

Селекция оптических мод в многоканальных волоконных лазерах

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович

Численное моделирование распространения излучения в многоканальном волоконном усилителе показало, что фазы пучков, имеющие начальный разброс на входе, при распространении этих пучков выравниваются за счёт пространственной фильтрации поля структурой усиливающих каналов. Наличие нелинейной части коэффициента преломления влияет на процесс фазовой синхронизации в меньшей степени. Увеличение связи между каналами усиливает эффект самоорганизации пучков.

Ключевые слова: волоконный лазер, многоканальные системы, селекция мод.

Наряду с быстрым прогрессом в создании мощных одномодовых волоконных лазеров (достигнута мощность 1.96 кВт при параметре качества пучка излучения $M^2 = 1.2$ [1]) продолжается поиск конструкций многоканальных волокон, приводящих к фазовой синхронизации излучения во всех каналах. Ожидается, что такой подход позволит увеличить поглощение излучения накачки и уменьшить длину волокна при заданной выходной мощности лазера. Известно, что предельная интенсивность в одномодовой сердцевине лазера ограничена возникновением нелинейных процессов ВКР и ВРМБ и уменьшается с ростом длины волокна. Поэтому переход к многоканальной структуре дает возможность при заданной предельной интенсивности, характерной для короткого волокна, увеличить мощность лазера пропорционально числу каналов.

Однако проблема фазовой синхронизации в многоканальном волоконном лазере оказывается достаточно сложной. Технологический разброс в свойствах отдельных каналов приводит к различию постоянных распространения, что препятствует получению высокой пространственной когерентности суммарного поля излучения. Для фазовой синхронизации каналов, имеющих разброс характеристик, требуется сильная оптическая связь. Для создания такой связи в плотной структуре из одномодовых сердцевинок необходимо, чтобы поле вне сердцевинок было одного порядка с полем внутри них. Это условие было выполнено в конструкции, содержащей семь одномодовых микроканалов, образующих гексагональную решетку [2]. В работе [2] сообщалось об увеличении пространственной когерентности суммарного поля при увеличении мощности накачки. Распределение поля в дальней зоне при этом соответствовало полной излучающей апертуре. Этот эффект интерпретировался в [3] при численном решении системы уравнений связанных мод как

результат процесса нелинейной самоорганизации излучения отдельных микроканалов.

Традиционный теоретический подход, основанный на разложении суммарного поля по модам отдельных каналов (уравнения связанных мод), справедлив лишь при слабой связи [4]. Рассмотрение системы с сильной оптической связью требует применения прямых численных методов. Нами разработан комплекс программ в приближении скалярной и параксиальной оптики для расчёта распространения излучения в многоканальном волоконном лазере, основанный на методе расщепления по процессам дифракции и рефракции с учётом нелинейного отклика среды и усиления [5]. В настоящей работе указанный комплекс программ используется для моделирования распространения излучения в многоканальном волокне, изученном экспериментально [2].

В лазерном эксперименте параметры отдельных каналов неизбежно отличаются друг от друга, что приводит к различию постоянных распространения в них. В качестве первого шага для оценки возможного эффекта самоорганизации поля в системе микроканалов нами рассмотрена задача о распространении пучков излучения, имеющих на входе в усилитель с идентичными каналами случайный разброс фаз. Такая постановка задачи соответствует работе [3], что позволяет сравнить результаты прямого моделирования с расчётами по модели связанных мод. Профиль коэффициента преломления иттербиевого волокна [2] показан на рис.1. Радиус каждого из семи микроканалов равен 3.5 мкм, скачок коэффициента преломления $\Delta n = 2.57 \times 10^{-3}$, что соответствует волноводному параметру $V = 1.73$, расстояние между центрами каналов составляет 10.5 мкм. Насыщение усиления описывалось формулой Ригрода [6]: $g = g_0 / (1 + I/I_s)$. Интенсивность насыщения $I_s = 64.4$ кВт/см² и коэффициент квадратичной нелинейности рефракции $n_2 = 2 \times 10^{-12}$ см²/Вт взяты из [3, 7] для длины волны $\lambda = 1.1$ мкм. Следует отметить, что нелинейная часть коэффициента преломления в иттербиевом волокне обусловлена различием поляризуемостей ионов Yb³⁺ в разных электронных состояниях. Для упрощения расчетов реальная сложная зависимость коэффициента преломления от интенсивности поля, связанная с кинетикой заселения уровней, за-

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: apn@triniti.ru

Поступила в редакцию 12 сентября 2005 г., после доработки – 13 октября 2005 г.

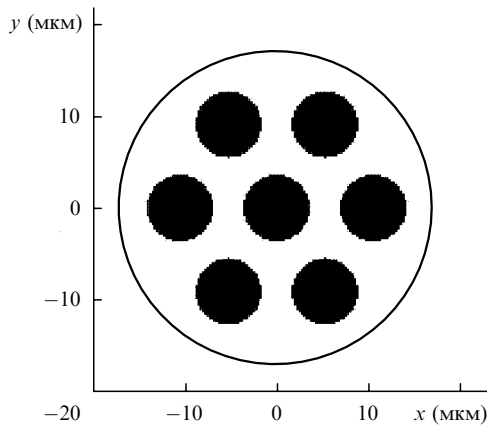


Рис.1. Линии равного уровня коэффициента преломления для семи-канального волоконного усилителя. Белый фон соответствует коэффициенту преломления первой оболочки, чёрный – коэффициенту преломления в микроволокнах.

меняется на квадратичную зависимость его от амплитуды поля, которая имеет качественный характер. Указанное выше значение n_2 соответствует интенсивности накачки 48.2 кВт/см^2 [3]. Истощением накачки в наших расчётах пренебрегалось.

Показано, что в пассивной структуре при подаче на вход семи идентичных пучков, являющихся удерживаемыми модами отдельных каналов, устанавливается режим биений двух радиальных мод с пространственным периодом 2 мм. Свидетельством сильной связи в данной системе является отношение мощностей излучения внутри и вне сердцевин, равное $0.62 : 0.38$. Введение случайных фаз инжектируемых пучков приводит также к возбуждению других поперечных мод.

Изучался процесс выделения синфазной моды из начального набора семи входных пучков с одинаковой интенсивностью, равной $1.3I_s$, и случайным распределением фаз. При такой входной интенсивности большая часть волокна работала в режиме сильного насыщения. Для определения факторов, приводящих к формированию плоского волнового фронта, расчёты проводились для фиксированной случайной выборки фаз (с дисперсией $\sigma_0 = 0.3$ рад) при различных сочетаниях параметров g_0 и n_2 . В основном варианте $g_0 = 0.26 \text{ см}^{-1}$ соответствует той же интенсивности накачки 48.2 кВт/см^2 , что и $n_2 = 2 \times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [8]. Кроме того, были выполнены расчёты, в которых поочерёдно занулялись g_0 и n_2 .

На рис.2,*а* приведено распределение входного поля в дальней зоне. По оценке, угловой радиус центрального пика на уровне $1/e^2$ без учёта боковых лепестков равен 45 мрад. Распределение поля в дальней зоне после усиления на длине $L = 6 \text{ м}$ с учётом нелинейной рефракции показано на рис.2,*б*. Боковые лепестки существенно уменьшились, что свидетельствует о подстройке фаз полей в каналах. При этом угловой радиус центрального пика на уровне $1/e^2$ равен 44 мрад.

На рис.3,*а* представлена дисперсия фаз полей в центрах сердцевин как функция длины усилителя при $n_2 = 0$. Осцилляция дисперсии фаз объясняется биением коллективных мод. В среднем дисперсия экспоненциально убывает с длиной затухания $146 \pm 15 \text{ см}$. Из расчёта при $g_0 \neq 0$ и $n_2 \neq 0$ следует, что характер поведения дисперсии фаз не меняется, а длина затухания уменьшается до $120 \pm 10 \text{ см}$. В отсутствие усиления при $n_2 \neq 0$ резко

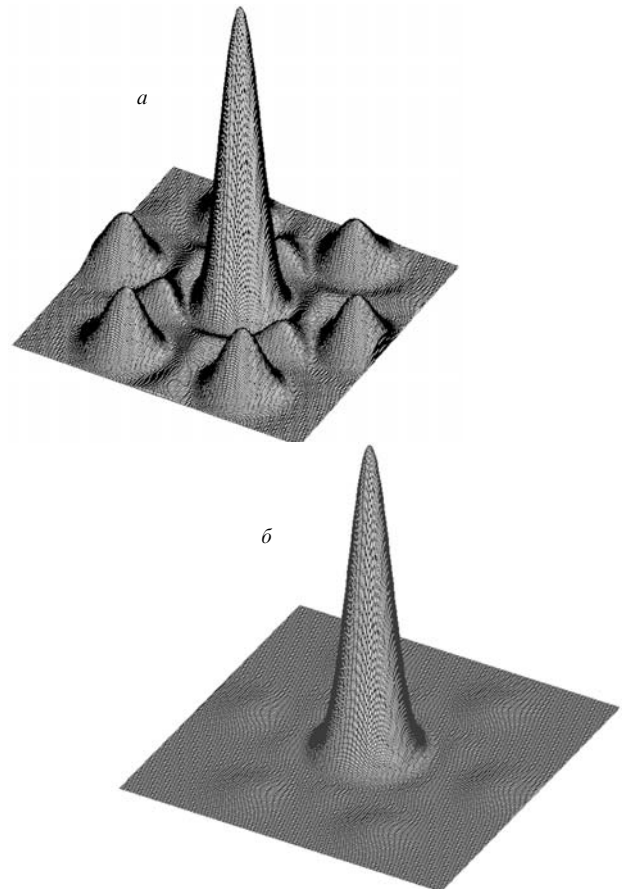


Рис.2. Распределения поля в дальней зоне для пучка на входе (*а*) и на выходе (*б*) усилителя при $L = 6 \text{ м}$, $\Delta n = 2.57 \times 10^{-3}$, $g_0 = 0.26 \text{ см}^{-1}$ и $n_2 = 2 \times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

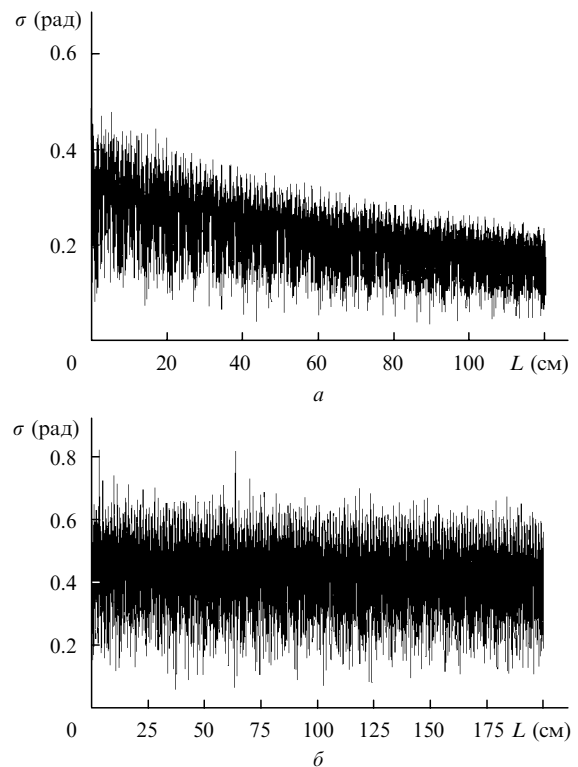


Рис.3. Дисперсия разброса фаз полей σ в центрах каналов как функция длины усиления L в системе с $g_0 = 0.26 \text{ см}^{-1}$, $n_2 = 0$ (*а*), $g_0 = 0$, $n_2 = 2 \times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (*б*) и $V = 1.73$.

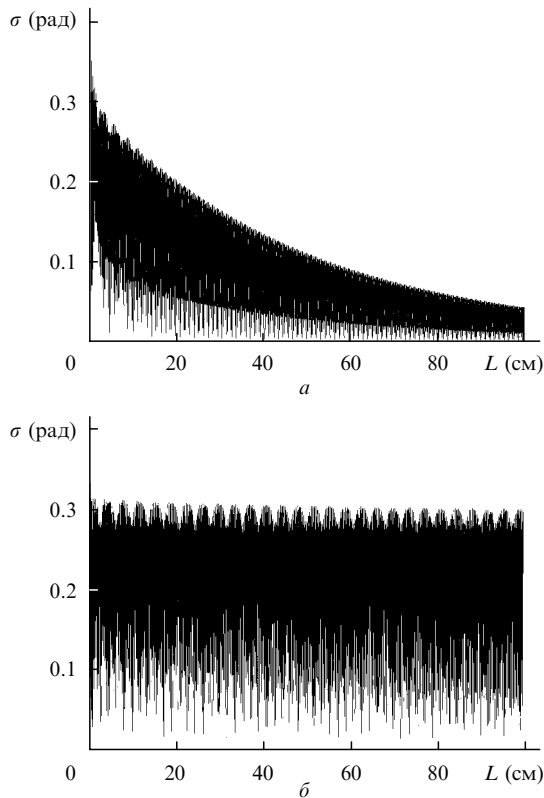


Рис.4. Дисперсия разброса фаз σ как функция длины усиления L в системе с $g_0 = 0.26 \text{ см}^{-1}$, $n_2 = 0$ (а), $g_0 = 0$, $n_2 = 2 \times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (б) и $V = 1.22$.

уменьшается скорость затухания дисперсии фаз (рис.3,б). Таким образом, расчёты подтверждают наличие эффекта самоорганизации световых пучков в исследуемой структуре, но основной причиной его появления следует считать фильтрацию поля неоднородным по апертуре усилением. На языке коллективных мод этот эффект объясняется тем, что синфазная мода имеет наилучшее перекрытие с профилем усиления, что и приводит к её селекции [4]. Этот результат расходится с предсказаниями теории связанных мод [3], где самоорганизация возникает только при $n_2 \neq 0$.

Связь между каналами может быть увеличена путём уменьшения скачка коэффициента преломления. Нами были проведены расчёты для $\Delta n = 1.27 \times 10^{-3}$ и $V = 1.22$. Найдено, что отношение мощностей внутри и вне сердцевин равно $0.48 : 0.52$, т.е. более половины излучения находится снаружи усиливающих сердцевин. Расчёты показали, что в данном случае биения радиальных мод исчезли, а дисперсия разброса фаз в отсутствие нелинейности коэффициента преломления затухает по мере распространения значительно быстрее, чем в многоканальном волокне, исследованном в [2] (рис.4,а). При этом длина затухания дисперсии фаз равна $46.9 \pm 0.9 \text{ см}$. При учёте нелинейной рефракции она уменьшается до $41.4 \pm 1.3 \text{ см}$. Расчёты для $n_2 = 2 \times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $g_0 = 0$, как видно из рис.4,б, предсказывают появление регулярных незатухающих пульсаций фазовой дисперсии. Дополнительная проверка показала, что наблюдаемые закономерности сохраняются при изменении случайной выборки входных фаз поля и значения n_2 .

Таким образом, прямое численное моделирование семиканального волоконного усилителя с геометрией каналов, реализованной в эксперименте [2], подтвердило существование тенденции к фазированию поля в каналах. Однако из расчётов следует, что главной причиной, приводящей к этому эффекту, является пространственная фильтрация коллективных мод усилением в микроканалах. Нелинейность, возникающая при самофокусировке, несколько усиливает эффект синхронизации фаз только при наличии усиления.

Работа выполнена при поддержке гранта РИ-112/001/593 и гранта РФФИ № 02-02-17101.

1. Gapontsev V., Gapontsev D., Platonov N., et al. *Tech. Dig. CLEO Europe 2005* (Munich, 2005, CJ-1).
2. Cheo P.K., Liu A., King G.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 439 (2001).
3. Bochove E.J., Cheo P.K., King G.G. *Opt. Lett.*, **28** (14), 1200 (2003).
4. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **33**, 228 (1990).
5. Napartovich A.P., Elkin N.N., Sukharev A.G., et al. *Opt. Commun.*, **177**, 207 (2000).
6. Rigrod W.W. *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487 (1965).
7. Bochove E.J. *Opt. Lett.*, **29** (20), 2414 (2004).
8. Bochove E.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5708**, 132 (2005).