

Пространственное распределение интенсивности излучения диодных линеек с волоконным выводом и расчёт инверсии в схеме продольной накачки твердотельных лазеров

М.В.Горбунков, П.В.Кострюков, В.Б.Морозов, А.Н.Оленин,
Л.С.Телегин, В.Г.Тункин, Д.В.Яковлев

Экспериментально и теоретически изучено пространственное распределение интенсивности излучения диодных линеек с волоконным выводом в схеме продольной накачки твердотельных лазеров. Представлена простая модель, описывающая распространение излучения и позволяющая рассчитать распределение инверсионной населённости в активном элементе. Рассчитаны распределения интенсивности излучения в поперечных сечениях для различных угловых распределений на выходе световода.

Ключевые слова: диодная накачка, волоконные световоды, твердотельные лазеры.

Диодная накачка твердотельных лазеров приобретает все более широкое распространение благодаря её высокой эффективности. В режиме генерации на нескольких поперечных модах эффективность (свет – свет) может достигать 70 % [1, 2]. Для многих применений предпочтителен режим одномодовой генерации. Так, в [3] сообщается о реализации высокоэффективной (58 %) одномодовой генерации с распределением поля, близким к ТЕМ₀₀-моду при использовании поперечной схемы накачки (без волоконного световода). Усреднение пространственной неоднородности накачки проводилось в достаточно сложной схеме с применением геометрии полного внутреннего отражения в активном элементе и специально разработанного, астигматически исправленного резонатора с цилиндрическими элементами. Другой и, возможно, более простой с практической точки зрения способ генерации одномодового излучения с высокой эффективностью – использование продольной схемы накачки. Для получения мощной накачки используются диодные линейки и матрицы. При этом излучение диодных линеек, как правило, транспортируется с помощью многомодовых волоконных световодов диаметром 0.2–0.8 мм [4–6]. Несмотря на распространённость диодных линеек с волоконным выводом, в литературе отсутствуют экспериментальные данные о пространственном распределении излучения в схеме продольной накачки, не описаны подходы к моделированию этого распределения и, следовательно, к расчёту реального распределения инверсии в активном элементе.

В то же время для оптимального согласования про-

странственного распределения излучения накачки с модой лазера получил распространение подход, в котором ограничиваются упрощёнными представлениями о пространственном распределении интенсивности накачки в различных сечениях активного элемента (прямоугольное, гауссово либо супергауссово) [7–11]. Излучение, транспортируемое с помощью световода, заметно отличается от когерентного излучения, используемого при традиционной лазерной накачке. При его переносе в активный элемент оптической системой возникает ряд существенных особенностей в пространственном распределении интенсивности. Использование упрощённых представлений о пространственном распределении не позволяет согласовывать излучение накачки и моды лазера с точки зрения повышения эффективности генерации при сохранении приемлемого качества генерируемого излучения.

Настоящая работа посвящена моделированию пространственного распределения инверсии, создаваемой излучением диодных линеек с волоконным выводом в схеме продольной накачки твердотельных лазеров, на основе детального изучения пространственного распределения излучения накачки вблизи плоскости изображения торца световода. Результаты расчётов позволяют сформулировать стратегию оптимального согласования накачки и поля генерируемого излучения, отталкиваясь от реальных условий.

В [6] нами была реализована продольная накачка полностью твердотельного импульсно-периодического пикосекундного Nd:YAG-лазера. В качестве источника накачки применялась диодная линейка JOLD-35 с волоконным выводом, обеспечивающая импульсную мощность на выходе световода 35 Вт при длительности импульса до 300 мкс. Использовался световод диаметром 0.8 мм. Неожиданно большие изменения порога генерации наблюдались при изменении условий транспортировки излучения по световоду (изгибы, кручение вокруг оси световода). Чувствительность к перемещению активного элемента вдоль оси накачки составила несколько миллиметров. Для описания наблюдаемых особенностей было не-

М.В.Горбунков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: gorbunkov@sci.lebedev.ru

П.В.Кострюков, В.Б.Морозов, А.Н.Оленин, Л.С.Телегин, В.Г.Тункин, Д.В.Яковлев. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vgtunkin@mail.ru

Поступила в редакцию 21 июня 2005 г., после доработки – 2 сентября 2005 г.

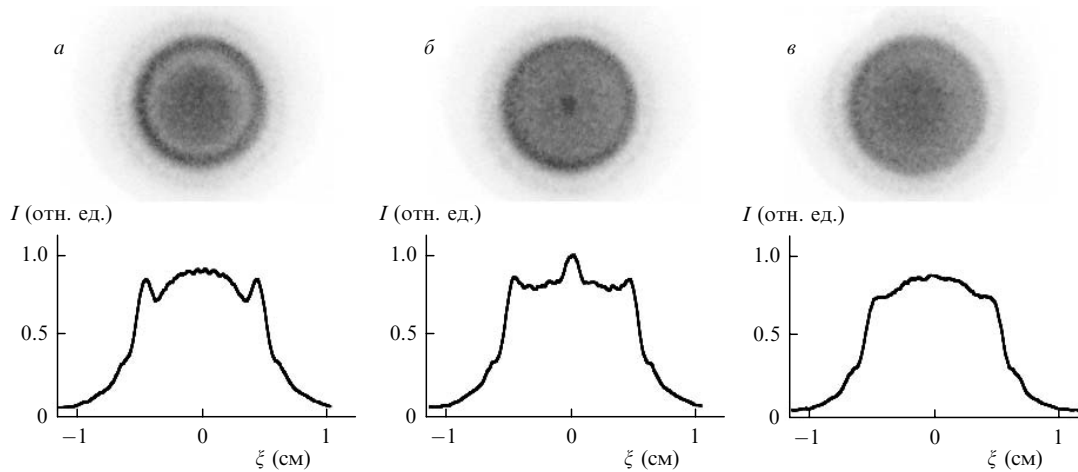


Рис.1. Угловые распределения интенсивности излучения на выходе световода длиной 55 см при транспортировке его по прямолинейному (*a*), изогнутому (*б*), а также изогнутому и скрученному (*в*) световоду. Здесь и на рис. 2 и 5 приведены также соответствующие профили распределения интенсивности.

обходимо детально исследовать пространственное распределение интенсивности излучения диодных линеек с волоконным выводом.

Важной функцией световода является пространственное и угловое усреднение излучения отдельных диодов, составляющих диодную линейку. Известно, что для получения близкого к прямоугольному пространственно-углового распределения излучения на выходе диодной линейки необходимы световоды длиной от нескольких десятков до сотен метров, свернутые в кольца в двух перпендикулярных плоскостях. Коммерческие диодные линейки комплектуются световодами существенно меньшей длины. При использовании таких световодов степень усреднения параметров и пространственно-углового распределения излучения существенно зависят от изгиба волокна.

При переносе излучения накачки идеальной оптической системой имеется выделенная плоскость – плоскость изображения торца световода. В этой плоскости распределение интенсивности не зависит от углового распределения излучения на выходе световода. При прямоугольном пространственном распределении излучения по торцу световода таким же будет и распределение интенсивности в плоскости изображения. Совершенно не очевидно, что прямоугольное распределение является оптимальным с точки зрения пространственного согласования его с гауссовой модой. Не исключено, что более предпочтительным является распределение интенсивности при некоторой отстройке от плоскости изображения за счёт мягкой диафрагмы, обусловленной неоднородным распределением усиления в активной среде. Существенно, что распределение интенсивности вне плоскости изображения зависит от углового распределения излучения на выходе световода. Поэтому первый этап работы был посвящён изучению стабильности и воспроизводимости углового распределения излучения накачки при его транспортировке с помощью волоконных многомодовых световодов различной длины.

На рис.1 показаны угловые распределения интенсивности на выходе световода длиной 55 см и диаметром 0.8 мм при различных условиях транспортировки излучения по световоду. Эти распределения получены путём фотографирования распределения интенсивности на матовом стекле, расположенном в фокальной плоскости свето-

сильного объектива ЭРА 4-Т. Картина распределения зависит от условий транспортировки. Так, распределение, наиболее близкое к равномерному, достигается только при использовании изогнутого и скрученного световода. Для дальнейших экспериментов применялся отрезок световода диаметром 0.8 мм и длиной 3.9 м, свернутый в несколько колец. Были достигнуты условия транспортировки, обеспечивающие достаточную равномерность и воспроизводимость пространственно-углового распределения излучения. Результаты измерений этого распределения представлены на рис.2, где приведено изображение торца световода, полученное с помощью объектива ЭРА 4-Т и угловое распределение излучения, полученное в фокальной плоскости того же объектива. Распределение излучения по торцу световода близко к прямоугольному, а угловое распределение – к гауссову.

Для моделирования распространения некогерентного пучка излучения накачки, выходящего из световода и фокусируемого линзой в активную среду, а также для расчёта распределения инверсной населённости в активной среде был реализован подход, близкий к рассмотренному в [12]. Предложенная модель допускает простую экспериментальную проверку путём измерения поперечного распределения интенсивности излучения в различных плоскостях. Положение точки в пространстве зада-

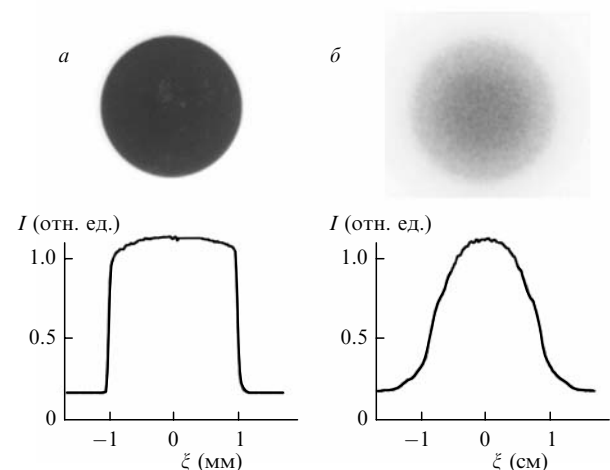


Рис.2. Распределения интенсивности в плоскости изображения торца световода длиной 3.9 м (*a*) и в фокальной плоскости объектива (*б*).

ется декартовыми координатами, а положение (направление) луча – углами α и γ . Угол γ образован самим лучом и оптической осью системы, вдоль которой направлена координатная ось z , а угол α – проекцией луча на плоскость xy и осью ординат, причем $0 \leq \alpha < 2\pi$ и $0 \leq \gamma < \pi/2$ (рис.3).

Если область $0 \leq z \leq L$ заполнена средой с показателем преломления n , то по заданными на входе ($z = -0$) параметрам ($x_1 = x(z = 0)$, $y_1 = y(z = 0)$, $\alpha_1 = \alpha(z = -0)$ и $\gamma_1 = \gamma(z = -0)$) можно вычислить параметры на выходе ($x_2 = x(z = L)$, $y_2 = y(z = L)$, $\alpha_2 = \alpha(z = L + 0)$ и $\gamma_2 = \gamma(z = L + 0)$):

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 + \frac{\gamma_1}{n} L \sin \alpha_1, \\ y_2 &= y_1 + \frac{\gamma_1}{n} L \cos \alpha_1, \\ \gamma_2 &= \gamma_1, \\ \alpha_2 &= \alpha_1. \end{aligned} \tag{1}$$

В случае тонкой линзы с фокусным расстоянием f , расположенной в плоскости $z = 0$, для параметров $\alpha_1 = \alpha(z = -0)$, $\gamma_1 = \gamma(z = -0)$, $\alpha_2 = \alpha(z = +0)$ и $\gamma_2 = \gamma(z = +0)$ справедливы следующие формулы:

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1, \\ y_2 &= y_1, \\ \gamma_2 &= \frac{[(y_1 - \gamma_1 f \cos \alpha_1)^2 + (x_1 - \gamma_1 f \sin \alpha_1)^2]^{1/2}}{f}, \\ \alpha_2 &= \arg[(y_1 - \gamma_1 f \cos \alpha_1) + i(x_1 - \gamma_1 f \sin \alpha_1)], \end{aligned} \tag{2}$$

где $\arg(x + iy)$ соответствует значению полярного угла $\varphi \in [0, 2\pi)$ в системе координат ρ, φ для точки, имеющей декартовы координаты x, y .

Указанные преобразования дают возможность, зная для каждого луча начальные параметры x, y, α, γ во входной плоскости $z = 0$, рассчитать его траектории и соответственно распределение интенсивности.

При расчете предполагалось, что линза является тонкой, а торец световода состоит из набора независимых источников, испускающих лучи с заданным угловым рас-

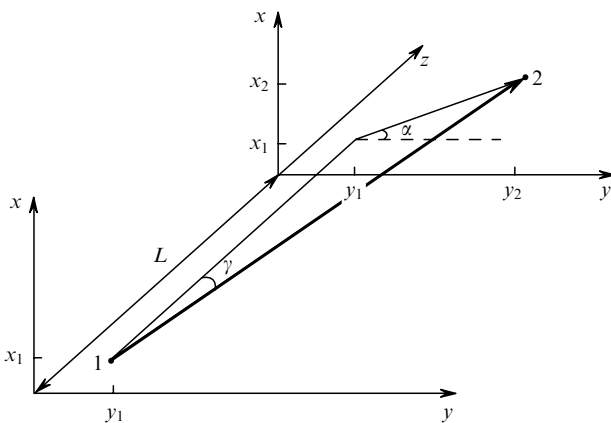


Рис.3. Положение луча в пространстве и координаты, используемые для его описания; 1 и 2 – точки входа луча в среду и выхода из нее соответственно.

пределением. Предполагалось также, что в пустом пространстве интенсивность в некоторой точке пропорциональна числу лучей, проходящих через элемент площади. При расчете распределения интенсивности накачки в поглощающей активной среде учитывались потери энергии вдоль направления распространения луча. Поскольку в четырёхуровневой системе инверсия населённостей пропорциональна поглощаемой мощности, распределение интенсивности в активной среде, рассчитанное с учётом поглощения, с точностью до коэффициента совпадает с распределением инверсии.

Расчёт проводился для линзы с фокусным расстоянием 15 мм при переносе изображения торца световода в масштабе 1:1. Распределения интенсивности в различных плоскостях вблизи плоскости изображения рассчитывались для прямоугольного распределения излучения по торцу и различных угловых распределений. Для всех угловых распределений полное число лучей, выходящих из световода, было одним и тем же. Результаты расчёта интенсивности излучения в окрестности плоскости изображения приведены на рис.4.

Распределению интенсивности в плоскости изображения торца световода соответствует рис.4,жс. Как и ожидалось, в этом случае распределение не зависит от углового распределения. Заметные различия пространственных распределений начинают проявляться при удалении от плоскости изображения на расстояние более 2 мм. Важным результатом моделирования является наличие области, в которой интенсивность и, следовательно, усиление на оси заметно превышают интенсивность в плоскости изображения торца. Эта область расположена между фокальной плоскостью линзы и плоскостью изображения. Поперечное распределение интенсивности в плоскости, соответствующей максимальной интенсивности на оси, имеет близкую к треугольной форму, наиболее ярко выраженную в случае прямоугольного углового распределения излучения на выходе световода (рис.4,е).

Максимальная интенсивность на оси достигается примерно там, где пересекаются лучи, выходящие из краёв световода. Чем шире угловое распределение, тем ближе эта точка к плоскости торца изображения. Соответственно положение плоскости, в которой интенсивность имеет треугольное распределение, зависит от ширины углового распределения. Размер области, а также максимальная интенсивность чувствительны к форме и ширине углового распределения излучения на выходе световода. Так, при увеличении числовой апертуры от 0.1 до 0.2 наблюдается существенное уменьшение максимального значения интенсивности на оси. Поперечные распределения интенсивности в этой области способствуют формированию мягкой диафрагмы за счет профилированного усиления. Поперечные распределения за плоскостью изображения (рис.4,з, 4,и) также приводят к формированию мягкой диафрагмы, но при меньшей интенсивности и более слабой зависимости этих распределений от вида углового распределения на выходе световода. Это объясняется тем, что до плоскости изображения торца световода перенос изображения осуществляется с уменьшением, а за плоскостью изображения – с увеличением.

При экспериментальной проверке построенной модели использовалась линза с фокусным расстоянием 15 мм, исправленная на сферическую aberrацию и рассчитанная для переноса изображения торца световода в масштабе

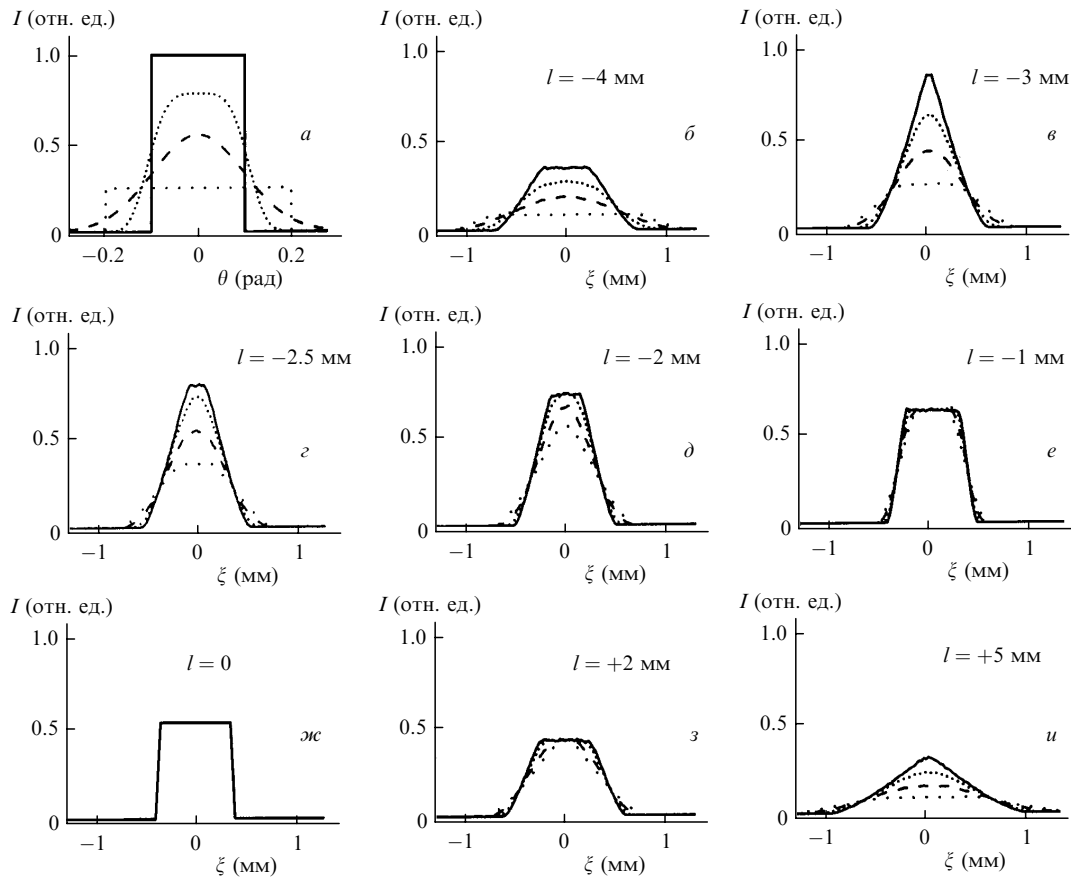


Рис.4. Распределения интенсивности ($\delta-u$) в окрестности плоскости изображения при равномерном распределении излучения по торцу световода и различных угловых распределениях (a) на выходе световода при разных расстояниях l от плоскости изображения.

1 : 1. Для регистрации пространственного распределения использовалась ПЗС-матрица DeltaTech (1329×1040 пикселей) с динамическим диапазоном $\sim 10^3$. Зарегистрированные распределения интенсивности в области изображения торца световода и результаты расчетов с гауссовым, как наиболее близким к экспериментально наблюдаемому, угловым распределением (см. рис.2,б) представлены на рис.5. Результаты расчёта распределения интенсивности излучения в поперечных сечениях согласуются с результатами измерений с точностью, достаточной для проведения расчётов инверсии населённости в активном элементе.

Для того чтобы в дальнейшем решить задачу получения максимальной эффективности генерации при сохранении приемлемого качества моды, необходимо использовать реальные распределения инверсной населенности, формирующиеся пучком накачки, при различных расстояниях между линзой и торцом активного элемента. Рассмотренная модель позволяет учесть поглощение, преломление и ход лучей в активном элементе при расчёте распределения в нём инверсной населенности, что становится особенно существенным при уменьшении коэффициента поглощения. Для активных элементов из кристалла Nd : YAG (концентрация 1 %) максимум коэффициента поглощения ($\sim 10 \text{ см}^{-1}$) приходится на длину волны $\lambda = 0.808 \text{ мкм}$. При отстройке до $\lambda = 0.805 \text{ мкм}$ коэффициент поглощения уменьшается до $\sim 4 \text{ см}^{-1}$. Как правило, при диодной накачке активных элементов из Nd : YAG используется излучение с длиной волны 0.808 мкм . Длина прокачиваемой области может быть увеличена путём изменения температуры. Длина волны на-

качки уменьшается на $\sim 4 \text{ нм}$ при охлаждении диодной линейки на 1°C . На рис.6 даны распределения инверсной населенности в активном элементе из Nd : YAG для различных положений его торца в пучке излучения накачки и коэффициентов поглощения 10 и 4 см^{-1} . Видно, что, изменяя температуру диодной линейки, можно управлять распределением инверсной населенности.

Таким образом, простая модель позволяет достаточно полно описать распространение излучения диодной линейки с волоконным выводом. Рассчитаны распределения интенсивности излучения в поперечных сечениях при различных угловых распределениях. Существует область, где интенсивность на оси превышает интенсивность в плоскости изображения торца световода. Максимальная интенсивность на оси достигается при поперечном распределении накачки, близком к треугольному.

Предложенная модель позволяет рассчитывать пространственное распределение инверсной населенности в активной среде при продольной накачке, исходя из известного пространственно-углового распределения излучения на выходе световода. Сосредоточенное вблизи оси распределение инверсной населённости играет роль внутррезонаторной диафрагмы. Прямоугольное распределение инверсии действует как жёсткая диафрагма. Более предпочтительным является смещение передней грани активного элемента в сторону линзы от плоскости изображения, т.к. при этом достигается больший коэффициент усиления и переход к режиму мягкой диафрагмы. Для получения предельной эффективности при приемлемом качестве моды необходим расчёт поля моды в

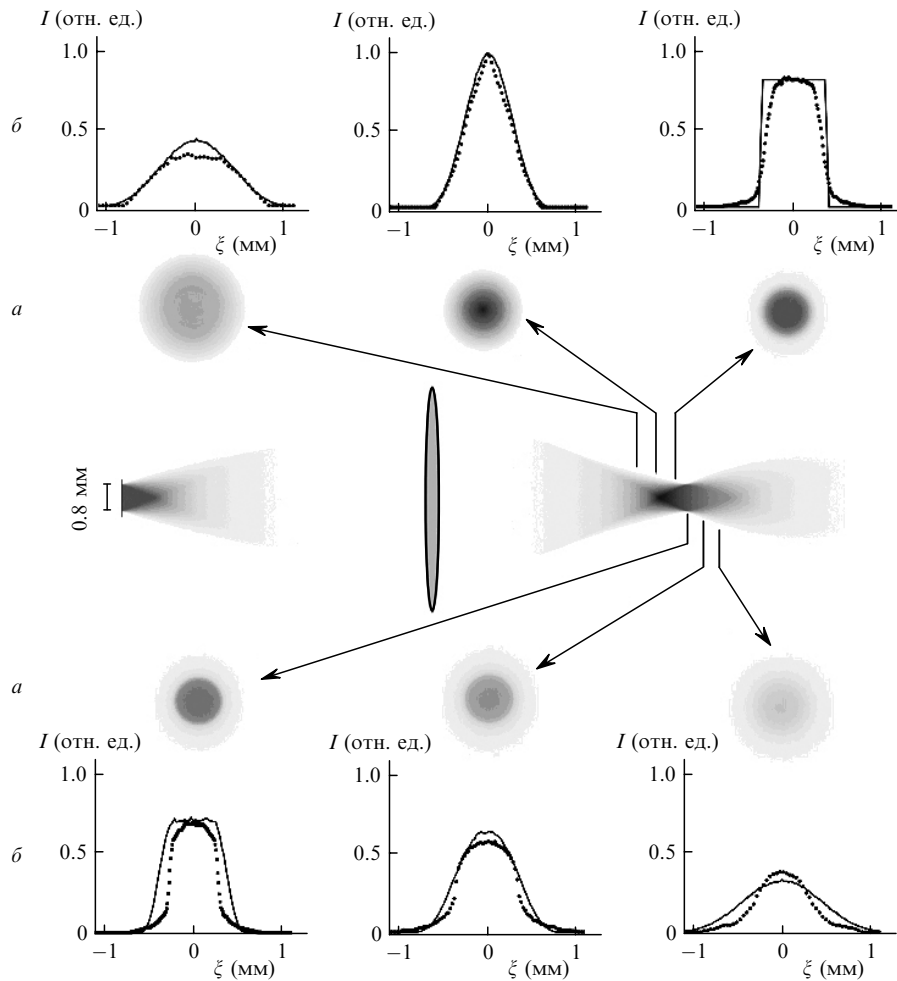


Рис.5. Зарегистрированные экспериментально распределения интенсивности (а), а также профили рассчитанных (сплошные кривые) и измеренных (пунктирные кривые) распределений (б) в различных сечениях пучка накачки.

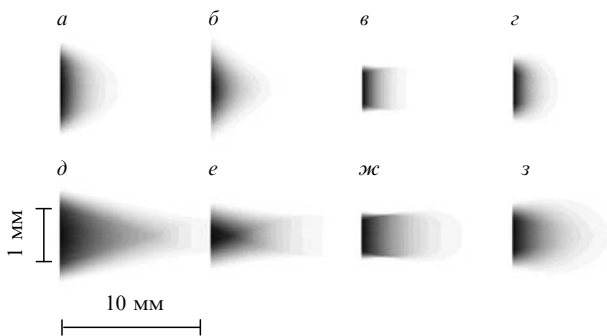


Рис.6. Распределения инверсной населенности в активном элементе при коэффициентах поглощения 10 (а-з) и 4 см⁻¹ (д-з), расстояниях между линзой и передней гранью активного элемента 23 (а, д), 26 (б, е), 29 (в, ж) и 32 мм (з, з).

зависимости от положения активного элемента и варьируемых параметров резонатора с использованием реального пространственного распределения инверсии. Следует отметить, что в конечном счёте нужно будет учитывать насыщение усиления.

Авторы выражают благодарность В.А.Богатыреву, А.В.Виноградову и В.А.Петухову за полезные обсуждения. Настоящая работа выполнена при частичной финан-

совой поддержке РФФИ (грант №05-02-17448а) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Лазерные системы, основанные на новых активных материалах, и оптика структурированных материалов».

1. Zehetner J. *Opt. Commun.*, **117**, 273 (1995).
2. Fujikawaw S., Furuta K., Yasui K. *Opt. Lett.*, **26**, 602 (2001).
3. Minassian A., Thompson B., Damzen M.J. *Appl. Phys. B*, **76**, 341 (2003).
4. Agnesi A., Dell'Acqua S. *Appl. Phys. B*, **76**, 351 (2003).
5. Paschotta R., Aus der Au J., Sp'uhler G.J., Morier-Genoud F., Hovel R., Moser M., Erhard S., Korszewski M., Griesen A., Keller U. *Appl. Phys. B*, **70**, S25 (2000).
6. Горбунков М.В., Коняшкин А.В., Кострюков П.В., Морозов В.Б., Оленин А.Н., Русов В.А., Телегин Л.С., Тункин В.Г., Шабалин Ю.В., Яковлев Д.В. *Квантовая электроника*, **35**, 2 (2005).
7. Laporta P., Brussard M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 2319 (1991).
8. Chen Y.F., Liao T.S., Kao C.F., Huang T.M., Lin K.H., Wang S.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 2010 (1996).
9. Sanches F., Chardon A. *Opt. Commun.*, **136**, 405 (1997).
10. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Ozygus B., Weber H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1912 (1999).
11. Martel G., Labbe C., Sanches F., Fromager M., Ait-Ameur K. *Opt. Commun.*, **201**, 117 (2002).
12. Логунов О.А., Николаенко Д.А., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю. *Квантовая электроника*, **19**, 231 (1992).