

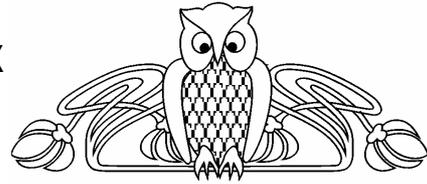


УДК: 621.373.826

УСИЛЕНИЕ НАПРАВЛЯЕМЫХ МОД В МИКРОСТРУКТУРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

А.И. Конюхов, А. С. Соловьев, Л.А. Мельников, С.А. Акишин

Саратовский государственный университет,
кафедра лазерной и компьютерной физики
E-mail: kai@optics.sgu.ru



В рамках модели, использующей комплексный показатель преломления, исследовано усиление в микроструктурных оптических волокнах. Рассмотрено влияние усиления на моды высших порядков. Показано, что путем изменения радиуса активной сердцевинной волокна можно достичь оптимальных условий для возбуждения основной моды в многомодовых волокнах. Особое размещение активных элементов в поперечном сечении волокна позволяет выборочно возбуждать моды высших порядков.

Bound Modes Gain in Microstructured Optical Fibers

A.I. Konyukhov, A.S. Soloviev, L.A. Melnikov, S.A. Akishin

Using of the model with a complex refraction index, amplification in microstructured optical fibers is investigated. The effect of the gain on the properties of high-order modes is considered. It is shown, that the variation of the radius of active core of the fiber allows to optimize the excitation of fundamental mode in few-mode fibers. Special arrangement of active elements in cross-section section of the fiber allows to excite high-order mode selectively.

ВВЕДЕНИЕ

Обладающие специфическими свойствами микроструктурные волокна (МВ) в последнее время являются объектом интенсивного научного изучения. Условия распространения электромагнитной волны по сердцевине микроструктурного оптического волокна принципиально отличаются от условий, создающихся в обычном волокне. Изменяя геометрию сердцевинной и оболочечной МВ можно влиять на дисперсионные свойства мод волокна и их локализацию [1, 2]. Эти особенности могут быть использованы, например, в частотных преобразователях, где сильная локализация необходима для появления нелинейности. Для подавления нелинейного искажения формы при усилении мощных пучков, наоборот, желательна снижение локализации светового пучка [3]. МВ с аномальной дисперсией, которая необходима для существования солитонов, используются при создании волоконных лазеров. В одном оптическом элементе с использованием фотонно-кристаллического волокна возможно

совмещение свойств усиления волны и компенсации дисперсии. Исследование процесса распространения лазерного пучка в фотонно-кристаллическом волокне с сердцевинной изотермией и аномальной дисперсией представлено в работе [4]. Неодимовые МВ с компенсацией дисперсии на волне 1060 нм использовались в лазере с пассивной синхронизацией мод [5]. Генерация фемтосекундных импульсов в неодимовом МВ продемонстрирована в [6]. Недавно в работе [7] была показана возможность генерации суперконтинуума в активном МВ. Использование активного МВ позволяет увеличить мощность суперконтинуума и добиться равномерного распределения интенсивности в диапазоне 500–900 нм.

В видимом диапазоне длин волн аномальная дисперсия может быть реализована в МВ с большими воздушными отверстиями. МВ такого типа обычно являются многомодовыми. Анализ усиления мод позволяет оптимизировать активное МВ для генерации основной моды даже для многомодовых волокон. Свойства основной моды фотонно-кристаллического волокна с комплексным показателем преломления его сердцевинной исследованы в [8]. Показано, что коэффициент усиления (коэффициент потерь) определяется эффективным показателем преломления моды, а также перекрытием поперечного распределения моды и зоны усиления.

Основной целью статьи является изучение влияния расположения и размеров воздушных отверстий и активной сердцевинной на усиление как основной, так и высших мод. За счет подбора конфигурации активного микроструктурного волокна возможна реализация условий, при которых усиление для выбранной моды будет максимально отличаться от коэффициентов усиления других мод.



1. МОДЕЛЬ

Будем использовать комплексное представление магнитного поля в МВ, определив его поперечные составляющие как $\mathbf{H}_\perp = (H_x, H_y)$. Поперечные компоненты магнитного поля (H_x, H_y) удовлетворяют уравнениям, полученным из уравнений Максвелла:

$$\Delta H_x + k^2 n^2(x, y) H_x + \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\Delta H_y + k^2 n^2(x, y) H_y + \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = 0,$$

где k – волновое число в вакууме, $n(x, y)$ – поперечное распределение показателя преломления. Для мод оптического волокна выполняется условие [9]:

$$\mathbf{H}_\perp(x, y, z) = \mathbf{h}_\perp(x, y) \exp(i\beta z), \quad (2)$$

где β – постоянная распространения соответствующей моды $\mathbf{h}_\perp = (h_x, h_y)$. Подставляя (2) в векторное волновое уравнение (1), получим:

$$\mathbf{M} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \beta^2 \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где \mathbf{M} – матричный оператор размером 2×2 , определяемый системой (1).

Для исследования свойств мод активного волокна будем рассматривать комплексный показатель преломления в уравнении (1) $n = n_{Si} - in_i$. Действительная часть показателя преломления соответствует показателю преломления плавленого кварца [10]. Знак мнимой части показателя преломления стекла отвечает за усиление ($\text{Im}(n) < 0$) или потери ($\text{Im}(n) > 0$). Для воздушных отверстий использовался показатель преломления $n = 1$. Постоянная распространения также является комплексной: $\beta = \beta_r + i\beta_i$. Мнимая часть β показывает степень усиления (ослабления) моды при её распространении вдоль оси z . Задача на поиск собственных значений (3) решалась методом плоских волн с использованием периодических граничных условий [10]. В данном методе используется разложение поперечных составляющих магнитного поля (h_x, h_y) в двумерный ряд Фурье. Коэффициент усиления соответствующей моды определяется как $\alpha = 2k \text{Im}(n_{\text{eff}})$, где $n_{\text{eff}} = \beta/k$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

2.1. Однородное распределение усиления

Рассмотрим усиление в микроструктурном оптическом волокне, сделанном целиком из активного стекла. Соответствующая структура представлена на рис. 1, а. Усиление отсутствует только в воздушных отверстиях. Эффективный показатель преломления основной моды показан на рис. 1, а, б. Знак мнимой части показателя преломления стекла не влияет на абсолютную величину вещественной и мнимой частей эффективного показателя преломления. Изменение знака n_i меняет только знак мнимой части постоянной распространения β_i . Таким образом, полученные результаты будут верны как для волокон с усилением ($n_i < 0$), так и для волокон с поглощением ($n_i > 0$). За счет наличия мнимой части показателя преломления стекла величина вещественной части эффективного показателя преломления основной моды ($\text{Re}(n_{\text{eff}})$) изменяется. Однако величина этого изменения (см. рис. 1, б) очень мала ($\sim 10^{-11}$) и практически не оказывает влияния на дисперсию групповой скорости $D = -\lambda c^{-1} \times (d^2[\text{Re}(n_{\text{eff}})]/d\lambda^2)$.

Эффективное усиление моды зависит от перекрытия поперечного распределения моды и зоны усиления [10]. При однородном распределении усиления эффективное усиление моды растет с увеличением радиуса моды (рис. 1, в). Эффективный параметр пучка рассчитывался как

$$\eta = \frac{\int |\mathbf{h}_\perp|^2 dx dy}{\int (x^2 + y^2) |\mathbf{h}_\perp|^2 dx dy}. \quad (4)$$

Величина η связана с радиусом моды $w = (2\eta^{-1})^{1/2}$.

Усиление основной моды несколько больше усиления плоской волны, распространяющейся в стекле с комплексным коэффициентом преломления $n = n_{Si}(\lambda) + i10^{-4}$ (см. рис. 1, б). Этот факт можно объяснить с точки зрения лучевой теории [11]. Оптическая длина пути для основной моды больше, чем длина пути плоской волны, распространяющейся вдоль оси z . Оптический путь в волокне без усиления со ступенчатым изменением коэффициента преломления равен

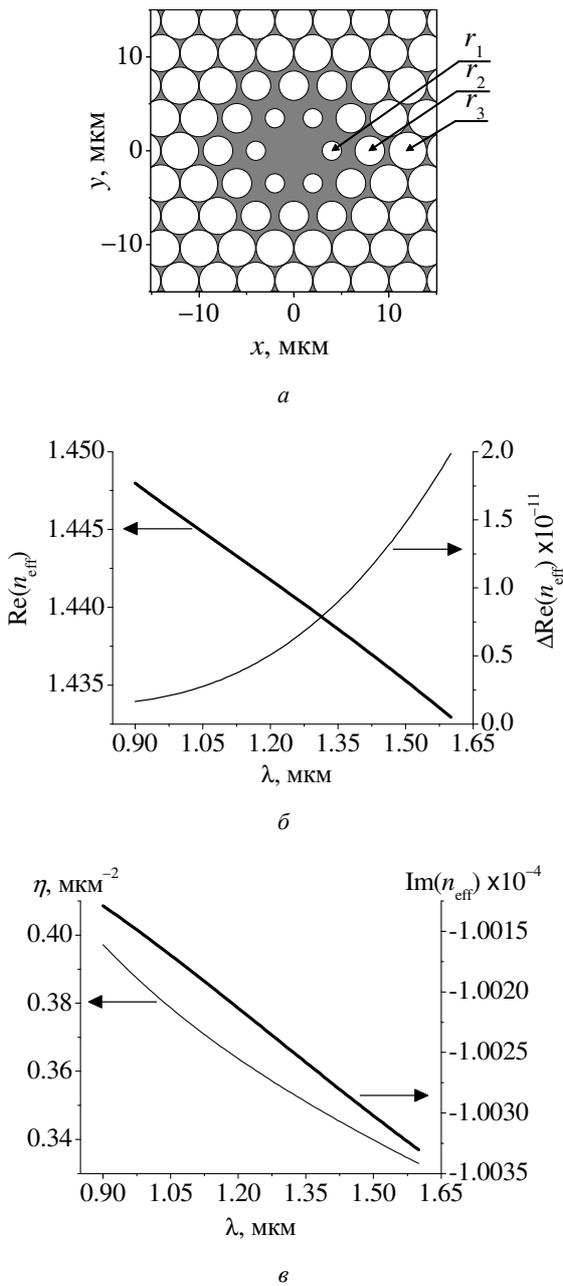


Рис.1. Поперечное сечение микроструктурного волокна (а). Серый цвет соответствует плавленому кварцу с коэффициентом преломления $n = n_{Si}(\lambda) - i \cdot 10^{-4}$. Площади внутри окружностей соответствуют воздушным отверстиям. Радиусы отверстий: $r_1 = 1$ мкм, $r_2 = 1.5$ мкм, $r_3 = 1.9$ мкм. Расстояние между центрами отверстий (период) $\Lambda = 4$ мкм. Эффективный показатель преломления основной моды (б). $Re(n_{eff})$ – вещественная часть эффективного показателя преломления (жирная линия) и $\Delta Re(n_{eff}) = Re(n_{eff}) - n_{eff}^0$ (тонкая линия) – разница между вещественной частью эффективного показателя преломления основной моды усиливающего волокна ($n = n_{Si}(\lambda) - i \cdot 10^{-4}$) и эффективным показателем преломления основной моды n_{eff}^0 МВ без усиления ($n = n_{Si}(\lambda)$). Спектральные зависимости параметра пучка η (см. формулу) (тонкая линия) и мнимой части эффективного показателя преломления (жирная линия) (в)

$(\cos\theta)^{-1} z = (k n_{Si} \beta^{-1}) z = (n_{Si} n_{eff}^{-1}) z$, где θ – угол, дополнительный к углу отражения [11]. В усиливающем волокне мнимая часть оптического пути луча равна $n_i (n_{Si} n_{eff}^{-1}) z$. Для $\lambda = 1.06$ мкм ($n_{Si} n_{eff}^{-1}) = 1.0035$, что соответствует $Im(n_{eff}) = n_i (n_{Si} n_{eff}^{-1}) = 1.0035 \times 10^{-4}$. Этот результат согласуется с расчетами $Im(n_{eff})$ при помощи уравнений (1) (см. рис. 1, в).

2.2. Микроструктурное волокно с активной сердцевиной

На практике в основном используются волокна с одной или несколькими активными сердцевинойми. Структура МВ с центральной активной сердцевиной показана на рис. 2, а. Для такой структуры изменение вещественной части эффективного показателя преломления основной моды (рис. 2, б) на три порядка больше по сравнению с аналогичным изменением, рассчитанным для волокна с однородным распределением усиления (рис. 1, б). Из-за небольшой площади усиливающей зоны мнимая часть эффективного показателя преломления уменьшается до величины в два раза меньше, чем $n_i = -10^{-4}$ (рис. 2, в). То есть коэффициент усиления в таком волокне приблизительно в два раза меньше, чем коэффициент усиления плоской волны, распространяющейся в активном стекле.

Для волокон, допированных неодимом, рабочая длина волны $\lambda = 1.06$ мкм. На этой длине волны рассматриваемое волокно является многомодовым. На рис. 3 показаны поперечное распределение интенсивности для пяти первых мод. Максимальным усилением обладает основная мода (рис. 4, а). Основная мода дважды вырождена – одному распределению интенсивности соответствуют два ортогональных состояния поляризации. Поэтому коэффициенты усиления двух основных мод (порядковые номера 1 и 2, рис. 7, а) практически равны. Среди мод высших порядков максимальное усиление имеют моды с порядковым номером с третьего по шестой (рис. 4, а). Локальные неоднородности и изгибы волокна могут стать причиной появления мод высших порядков. Наличие усиления приведет к росту их интенсивностей. В лазерах для генерации излучения необходимо обеспечить превышение усиления над потерями. На плоских зеркалах потери не зависят от поперечного распределения интенсивности.

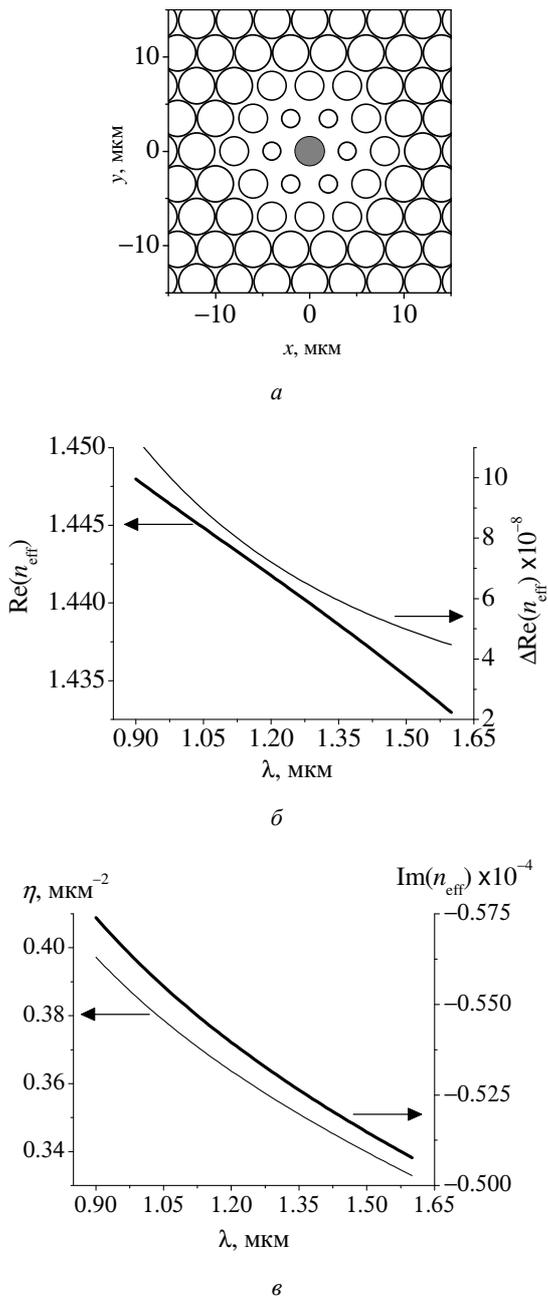


Рис.2. Микроструктурное волокно с активной сердцевинной. Остальные обозначения см. на рис.1

Если для высших мод в микроструктурном волоконном лазере потери будут больше, чем усиление, то возможна лишь генерация основной моды. Оптимальные условия для подавления мод высших порядков достигаются в том случае, если разница между усилением основной моды и усилением мод высших порядков достаточно велика. При большом радиусе усиливающей области (см. рис. 4, а, $R_g = 2.9$ мкм) мнимые части эффективных показателей преломления как для основной моды, так и для первых четырех мод высших порядков практически одинаковы. Максимальная разница в усилении основной моды и мод высших порядков достигается при $R_g = 1.5$ мкм (см. рис. 4, б). Дальнейшее уменьшение радиуса активной зоны приводит к снижению усиления для всех мод (см. рис. 4, а) и уменьшению разницы между усилением основной моды и модами высших порядков (см. рис. 4, б).

При увеличении радиуса воздушных отверстий в волокне ноль дисперсии групповой скорости сдвигается в видимый диапазон. Для волокна со структурой, показанной на рис. 5, а, ноль дисперсии групповой скорости достигается на длине волны $\lambda_{ZD} = 0.98$ мкм (рис. 5, б). В таком волокне возможно формирование солитонов при $\lambda > \lambda_{ZD}$. Для волоконных лазеров, работающих на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм, становится возможным использование солитонного эффекта для достижения импульсной генерации без дополнительных элементов для компенсации дисперсии.

Увеличение диаметра воздушных отверстий приводит к усилению локализации как основной моды, так и высших мод. Как результат для $\lambda = 1.06$ мкм рассматриваемое волокно (рис. 5, а) является многомодовым. Поперечное распределение z -компоненты вектора Пойнтинга для мод высших порядков

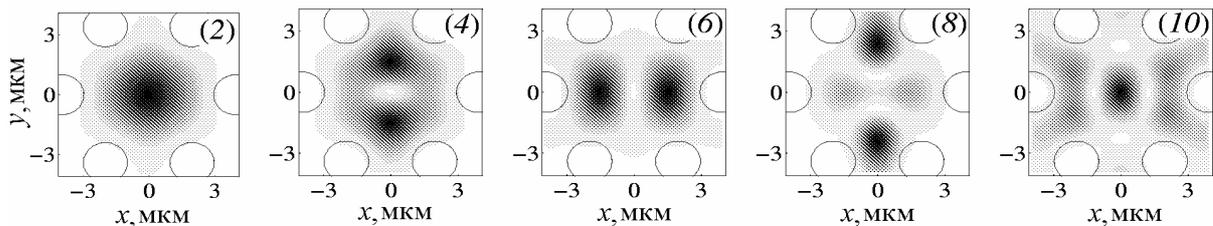
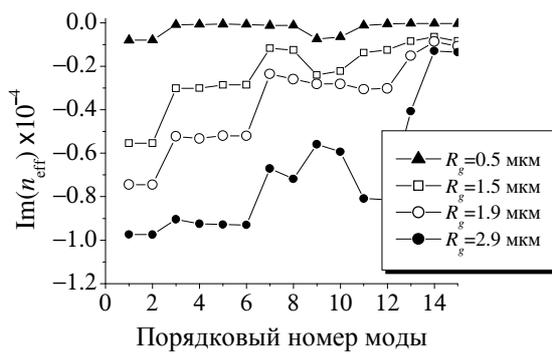
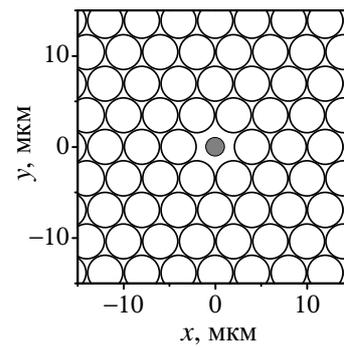


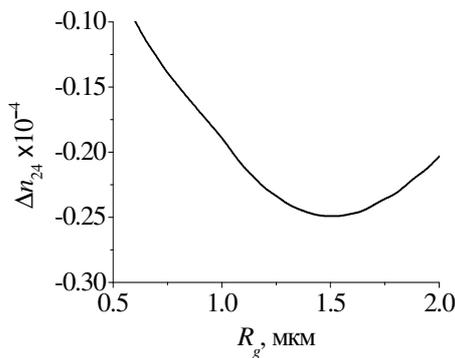
Рис.3. Поперечное распределение z -компоненты вектора Пойнтинга для мод МВ, показанного на рис. 2, а. Черный цвет соответствует максимуму. Окружностями обозначены воздушные отверстия. Длина волны $\lambda = 1.06$ мкм. В скобках указан порядковый номер моды



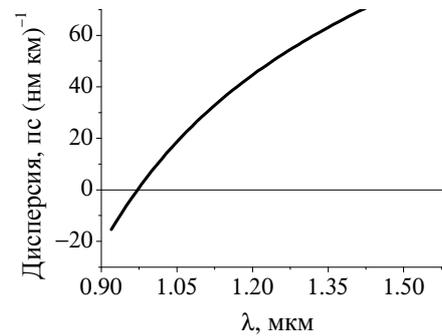
a



a



б



б

Рис.4. Усиление первых 14 собственных мод микроструктурного волокна (см. рис. 2, а): а – мнимая часть эффективного показателя преломления основной моды (порядковый номер: 1, 2) и мод высших порядков (номера мод: 3–14) при различных значениях радиуса R_g активной сердцевины; б – зависимость разницы $\Delta n_{24} = \text{Im}(n_{\text{eff}2}) - \text{Im}(n_{\text{eff}4})$ от радиуса активной сердцевины R_g , где $\text{Im}(n_{\text{eff}2})$ и $\text{Im}(n_{\text{eff}4})$ – мнимые части эффективных показателей преломления 2-й и 4-й моды соответственно. Длина волны $\lambda = 1.06$ мкм

Рис.5. Структура волокна с большими воздушными включениями (а). Серый цвет соответствует плавленому кварцу с комплексным показателем преломления $n = n_{\text{Si}}(\lambda) - i \cdot 10^{-4}$, площадь между окружностями соответствует плавленому кварцу с вещественным показателем преломления $n = n_{\text{Si}}(\lambda)$. Радиусы воздушных отверстий такие же, как на рис. 2, а. Дисперсия групповой скорости (б)

показано на рис. 6. Из-за сильной локализации поля усиление основной моды достигает уровня усиления активного стекла ($n_i = -10^{-4}$) при достаточно малом радиусе активной зо-

ны $R_g = 1.9$ мкм (рис. 7, а). При радиусе активной зоны $R_g = 0.5$ мкм волокно с большим радиусом воздушных отверстий имеет более высокий коэффициент усиления основной мо-

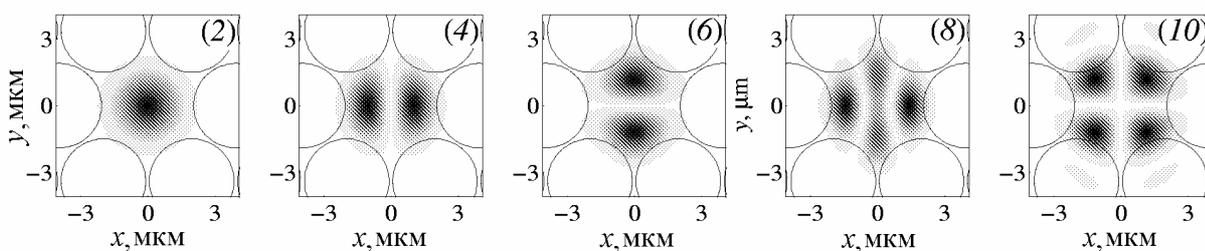
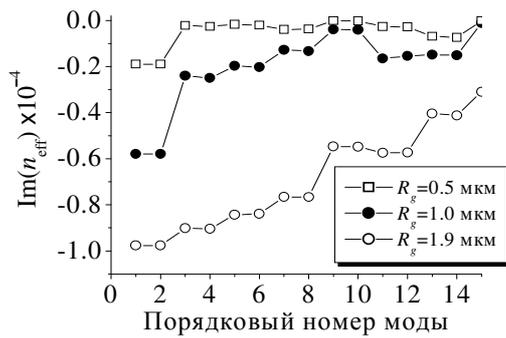
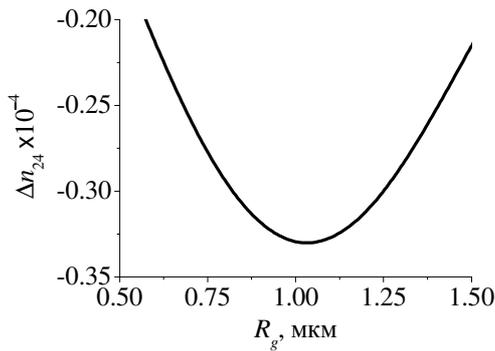


Рис.6. Поперечное распределение z-компоненты вектора Пойнтинга для мод МВ, показанного на рис. 5, а. Черный цвет соответствует максимуму. Окружностями обозначены воздушные отверстия. Рисунок пронумерованы порядковыми номерами (2)–(10) соответствующих мод (см. рис. 4, а). Длина волны $\lambda = 1.06$ мкм



а



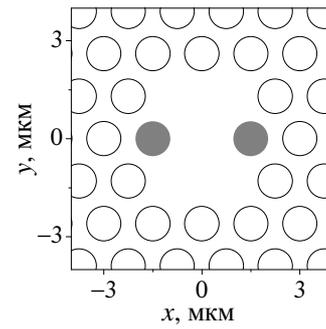
б

Рис.7. Усиление в МВ с большим диаметром воздушных отверстий: а – мнимая часть эффективного показателя преломления основной моды (порядковый номер: 1, 2) и мод высших порядков (номера мод: 3–14) микроструктурного волокна (см. рис. 5, а) при различных значениях радиуса R_g активной сердцевин; б – зависимость разницы $\Delta n_{24} = \text{Im}(n_{\text{eff}})_2 - \text{Im}(n_{\text{eff}})_4$ от радиуса активной сердцевин R_g , где $\text{Im}(n_{\text{eff}})_2$ и $\text{Im}(n_{\text{eff}})_4$ – мнимые части эффективных показателей преломления 2-й и 4-й моды соответственно. Длина волны $\lambda = 1.06$ мкм

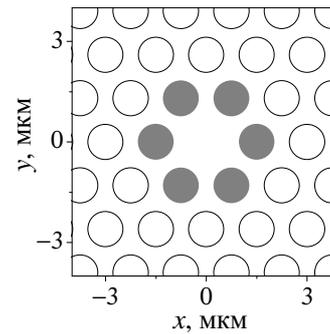
ды (см. рис. 4, а, рис. 7, а). Максимальная разность между коэффициентом основной моды и коэффициентом усиления мод высших порядков достигается при $R_g = 1.02$ мкм (рис. 7, б). Этот режим соответствует оптимальным условиям для подавления мод высших порядков за счет соответствующего уровня потерь.

3. ВЫБОРОЧНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МОД ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

В волокне со ступенчатым изменением показателя преломления усиление моды зависит от перекрытия её поля и активной области в поперечном сечении волокна [11]. Этот факт может быть использован для селективного возбуждения мод высших порядков. Рассмотрим структуру, показанную на рис. 8, а, б. Основная мода в таком волокне



а



б



в

Рис.8. Усиление в МВ с двумя (а) и с шестью активными сердцевинами (б). Серый цвет соответствует активной зоне с комплексным показателем преломления $n = n_{Si}(\lambda) - i \cdot 10^{-4}$, область между окружностями – плавленый кварц с вещественным показателем преломления $n = n_{Si}(\lambda)$. Окружности схематически показывают воздушные отверстия. Радиус воздушных отверстий равен 0.5 мкм, радиус активных сердцевин – 0.5 мкм. Расстояние между центрами соседних отверстий (период) – 1.5 мкм. Мнимая часть эффективного показателя преломления для первых 16 собственных мод МВ (в). Кривые, отмеченные черными кругами и пустыми квадратами, рассчитаны для структур показанных на рис. 8, а и рис. 8, б соответственно. Вставки демонстрируют поперечное распределение z-компоненты вектора Пойнтинга для мод с максимальным усилением. Длина волны $\lambda = 1.06$ мкм



имеет небольшое усиление по сравнению с усилением мод высших порядков (рис. 8, в). Мода под номером 9 имеет максимальное усиление в волокне с двумя активными сердцевинами (см. рис. 8, в, пустые квадраты). Мода с номером 14 имеет максимальное усиление в волокне с шестью активными сердцевинами (см. рис. 8, в, круги черного цвета). В микроструктурных волокнах динамика мод лазера будет определяться потерями и усилением лазера. При определенном соотношении между усилением и потерями можно добиться возбуждения только одной моды с максимальным значением мнимой части эффективного показателя $\text{Im}(n_{\text{eff}})$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования усиления в микроструктурных волокнах использовалось приближение комплексного показателя преломления. В таком приближении коэффициент усиления моды пропорционален мнимой части эффективного показателя преломления соответствующей моды. Показано, что в лазерах на основе микроструктурного волокна могут существовать оптимальные условия для генерации основной моды. Изменяя расположение активных областей в поперечном сечении волокна, можно выборочно влиять на усиление мод высших порядков.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта U.S. Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union REC-006 и РФФИ (грант № 06-02-17343-а).

Библиографический список

1. Knight J.C., Arriaga J., Birks T.A., Ortigosa-Blanch A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber // IEEE Photon. Technol. Lett. 12, 807-809 (2000).
2. Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Alfimov M.V., Ivanov A.A., Syrchin M.S., Tarasevitch A.P., Linde D. von der // Laser Physics. 2001. V.11. P.1058-1068.
3. Limpert J., Liem A., Reich M., Schreiber T., Nolte S., Zellmer H., Tünnemann A. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier // Opt. Express. 2004. V.12. P.1313-1319.
4. Wadsworth W.J., Knight J.C., Reeves W.H., Russell P.St.J. Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser // Electron. Lett. 2000. V.36. P.1452-1453.
5. Moenster M., Glas P., Steinmeyer G., Iliw R. Mode-locked Nd-doped microstructure fiber laser // Opt. Express. 2004. V.12. P.4523-4527.
6. Moenster M., Glas P., Steinmeyer G. Femtosecond Neodymium-doped microstructure fiber laser // Opt. Express. 2004. V.13. P.8671-8677.
7. Roy A., Leproux P., Roy P., Auguste J.-L., Couderc V. Supercontinuum generation in a nonlinear Yb-doped, double-clad, microstructured fiber // J. Opt. Soc. Amer. 2007. B24. P.788-791.
8. Guobin R., Zhi W. Full-vectorial analysis of complex refractive-index photonic crystal fibers // Opt. Express. 2004. V.12(6). P.1126-1135.
9. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984.
10. Broeng D., Mogilevstev S., Barkou E., Bjarklev A. Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides // Opt. Fiber Technology. 1999. V.5. P.305-330.
11. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. С.656.