

Генерация мод Эрмита – Гаусса высоких порядков в импульсном лазере на неодимовом фосфатном стекле с ламповой накачкой и их преобразование в моды Лагерра – Гаусса

А.А.Малютин, В.А.Илюхин

В лазере на неодимовом фосфатном стекле с ламповой накачкой экспериментально осуществлены генерация мод Эрмита – Гаусса до третьего порядка включительно и их преобразование астигматическим $\pi/2$ -конвертером в соответствующие моды Лагерра – Гаусса. Продемонстрировано, что использование лазера с минимумом усиления на оси плоскоферрического резонатора и изменение его числа Френеля является эффективным средством возбуждения мод Лагерра – Гаусса с зависимостью амплитуды поля $\sim \frac{\sin}{\cos}(l\varphi)$.

Ключевые слова: импульсный твердотельный лазер на стекле с Nd^{3+} , распределение инверсной населенности, моды Эрмита – Гаусса, моды Лагерра – Гаусса, астигматический $\pi/2$ -конвертер мод.

1. Введение

Генерация мод высоких порядков (Эрмита – Гаусса или Лагерра – Гаусса) в импульсных твердотельных лазерах была достаточно обычным явлением на заре развития квантовой электроники. Главную роль при этом сыграло стремление на первых порах достичь максимальных значений энергии и мощности излучения, что осуществлялось с использованием резонаторов, обладавших большим числом Френеля. Впоследствии пришло понимание необходимости применения в экспериментах и при решении прикладных задач лазерного излучения с жестко детерминированными свойствами. Это потребовало знания основных параметров лазерного пучка – длины волны, энергии, длительности и формы импульса, а также пространственного распределения в ближней и дальней зонах. Стандартизация способов измерения всех этих параметров, нужная для сопоставления результатов независимых исследований, продолжается до настоящего времени [1]. При этом, как правило, исследователи (а вслед за ними и фирмы-разработчики лазеров) отдают предпочтение пучкам с распределением интенсивности, близким к низшей моде Эрмита – Гаусса (ЭГ) – TEM_{00} -моде, обобщенный пространственно-угловой параметр которых M^2 не сильно отличается от единицы. Свойства такого излучения при распространении в любую точку пространства (и при использовании оптики, не нарушающей параксиальности) легко рассчитываются. Наилучшие результаты по возбуждению TEM_{00} -моды в лазерах самых разных типов достигаются при использовании гауссовых диафрагм или зеркал с гауссовым распределением коэффициента отражения в неустойчивых резонаторах (см. обзор [2]).

Существуют, однако, ситуации, когда необходимы

моды ЭГ более высокого порядка. Примером является использование мод ЭГ u_{mn}^{HG} для получения с помощью астигматических $\pi/2$ -конвертеров [3 – 5] излучения в виде мод Лагерра – Гаусса (ЛГ) u_{pl}^{LG} ($p = \min(m, n)$, $l = m - n$), обладающих ненулевым орбитальным угловым моментом, кольцевым распределением интенсивности и сингулярностью (нулевым значением амплитуды и фазы) на оси пучка. Такие пучки применяются в последнее время для исследований в атомной физике, микрогидродинамике, биологии и нанотехнологии [6 – 9].

В устойчивых резонаторах отношение радиуса пучка моды порядка $N = m + n = 2p + l$ к радиусу моды с $N = 0$ равно $(N + 1)^{1/2}$. Поэтому, если возбуждение основной моды при подавлении всех остальных в каком-либо резонаторе может быть достигнуто при некотором числе Френеля $N_F = a^2/\lambda L$ (a и L – радиус диафрагмы и длина резонатора), то для возбуждения моды порядка N при обеспечении того же уровня потерь необходимо увеличить число Френеля резонатора до $\sim N_F(N + 1)$. Однако при этом в излучении лазера будет присутствовать, как правило, целый спектр мод с порядком в диапазоне от нуля до N . Их количество и соотношение интенсивностей являются функциями уровня накачки, параметров резонатора, положения в нем активной среды и элементов частотной селекции. Немаловажную роль играет и характер распределения инверсии в активном элементе. Последний фактор совместно с выбором геометрии резонатора для формирования конкретного типа колебаний наиболее просто использовать при диодной накачке активной среды (ссылки на работы по этому вопросу см. в [10]). В обычных лазерах для селекции поперечных мод издавна используют размещаемые в резонаторе тонкие проволоки, которые, по крайней мере для He – Ne-лазера, дают хороший результат.

Задачей настоящей работы являлось осуществление генерации чистых мод ЭГ высокого порядка в импульсном лазере на неодимовом фосфатном стекле с ламповой накачкой. Это было достигнуто экспериментально применением упомянутых выше пространственных селекторов (тонких проволок), размещаемых на оси резонатора лазера. Качество генерируемых мод ЭГ проверялось пу-

А.А.Малютин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: amal@kapella.gpi.ru
В.А.Илюхин. Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

тем их преобразования в моды ЛГ с помощью астигматического $\pi/2$ -конвертера, являющегося весьма чувствительным инструментом для выявления амплитудных и, особенно, фазовых искажений исходных лазерных пучков. Одновременно мы попытались выяснить, как на чистоту возбуждаемых типов колебаний влияет распределение инверсной населенности (ИН) в активной среде лазера.

2. Эксперимент

В экспериментах использовался плоскосферический резонатор длиной $L = 50$ см с радиусом кривизны глупого зеркала $R = 300$ см. В качестве выходного плоского зеркала применялся селектор продольных мод [11] с максимумом коэффициента отражения частотной характеристики $\sim 45\%$. Активные элементы (АЭ) лазера были изготовлены из фосфатного неодимового стекла ГЛС-23, имели плоскопараллельные торцы, скошенные под углом 85° к оси, и (в зависимости от типа осветителя) размеры 5×100 или 7×130 мм. АЭ диаметром 7 мм устанавливался либо в одноламповый осветитель с кварцевым эллиптическим зеркальным отражателем, либо в осветитель с диффузным отражателем, соответствующим плотной упаковке АЭ – лампа (оба типа отражателя имели длину 90 мм). АЭ диаметром 5 мм устанавливался только в одноламповом осветителе с кварцевым эллиптическим зеркальным отражателем длиной 60 мм. В экспериментах, если это не оговорено отдельно, использовался режим пассивной модуляции добротности с помощью затвора на основе кристалла LiF с F_2^- -центрами окраски.

2.1. Измерение профиля инверсной населенности

Оптическая схема измерения профиля ИН показана на рис.1. Торец АЭ отображался с уменьшением 0.7 на фотоматричный приемник камеры ELPHEL 313 [12] линзой с фокусным расстоянием 50 см. Диафрагма ($\varnothing 2$ мм) служила для ограничения сбора излучения из объема АЭ телесным углом $\Omega \approx 2.5 \times 10^{-5}$ рад.

Если допустить, что ИН в АЭ медленно меняется во времени и имеет одинаковое распределение $n(x, y, t)$ во всех сечениях активной среды $0 \leq z \leq L_a$ (L_a – длина АЭ), то для интервала времени dt , такого, что $\tau \ll dt \ll T$, где $\tau = L_a/c$, а T – длительность импульса спонтанного излучения, излучаемая в телесный угол Ω элементарным объемом активной среды толщиной dz энергия

$$dE \sim \gamma n(x, y, t) \Omega dz dt \quad (1)$$

(γ – коэффициент пропорциональности). При условии ненасыщенного усиления на выходе из АЭ за интервал времени dt имеем энергию излучения

$$E(x, y, t) \sim \gamma n(x, y, t) \Omega dt \int_0^{L_a} \exp[\sigma n(x, y, t)(L_a - z)] dz =$$

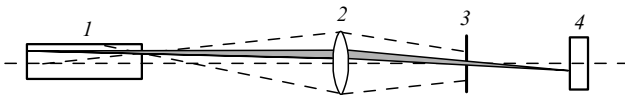


Рис.1. Схема эксперимента по измерению распределения инверсной населенности в активном элементе лазера на стекле ГЛС-23П: 1 – АЭ; 2 – линза; 3 – диафрагма; 4 – фотоматричный приемник.

$$= \frac{\gamma \Omega \exp[\sigma n(x, y, t) L_a] - 1}{\sigma}, \quad (2)$$

где σ – сечение вынужденного испускания. Очевидно, что $n(x, y, t)$ можно представить в виде

$$n(x, y, t) = n_{\max}(x, y) f(t), \quad (3)$$

где $f(t)$ – изменение ИН во времени; $n_{\max}(x, y)$ – ее максимальное за время действия накачки значение в точке (x, y) . Тогда в телесный угол Ω за весь импульс излучается энергия

$$E_0(x, y) \sim \frac{\gamma \Omega \exp[\sigma n_{\max}(x, y) L_a \int_0^T f(t) dt] - 1}{\sigma} = \frac{\gamma \Omega \exp[\sigma n_{\max}(x, y) f_0 L_a] - 1}{\sigma}, \quad (4)$$

где $f_0 = \int_0^T f(t) dt$ – форм-фактор импульса спонтанного излучения. При не слишком больших коэффициентах усиления АЭ выражение (4) сводится к

$$E_0(x, y) \sim \gamma \Omega f_0 L_a n_{\max}(x, y), \quad (5)$$

так что регистрируемая фотоприемником энергия $E_0(x, y)$ описывает распределение ИН по сечению АЭ. Результаты выполненных измерений приведены на рис.2, где на рис.2,а даны нормированные на максимальное значение сечения распределений ИН в плоскости лампа – АЭ. Все измерения выполнялись при использовании в системе накачки дежурной дуги и запасаемой энергии 50 Дж, что было эквивалентно значению коэффициента усиления на один проход по АЭ не более 1.5.

Как следует из рис.2, при использовании АЭ диаметром 7 мм в осветителе с эллиптическим зеркальным отражателем распределение концентрации энергии накачки почти точно совпадает с осью АЭ. Это распределение (в пределах значений ИН 0.6–1) может быть аппроксимировано гауссовой кривой с характерным радиусом $w_g \approx 1.3$ мм.

В диффузном отражателе зона с максимальным значением ИН примыкает к лампе накачки. И хотя ИН в этом случае, как представляется, имеет достаточно однородное распределение на значительной площади сечения АЭ, наличие минимума инверсии (на расстоянии примерно 1 мм от оси АЭ) имеет, как будет показано ниже, специфическое влияние на характер генерации лазера.

Визуально распределения ИН для зеркальных отражателей на рис.2,а (АЭ диаметром 7 мм) и рис.2,б (АЭ диаметром 5 мм) мало различаются. Однако ход изменения ИН в последнем случае в целом значительно более равномерен: аппроксимация максимума на соответствующей кривой рис.2,г гауссовым распределением дает характерный радиус $w_g \approx 3.6$ мм.

2.2. Генерационные характеристики

Описание генерационных характеристик лазеров с указанными выше распределениями инверсии в АЭ начнем с результатов, полученных для случая рис.2,б (диффузный отражатель). Как оказалось, данное распределение практически невозможно использовать для генерации мод ЭГ. Главная причина – увеличение коэффициента усиления от центра зоны с «однородным» распреде-

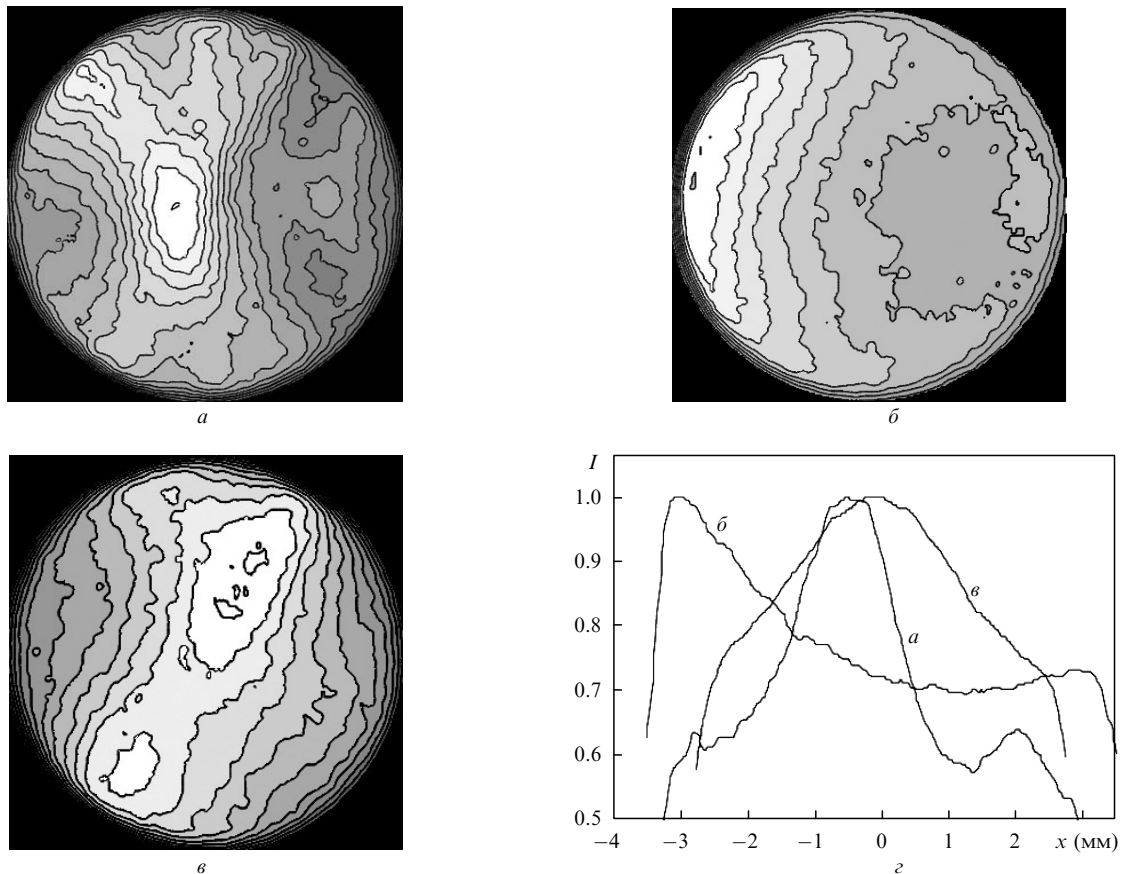


Рис.2. Распределения инверсной населенности в АЭ лазера на стекле ГЛС-23П с моноблочными осветителями, имеющими зеркальные (а, в) и диффузный (б) отражатели [диаметры АЭ 7 мм (а, б) и 5 мм (в), напряжение накачки 1 кВ ($C = 100$ мкФ), лампа находится слева от соответствующих распределений], а также эти распределения, нормированные на максимальное значение, в плоскости лампа – АЭ (д).

лением ИН к ее краю. Подобный ход усиления можно считать результатом использования в резонаторе «апертуры с отрицательным гауссовым распределением» [13], вследствие чего появляется существенная модовая неограниченность. Теоретически в этом случае для АЭ неограниченного сечения малые возмущения поля излучения, усиливаясь, приводят к бесконечному росту поля на периферии лазерного пучка [14]. Практически, в силу ограниченности апертуры АЭ, как показывает эксперимент, это приводит к генерации мод ЛГ, порядок которых тем больше, чем больше число Френеля резонатора. Так, при смещении оси плоскосферического резонатора в зону однородной ИН (для подавления генерации в области АЭ, примыкающей к лампе накачки, см. рис.2,б) и отсутствии других апертурных ограничителей, кроме АЭ (эффективный диаметр 6 мм), лазер излучает на моде ЛГ с $N \approx 18$ (зависимость амплитуды поля от полярного угла $\sim \frac{\sin(l\varphi)}{\cos(l\varphi)}$ – рис.3,а). При внесении в резонатор диафрагмы диаметром 4.2 мм излучается мода ЛГ с $N \approx 7$ (рис.3,б).

Следует отметить, что в обоих случаях порядок генерируемых мод меняется в небольших пределах от выстрела к выстрелу, и на регистрируемых распределениях всегда наблюдаются зоны с плохо различаемой структурой лепестков мод ЛГ. Первое обстоятельство связано, по-видимому, с недостаточной стабильностью уровня накачки, второе – с условиями проведения эксперимента, т. к. в данном случае лазер работает в режиме свободной генерации и приведенные на рис.3,а,б распределения могут быть суперпозицией распределений в разных

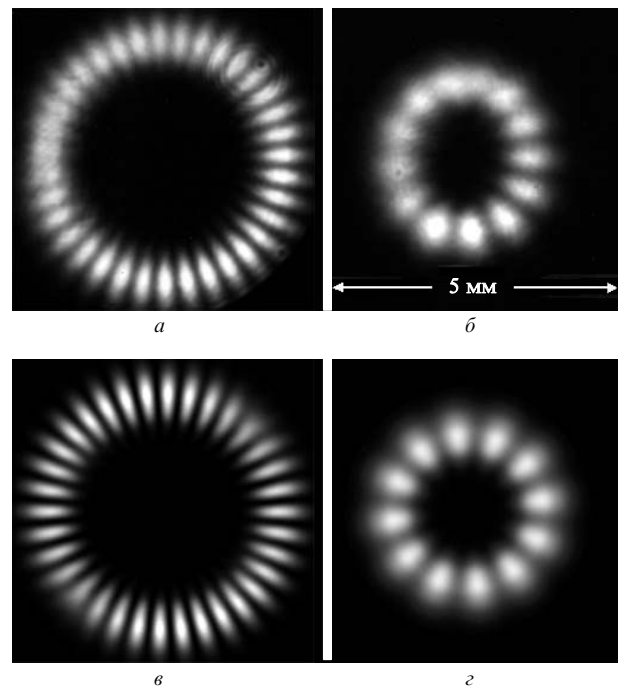


Рис.3. Моды Лагерра – Гаусса, возбуждаемые в Nd^{3+} -лазере с плоскосферическим резонатором (режим свободной генерации) и распределением инверсии, приведенным на рис.2,б, в случае резонаторов с диафрагмами $\varnothing 6$ мм (а) и $\varnothing 4.2$ мм (б), а также расчет методом Фокса – Ли для пустого резонатора с размерами диафрагм, близкими к используемым в эксперименте (в, д). Масштаб указан для всех рисунков.

пичках излучения лазера, имеющих разный тип (\sin или \cos) и различный порядок мод ЛГ.

Нельзя исключить, что причиной нарушения структуры лепестков мод ЛГ может быть также специфика возбуждения мод ЛГ в лазере с распределением коэффициента усиления, имеющего минимум на оси резонатора. Это подтверждают численные расчеты установления типов колебаний в таком лазере, приведенные на рис.3,в,г. В расчетах использовались параметры плоскосферического резонатора лазера, приведенные выше ($L = 50$ см, $R = 300$ см). В случае рис.3,в, на котором нарушение структуры моды наиболее заметно, АЭ лазера диафрагмировался до диаметра 6 мм (отношение $G(r_{\max})/G(0) = 1.1$), рис.3,г – до диаметра 4.5 мм ($G(r_{\max})/G(0) = 1.06$).

Приведенные на рис.4 распределения мод ЭГ были получены с зеркальным отражателем и диаметром АЭ 5 мм. Для возбуждения мод ЭГ с $N > 0$ внутри резонатора располагались одна или две тонкие (80 мкм) проволоки, фиксирующие положение нулевых значений поля соответствующих мод. Положение проволок выбиралось по минимуму порога генерации и соответствию распределения пучка заданному типу колебаний.

Качество пучков мод ЭГ проверялось преобразованием их в моды ЛГ с использованием схемы астигматического $\pi/2$ -конвертера [15], который был установлен на расстоянии ~ 75 см от выходного зеркала лазера. Поскольку собственными для $\pi/2$ -конвертера со схемой, описанной в [15], являются пучки с кривизной фронта $\rho = 0$, перед конвертером устанавливалась дополнительная линза с фокусным расстоянием 250 см, компенсирующая сферическую составляющую волнового фронта. Подстройка же конвертера к рэлеевской длине преобразуемого пучка осуществлялась изменением взаимной ориентации его цилиндрических линз (подробнее см. [16]).

Результат преобразования мод ЭГ, показанных на рис.4, в соответствующие моды ЛГ приведен на рис.5. Сравнение кривых распределения (по оси x) некоторых из

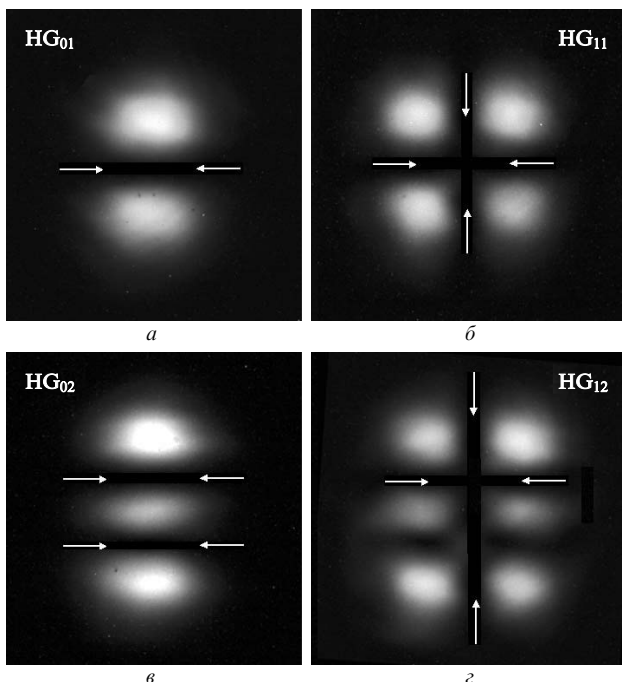


Рис.4. Распределения интенсивности мод ЭГ, полученные экспериментально. Стрелками указано положение и ориентация масок (проволок $\varnothing 80$ мкм) в резонаторе лазера.

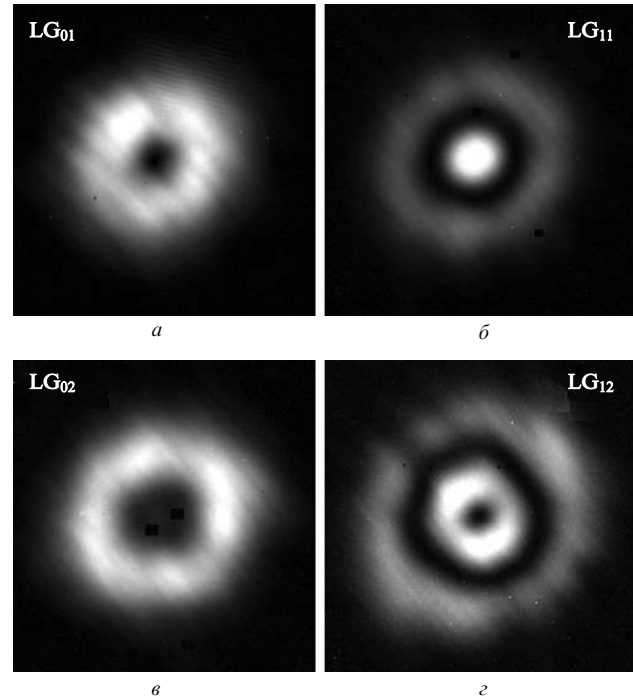


Рис.5. Результат преобразования мод ЭГ (рис.4) в моды ЛГ.

мод ЭГ и ЛГ с их теоретическими значениями дано на рис.6. В целом можно сделать вывод, что генерация в импульсном твердотельном лазере с пассивной модуляцией добротности мод ЭГ вплоть до порядка $N = 3$ при использовании фиксации положения нулевых значений поля дает удовлетворительный результат. Если же такая фиксация выполнена не для всех нулевых значений (рис.4,г), то это сразу сказывается на результате преобразования в моды ЛГ (рис.5,г). При этом, как показывают результаты численного моделирования, различные амплитудные искажения мод ЭГ (например, нарушение соотношения между отдельными максимумами) слабо влияют на результат конверсии в моды ЛГ. Примесь же к какой-либо моде ЭГ моды другого порядка (или того же порядка, но с иными значениями поперечных индексов m , n) с интенсивностью в единицы или даже десятые доли процента существенно искажает распределения фазы преобразуемого пучка и дает заметно худший результат.

Это демонстрирует рис.7, на котором показано различным образом искаженное распределение моды u_{20}^{HG} и результат конверсии этих пучков в моды ЛГ. В одном случае интенсивность правого максимума моды u_{20}^{HG} ослаблена на 20 % по сравнению с левым (рис.7,а), а в другом (рис.7,б) взята когерентная сумма моды u_{20}^{HG} единичной энергии и моды u_{02}^{HG} с энергией, составляющей 0.01 от энергии моды u_{20}^{HG} . На рис.7,в,г дан результат преобразования искаженных пучков. В первом случае (рис.7,в) искажения моды ЛГ визуально малозаметны, хотя отношение максимума интенсивности моды ЛГ к минимуму составляет 1.28, а во втором искажение проявляется в виде четырех максимумов и минимумов с отношением интенсивности ~ 1.5 (рис.7,г).

3. Обсуждение результатов. Заключение

Как известно (см., напр., работу [17]), наличие в резонаторе лазера фазовых и амплитудных неоднородностей способствует появлению связи между возбуждаемыми

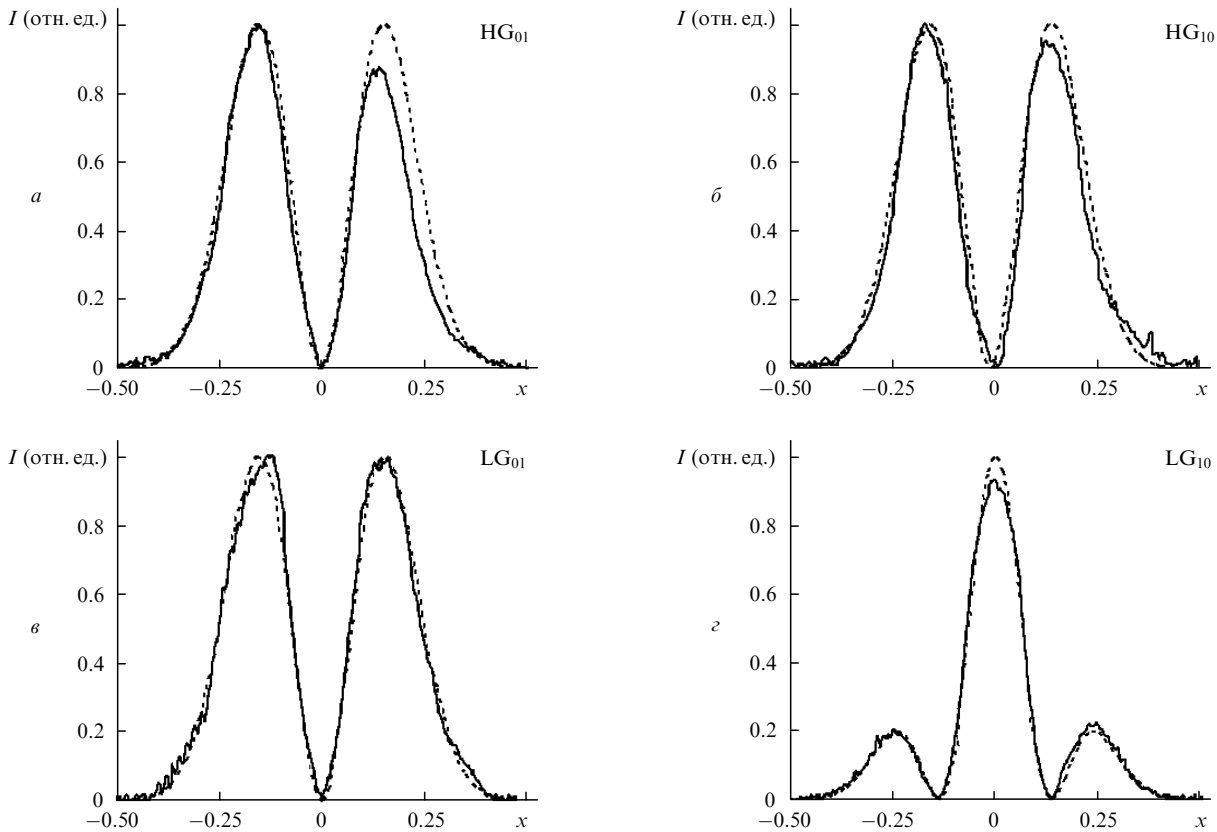


Рис.6. Сравнение кривых распределения интенсивности (по оси x) некоторых мод ЭГ (рис.4, a,b) и ЛГ (рис.5, a,b) с их теоретическими значениями (штриховые кривые).

ми в нем типами колебаний. К амплитудным неоднородностям относится и неравномерное распределение ИН, которая влечет за собой и неравномерность термических искажений в активной среде лазера, особенно в неодимовом

стекле, имеющем относительно низкую теплопроводность. Следует напомнить, что вклад в тепловыделение вносят также полосы поглощения Nd^{3+} , не дающие вклада в заселение верхнего лазерного уровня. В этих условиях особенно сильной – резонансной – такая связь является в вырожденных резонаторах, для которых

$$\frac{2\pi}{\arccos(1 - 2L/R)} = \frac{r}{s}, \tag{6}$$

где r, s – целые числа.

В данной работе использовался невырожденный резонатор ($L = 50$ см, $R = 300$ см) и была выбрана система накачки, обеспечивающая наиболее однородное распределение ИН. Однако для получения равномерного распределения инверсии (и коэффициента усиления) с использованными типами осветителей концентрация неодима в стекле ГЛС-23 оказалась далеко не оптимальной: для диффузного отражателя она была несколько велика, а для зеркальных отражателей – недостаточна. Тем не менее нам удалось в лазере на неодимовом фосфатном стекле с ламповой накачкой осуществить вполне устойчивую контролируемую генерацию мод ЭГ до третьего порядка включительно и показать возможность преобразования этих мод в соответствующие моды ЛГ. Одновременно было продемонстрировано, что использование лазера с минимумом ИН на оси плоскосферического резонатора и изменение его числа Френеля является эффективным средством возбуждения мод ЛГ (с зависимостью амплитуды поля $\sim \frac{\sin}{\cos}(l\varphi)$) различных порядков.

Авторы благодарят В.Х.Багдасарова, С.В.Гарнова и Н.Н.Денисова за существенную помощь и содействие, оказанные ими при проведении экспериментов.

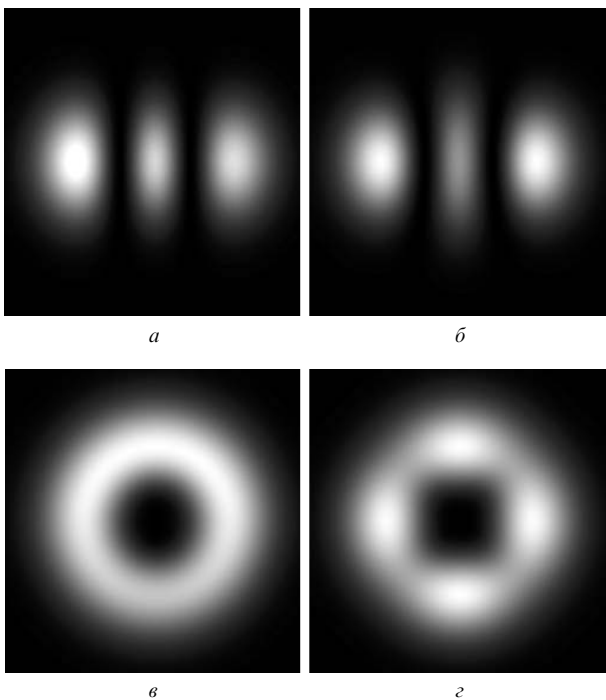


Рис.7. Расчет влияния искажений моды u_{20}^{HG} на результат преобразования астигматическим $\pi/2$ -конвертером в моду u_{02}^{LG} (подробнее см. текст).

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

1. ISO 11146 «Lasers and laser-related equipment: Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios»; ISO 11554 «Lasers and laser-related equipment: Test methods for laser beam power, energy and temporal characteristics».
2. Morin M. *Opt. Quantum Electron.*, **29**, 819 (1997).
3. Beijersbergen M.W., Allen L., van der Veen H.E.L.O., Woerdman J.P. *Opt. Commun.*, **96**, 123 (1993).
4. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 235 (2003).
5. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **34**, 165 (2004).
6. Arlt J., Hitomi T., Dholakia K. *Appl. Phys. B*, **71**, 549 (2000).
7. Molloy J.E., Dholakia K., Padgett M.J. *J. Modern Opt.*, **50**, 1501 (2003).
8. Prentice P.A., MacDonald M.P., Frank T.G., Cuschieri A., Spalding G.C., Sibbett W., Campbell P.A., Dholakia K. *Opt. Express*, **12**, 593 (2004).
9. *Proc. Symp. «Progress In Electromagnetics Research»* (Cambridge, USA, 2006).
10. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **37**, № 3 (2007).
11. Егоров А.Л., Коробкин В.В., Серов Р.В. *Квантовая электроника*, **2**, 513 (1975).
12. www.elphel.com
13. Siegman A.E. *Lasers* (Mill Valley, Cal.: Univ. Science Books, 1986, Chpt.20).
14. Walsh D.M., Knight L.V. *Appl. Opt.*, **25**, 2947 (1986).
15. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 1015 (2003).
16. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **36**, 79 (2006).
17. Paschotta R. *Opt. Express*, **14**, 6069 (2006).