаторе поле представляет собой аналог собственных пучков замкнутой собой на себя оптической линии задержки, описанной в [16]. Именно такие пучки имеют максимальное перекрытие с внеосевой областью накачки и испытывают максимальное усиление (рис.4,а). Описанный характер поля в вырожденном резонаторе сохраняется и с увеличением коэффициента усиления  $G_0$ .

Различие между симметричной и асимметричной внеосевыми накачками проявляется как подавление во втором случае интенсивности одной из встречных волн в резонаторе, если «затравкой» при проведении расчетов является поле нечетной симметрии, совпадающей с симметрией усиления. При этом установившееся поле воспроизводится в плоскости каждого из зеркал через четыре полных прохода по резонатору. Приведенные на

рис.4,а–д распределения интенсивности соответствуют затравочному полю четной симметрии, они наблюдаются как для симметричной, так и для несимметричной внеосевой накачки и воспроизводятся на зеркалах (рис.4,а–в, д) при каждом проходе по резонатору.

### 2.2.2. Невырожденный резонатор

При внеосевой накачке активной среды принцип максимума усиления действует и при снятии вырождения мод резонатора, т. е. в случае, когда  $2\pi/\arccos(1 - 2L/R) \neq r/s$ , где  $r, s$  – целые числа.

При  $x_g^{\max} = 1.37w_0$ ,  $w_g/w_0 = 1.5$  и  $G_0 = 1.2$  в плоско-сферическом резонаторе с радиусом зеркала  $R = 22$  см возбуждается пучок с распределением интенсивности, близким к распределению интенсивности моды  $u_{20}^{\text{HG}}$  пустого резонатора (рис.5,а). Однако разложение поля данного пучка по модам такого резонатора демонстрирует (рис.5,б) достаточно сложную структуру, главными компонентами которой являются моды  $u_{20}^{\text{HG}}$  и  $u_{02}^{\text{HG}}$ . На линейной шкале вклад моды  $u_{02}^{\text{HG}}$  в силу ее малой интенсивности практически не заметен. Рассмотрение же установившегося распределения на логарифмической шкале (рис.5,в) и его сравнение с распределением моды  $u_{20}^{\text{HG}}$  (рис.5,г) позволяют выявить наличие двух гиперболических линий нулевого значения поля, характерных для мод

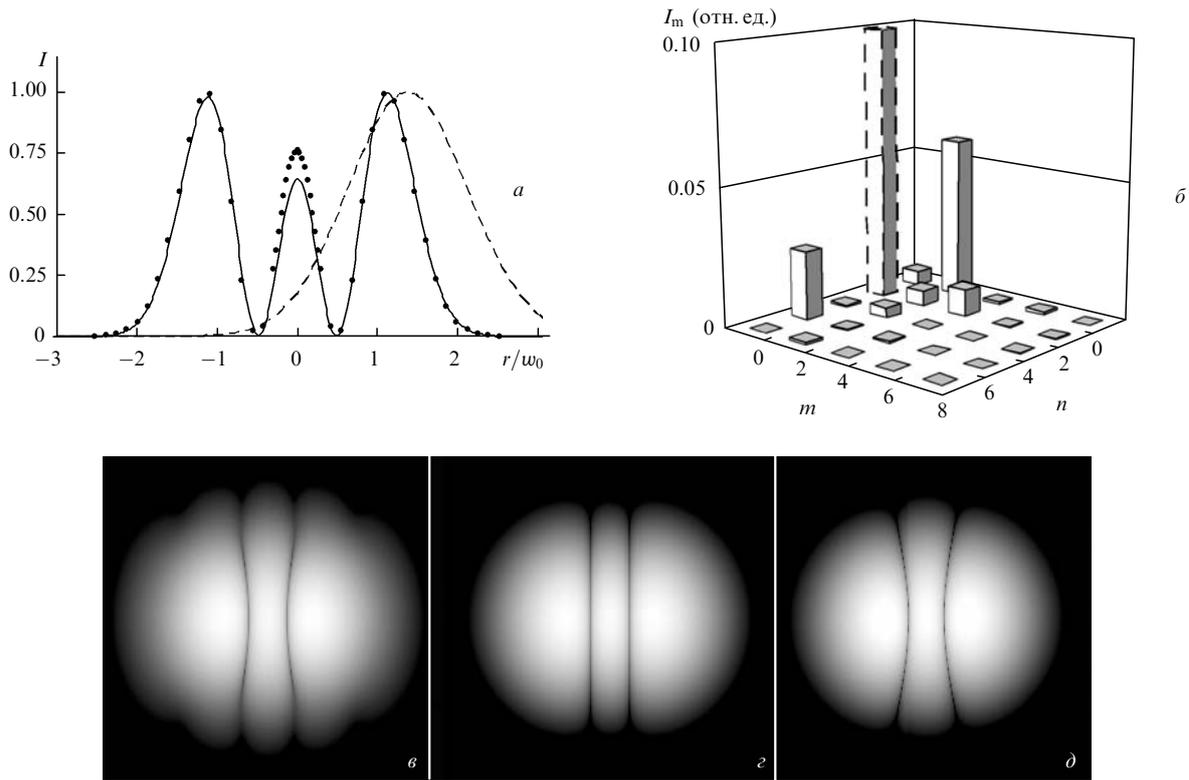


Рис.5. Внеосевая накачка активной среды лазера в невырожденном резонаторе ( $L = 10$  см,  $R = 22$  см,  $G_0 = 1.2$ ,  $x_g^{\max} = 1.37w_0$ ,  $w_g/w_0 = 1.5$ ) – распределения интенсивности излучения на плоском зеркале лазера (а, в), модовый состав излучения лазера (б), а также распределения интенсивности моды  $u_{20}^{HG}$  (г) и суммы мод  $0.9966u_{20}^{HG} - 0.034u_{02}^{HG}$  (д). Штриховая кривая на рис.5,а – распределение интенсивности накачки, точки – интенсивность моды  $u_{20}^{HG}$ ; в, г, д – шкала интенсивности логарифмическая.

АГ [11]. При этом распределение на рис.5,б почти точно представляет собой интенсивность суммы мод  $0.9966u_{20}^{HG} - 0.0034u_{02}^{HG}$ , т. е. находящихся в противофазе полей мод ЭГ второго порядка (рис.5,д). Моды других порядков имеют суммарную интенсивность не более 0.1 %.

Дальнейшее увеличение  $x_g^{\max}$  при  $G_0 = 1.2$  приводит в плоскосферическом невырожденном резонаторе к возбуждению мод АГ все более высокого порядка (исследование вопроса, являются ли наблюдавшиеся картины поля чистыми состояниями АГ, не проводилось). Так, при  $x_g^{\max} = 2.74w_0$  в резонаторе устанавливается поле, основной частью которого является мода АГ десятого порядка (рис.6,а,в). Причем с уменьшением отношения  $w_g/w_0$  от 1.5 до 0.75 (рис.6,г) появляются существенные дифракционные искажения распределения интенсивности.

Может показаться, что характер излучения, близкий к характеру излучения мод АГ, объясняется асимметрией геометрии накачки относительно оси резонатора. Однако это не так. Добавление еще одной зоны усиления с максимумом в точке  $x_g^{\max} = -2.74w_0$ , симметричной первой ( $x_g^{\max} = +2.74w_0$ ), не дает существенных изменений (рис.6,б,д). Устраняется лишь асимметрия главных максимумов в распределении излучения, характер же положения нулевых линий интенсивности остается гиперболическим, в то время как для моды ЭГ  $u_{100}^{HG}$  они имеют вид прямых.

При внеосевой асимметричной накачке с увеличением  $G_0$  в невырожденном резонаторе характер распределения излучения представляет собой сильно искаженное распределение типа моды АГ (или ЭГ), в котором максимум интенсивности тем больше смещается от точки  $x_g^{\max}$ , чем выше значение  $G_0$  (рис.7). Отметим, что отсут-

ствие ослабления поля по всей апертуре активной среды для зависимости усиления вида (1) при внеосевой асимметричной накачке имеет принципиальное значение. Даже при  $G_0 = 32$  и более, т. е. при коэффициентах усиления, достижимых разве что для лазеров на красителях, распределение поля значительно отличается от типа колебаний, устанавливающихся в невырожденном резонаторе с внеосевой ГД\*.

При внеосевой симметричной накачке уже при  $G_0 \geq 4$  реализуемая картина поля (рис.8) оказывается весьма близкой к той, что наблюдалась в вырожденном резонаторе. Главное отличие состоит в том, что в вырожденном резонаторе в плоскости расположения активной среды ось пучка совпадает с максимумом усиления (см. рис.4,а), а в невырожденном резонаторе такое совпадение отсутствует (рис.8,а,е). Подобные же распределения поля (в виде моды  $u_{00}^{HG}$ ), распространяющегося по замкнутой траектории, как показывает расчет, могут существовать и в невырожденном резонаторе с двумя расположенными симметрично ГД. Объяснение этого явления дано в следующем разделе.

### 3. Обсуждение результатов

Исследованию осевой накачки активной среды в плоскосферическом резонаторе посвящено несколько теоре-

\*Низшей собственной модой как устойчивых, так и неустойчивых резонаторов с ГД является мода  $u_{00}^{HG}$ . Для плоскосферического устойчивого резонатора с одной внеосевой ГД размер собственной моды не зависит от величины смещения диафрагмы от оси, растут лишь потери, достигая для  $w_{gd} \approx 1.5w_0$  более 99.99 % при  $x_{gd}^{\max} = 2.5w_0$ .

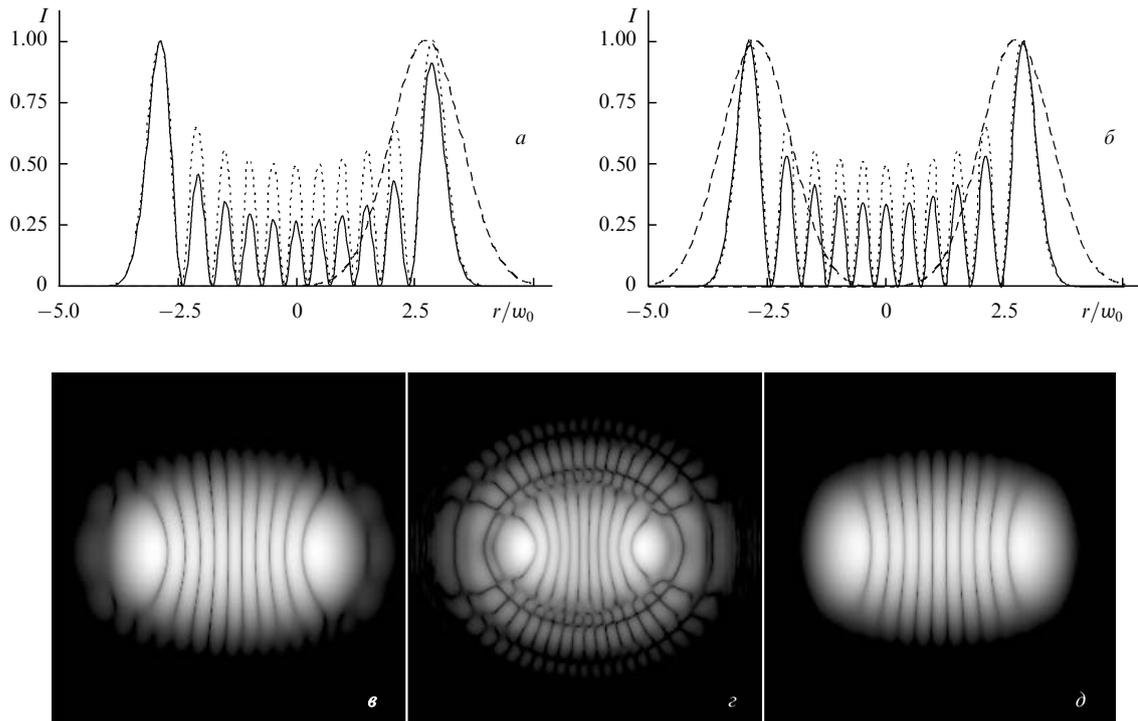


Рис.6. Внеосевая накачка активной среды лазера в невырожденном резонаторе с одной (*a, в, z*) и двумя (*б, д*) зонами возбуждения ( $G_0 = 1.2$ ,  $L = 10$  см,  $R = 22$  см,  $|x_g^{\max}| = 2.74w_0$ ) при  $w_g/w_0 = 1.5$  (*a, б, в, д*) и  $w_g/w_0 = 0.75$  (*z*). На рис.6,*a, б* сплошные кривые – распределения интенсивности излучения на плоском зеркале лазера, пунктир – распределения для моды  $u_{10}^{\text{HG}}$ , штриховые кривые – распределения накачки; *в, z, д* – шкала интенсивности логарифмическая.

тических работ. Их недостатком, как правило, является использование профилей усиления, допускающих аналитическое решение задачи (см. [17, 18]) и отвечающих условиям накачки трехуровневой активной среды, когда превалирующее влияние оказывают апертурные эффек-

ты (например, для лазера на кристалле  $\text{Yb} : \text{YAG}$  [9]). При этом влияние вырождения резонатора на характер устанавливающегося поля, обнаруженное экспериментально для лазера с четырехуровневой средой ( $\text{Nd} : \text{YVO}_4$ ) [19], не рассматривалось. Численные расчеты настоящей работы это наблюдение подтверждают: в невырожденном резонаторе зависимость радиуса устанавливающегося типа колебаний от размера накачиваемой области активной среды выражена в значительно меньшей степени (см. рис.4,*a, z*). Теоретическое обоснование этого явления дано в недавней работе [20]. При переходе от вырожденного резонатора к невырожденному характер взаимодействия между модами меняется от сильной резонансной связи до слабой нерезонансной, что происходит в том числе и при строго аксиальной накачке активной среды.

Тип активной среды лазера и вырождение резонатора особенно сильно проявляются при внеосевой накачке. Для трехуровневой активной среды накачка компенсирует поглощение с нижнего уровня лишь в ограниченной области, что эквивалентно использованию в плоскосферическом резонаторе внеосевой ГД. В этом случае справедливо сделанное выше замечание (см. предыдущую сноску). Для четырехуровневой среды при внеосевой накачке вида (1) и низком коэффициенте усиления в невырожденном резонаторе возбуждаются моды типа мод АГ, которые при малом параметре эллиптичности  $\epsilon$  [11] и ограниченном динамическом диапазоне регистрирующей аппаратуры почти неотличимы от мод ЭГ. Этим, по-видимому, объясняется упомянутое во Введении расхождение результатов публикаций [2, 3] и [6].

В вырожденном резонаторе внеосевая накачка приводит к генерации так называемых геометрических мод [7], обозначаемых также как М- и W-моды [21]. Такие моды

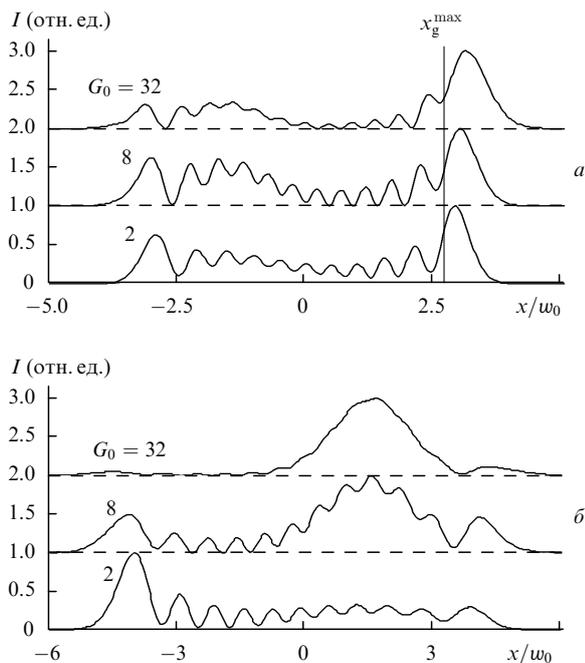


Рис.7. Распределение интенсивности на плоском (*a*) и сферическом (*б*) зеркалах невырожденного резонатора ( $L = 10$  см,  $R = 22$  см) в зависимости от величины коэффициента усиления  $G_0$  при асимметричной внеосевой накачке ( $x_g^{\max} = 2.74w_0$ ). Кривые разнесены по вертикали.

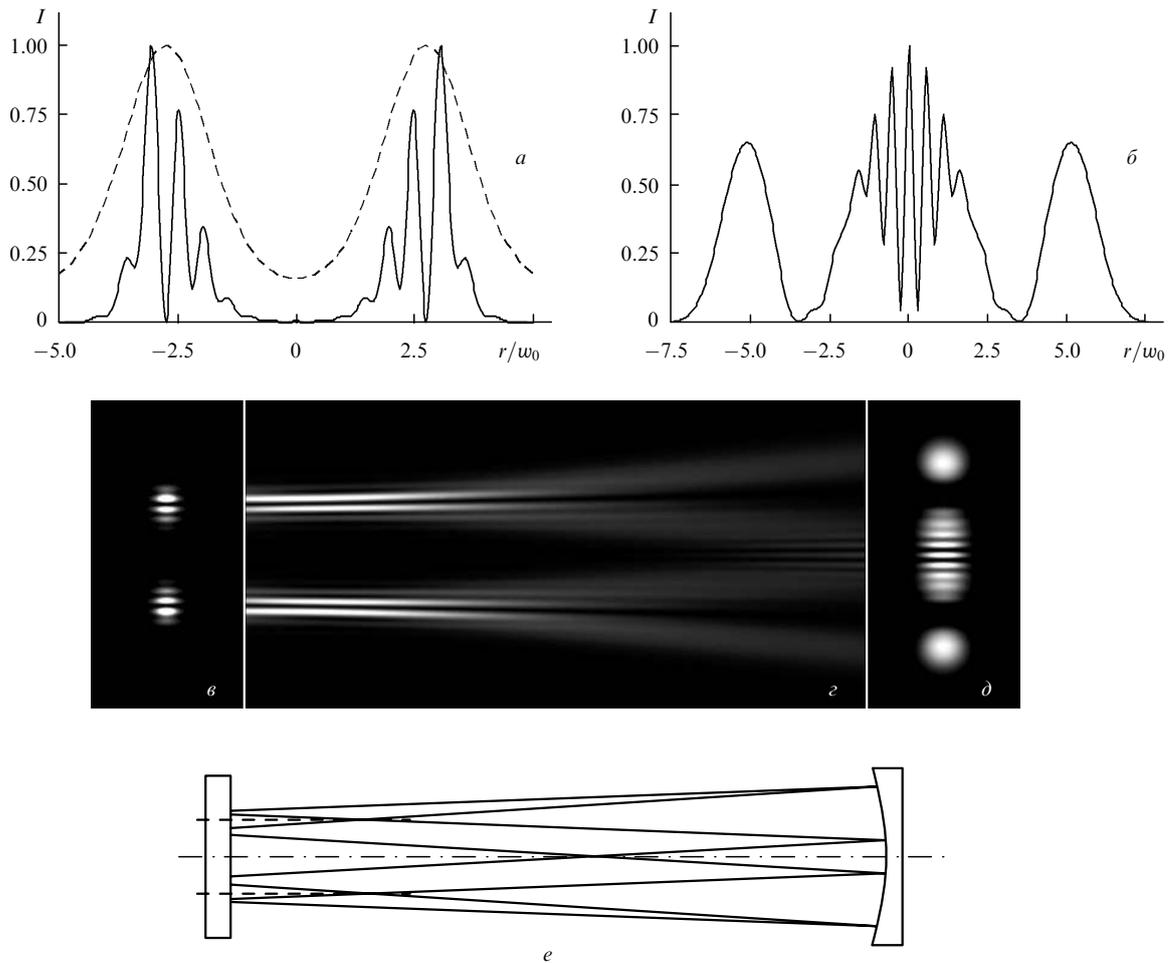


Рис.8. Внеосевая симметричная накачка ( $x_g^{\max} = \pm 2.74w_0$ ,  $w_g/w_0 = 1.5$ ,  $G_0 = 8$ ) активной среды лазера в невырожденном резонаторе – распределения интенсивности излучения на плоском (а, в) и сферическом (б, д) зеркалах, а также в объеме резонатора (с); е – положение оси лазерного пучка при последовательных проходах по резонатору. Штриховой линией на рис.8,а дано распределение интенсивности накачки, на рис.8,е – положение максимума усиления.

наблюдались и при исследовании CO<sub>2</sub>-лазера [22]. Их происхождение подробно обсуждается в работе Ананьева [23], который отмечал: «Подход, основанный на введении «V-мод», не дает ничего нового по сравнению с традиционным. ... удобнее пользоваться моделью следующего по сложной замкнутой траектории гауссова пучка, нежели подыскивать подходящую суперпозицию вырожденных по частоте базисных мод. ... такой подбор всегда возможен». Это утверждение подтверждают наши расчеты, при которых на сферическом зеркале полуконфокального резонатора выделялся один из боковых максимумов (см. рис.4,д), снова инжектировавшийся в резонатор и совершавший практически без потерь и существенной перестройки распределения интенсивности до 1000 проходов по замкнутой траектории (рис.4,е). Возможность практического получения таких пучков в полуконфокальном резонаторе рассмотрена в работе [21], там же дано их представление в виде суммы вырожденных мод.

Несмотря на сказанное выше, ничто не мешает рассматривать поле на каждом из зеркал полуконфокального резонатора (рис.4,в или д) как некую единую структуру. Подобная же конфигурация поля, как мы видели, может быть результатом последовательного обхода резонатора одним гауссовым пучком, т. е. при внеосевой накачке моды полуконфокального или любого другого

вырожденного резонатора в некотором смысле обладают дуализмом. Экспериментально решить вопрос о том, имеется ли в полуконфокальном резонаторе поле, повторяющееся через каждые четыре прохода или один проход по резонатору, вероятно, можно, изучив тонкую временную структуру изменения интенсивности. В первом случае для любого из внеосевых максимумов на зеркалах период на временной шкале должен составить  $8L/c$ , во втором  $-2L/c$ .

Как мы видели, пучки, образующие замкнутые траектории, при наличии симметрии внеосевой накачки могут существовать также и в невырожденном резонаторе при достаточно высоком коэффициенте усиления ( $G_0 \geq 4$ ). Для объяснения этого явления рассмотрим прохождение гауссова пучка радиусом  $w_0$  вне максимума усиления, даваемого соотношением (1):

$$I_t = I_0 \exp \left[ -2 \frac{(x - x_0)^2}{w_0^2} \right] \times \left\{ 1 + (G_0 - 1) \exp \left[ -2 \frac{(x - x_g^{\max})^2}{w_g^2} \right] \right\}; \quad (2)$$

для простоты положим  $G_0 \gg 1$ , что после преобразований дает

$$I_t \approx I_0 G_0 \exp \left[ -2 \frac{(x_g^{\max} - x_0)^2}{w_g^2 + w_0^2} \right] \exp \left[ -2 \frac{(x - x_t)^2}{w_t^2} \right], \quad (3)$$

где

$$x_t = \frac{x_0 w_g^2 + x_g^{\max} w_0^2}{w_g^2 + w_0^2}; \quad (4)$$

$$w_t = \frac{w_0 w_g}{(w_g^2 + w_0^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Первая экспонента в соотношении (3) при  $x_g^{\max} \neq x_0$  дает уменьшение интенсивности гауссова пучка вследствие смещения его центра относительно максимума усиления. Вторая определяет положение пучка (4) после прохождения усиливающей среды и его радиус (5). Последний, заметим, от  $x_g^{\max}$  и  $x_0$  не зависит. Таким образом, становится понятным, почему положения пучка, падающего на плоское зеркало и отраженного им (рис.8,е), не совпадают друг с другом. В процессе установления поля в невырожденном резонаторе при наличии симметрии внеосевой накачки (рис.8,а,з) автоматически устанавливается такое рассогласование положений максимумов гауссова пучка относительно максимумов усиления, при котором его траектория в резонаторе оказывается замкнутой. Именно так проявляется принцип максимального усиления при достаточно большом  $G_0$  в невырожденном резонаторе. Заметим также, что точки пересечения падающих и отраженных пучков на рис.8,е лежат за плоским зеркалом, т. е. траектория пучка приближается к той, которая была бы в полуконфокальном резонаторе с радиусом сферического зеркала  $R = 22$  см. Как показывает расчет, при  $R \approx 18$  см указанные точки пересечения находятся перед плоским зеркалом. В целом этот эффект можно сравнить с действием ГД в неустойчивом резонаторе. Там использование ГД (или зеркала с гауссовым профилем отражения) приводит вследствие изменения радиуса пучка в плоскости ГД к самовоспроизведению каустической поверхности пучка при последовательных проходах по резонатору. В результате изменения положения центра гауссова пучка (и его размера) в плоскости гауссовых распределений усиления в невырожденном резонаторе происходит самовоспроизведение его траектории. И в том и в другом случае эффект сопровождается дополнительными потерями энергии излучения.

#### 4. Заключение

Результаты численных экспериментов по моделированию типов колебаний лазера с плоскосферическими вырожденными и невырожденными резонаторами при диодной накачке, создающей в активной среде гауссово распределение усиления, показали, что в условиях осевой накачки активной среды низшая мода Эрмита–Гаусса как для вырожденного, так и для невырожденного резонатора возбуждается с наибольшим весом, если уровень накачки достаточно высок или характерный размер усиливающей области активной среды  $w_g$  значительно превышает радиус моды  $w_0$ .

В невырожденном резонаторе при достаточно высоком уровне внеосевой накачки ( $G \geq 4$ ), создающей две зоны усиления, симметрично расположенные относительно оси лазера, могут существовать типы колебаний, которые имеют параметры моды  $TEM_{00}$  и периодически обходят резонатор по замкнутой траектории. Этот эффект, как показано, связан с различием положений центра гауссова пучка на входе и выходе активной среды с гауссовым распределением усиления.

Высшие типы колебаний, имеющие характер мод Айнса–Гаусса, возбуждаются в невырожденном резонаторе при низких уровнях внеосевой накачки ( $G_0 \approx 1.2$ ) как в отсутствие, так и при наличии симметрии распределения усиления относительно оси резонатора. Возбуждения типов колебаний, которые могли бы быть идентифицированы как моды Эрмита–Гаусса, в выполненных численных экспериментах по внеосевой накачке активной среды лазера не наблюдалось. Экспериментальное отождествление этих мод при подобном виде накачки в работах [2, 3] связано, скорее всего, с недостаточным динамическим диапазоном аппаратуры.

В целом можно заключить, что простая модель гауссова распределения усиления активной среды при диодной накачке дает результат, удовлетворительно совпадающий с экспериментальными данными работ [6, 19, 21] и данными расчетов по другим, более сложным моделям [21].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16818) и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (№ НШ-8283.2006.2).

1. Вахитов Н.Г. *Радитехника и электроника*, **10**, 1676 (1965).
2. Laabs H., Ozygus B. *Opt. Laser Techn.*, **28**, 213 (1996).
3. Chen Y.F., Huang T.M., Lin K.H., Kao C.F., Wang C.L., Wang S.C. *Opt. Commun.*, **136**, 399 (1997).
4. Chen Y.F., Lan Y.P. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **3**, 146 (2001).
5. Chen Y.F., Lan Y.P. *Phys. Rev. A*, **63**, 063807 (2001).
6. Schwarz U.T., Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C. *Opt. Lett.*, **29**, 1870 (2004).
7. Dingjan J., van Exter M.P., Woerdman J.P. *Opt. Commun.*, **188**, 345 (2001).
8. Wu H.H. *Opt. Express*, **12**, 3559 (2004).
9. Fan T.Y. *Opt. Lett.*, **19**, 554 (1994).
10. Yariv A., Yeh P. *Opt. Commun.*, **13**, 370 (1975).
11. Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C. *Opt. Lett.*, **29**, 144 (2004).
12. Малютин А.А., Илюхин В.А. *Квантовая электроника*, **37**, 181 (2007).
13. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **36**, 139 (2006).
14. www.wavesimsoft.com.
15. Fox A.G., Li T. *Bell Syst. Techn. J.*, **40**, 453 (1961).
16. Herriott D., Kogelnik H., Kompfner R. *Appl. Opt.*, **3**, 523 (1964).
17. Battle P.R., Wessel J.G., Carlsten J.L. *Phys. Rev. A*, **50**, 2587 (1994).
18. Iparraguirre I., del Rio Gaztelurrutia T. *Opt. Commun.*, **255**, 241 (2005).
19. Wu H.H., Sheu C.C., Chen T.W., Wei M.D., Hsieh W.F. *Opt. Commun.*, **165**, 225 (1999).
20. Paschotta R. *Opt. Express*, **14**, 6069 (2006).
21. Chen Y.F., Jiang C.H., Lan Y.P., Huang K.F. *Phys. Rev. A*, **69**, 053807 (2004).
22. Васильев А.Б., Корниенко Л.С., Короленко П.В. *Оптика и спектроскопия*, **63**, 214 (1987).
23. Анянцев Ю.А. *Оптика и спектроскопия*, **64**, 650 (1988).