

## Активные композитные волноводы с подавленной конкуренцией оптических мод

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

*Анализируются возможности выделения основной оптической моды в композитных волноводах путем подбора структуры усиливающих областей. Указаны условия, при которых основная мода при любом насыщении сохраняет наибольшее усиление.*

**Ключевые слова:** оптический волновод, усиление, селекция и конкуренция оптических мод.

Оптические волноводы широко используются в лазерной технике, в том числе в полупроводниковых и волоконных лазерах. Традиционно волноводы удерживают лазерное излучение и могут содержать усиливающую среду. Поскольку мощность лазера, вообще говоря, пропорциональна площади накачиваемой зоны, размеры волновода должны быть большими. Высокое качество выходного излучения достигается в лазерах, генерирующих только одну поперечную моду. Апертура одномодового волновода ограничена условием удержания одной моды и может увеличиваться только за счёт уменьшения скачка показателя преломления (ПП)  $\Delta n$  на границе волновода. При  $\Delta n = 10^{-3}$  предельный диаметр одномодового стеклянного круглого волновода составляет  $14\lambda$  где  $\lambda$  – длина волны излучения лазера

Дальнейшее увеличение мощности лазера предполагалось осуществлять путем перехода к системам связанных активных волноводов [1]. Исследования для случая полупроводниковых лазеров (ПЛ) показали [1], что на этом пути увеличение мощности пучка дифракционного качества не очень велико, тогда как система существенно усложняется. Следующий шаг заключался в переходе к антиволноводным структурам, в которых усиление имело место в областях с пониженным ПП, а генерация осуществлялась на вытекающих модах. Этот подход развивался для ПЛ с излучением в торец [1] и с вертикальным выводом излучения [2], а также для волоконных лазеров [3, 4]. Опыт показал, что и в этом случае улучшение лазерных характеристик ограничено, что связано с неустойчивостью одномодового режима, вызванной конкуренцией мод высокого порядка. Неоднородное насыщение усиления, осуществляемое основной модой, приводит к относительному росту коэффициента усиления (КУ) других мод и к выходу их в генерацию.

В данной работе на ряде примеров показано, что КУ основной направляемой моды в композитном волноводе, в котором усиление имеет место в областях с по-

ниженным ПП, сохраняется наибольшим при насыщении усиления. Это означает, что при любом превышении порога одномодовая генерация будет устойчивой до тех пор, пока не начнут сказываться нелинейные эффекты другой природы.

Для иллюстрации основной идеи работы рассмотрим систему двух параллельных планарных одномодовых волноводов (рис.1,а). К такой задаче сводится расчёт мод торцевых ПЛ в приближении эффективного ПП [5]. Можно показать, что если в этой системе усиление сосредоточено между волноводами, то КУ симметричной

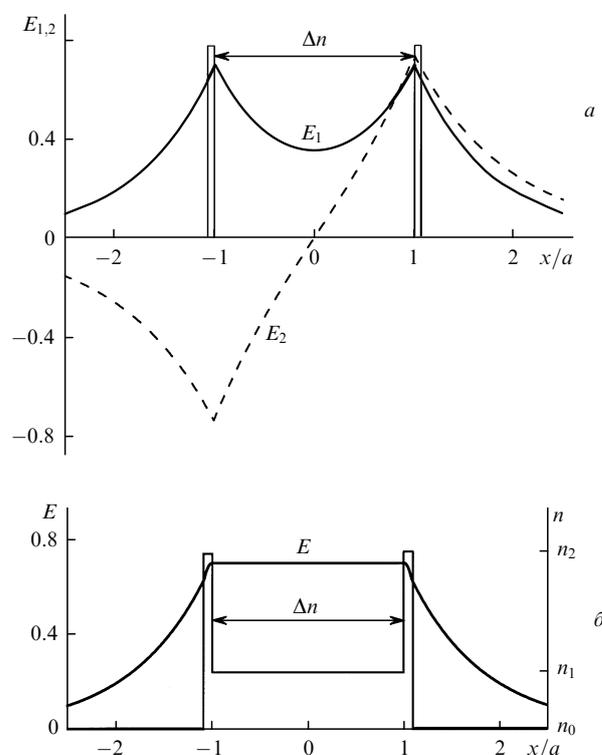


Рис.1. Профили ПП и поля основной моды планарного композитного волновода, образованного парой связанных волноводов (штриховой кривой показана нечетная направляемая мода) (а) и волноводом с увеличенным ПП во внутренней области (б). Усиление сосредоточено в области  $|x| < a$ .

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

Поступила в редакцию 6 июня 2008 г.

(основной) моды при любом насыщении выше, чем антисимметричной. Интуитивно такое поведение насыщенного КУ понятно. Интенсивность основной моды между волноводами существенно выше, чем антисимметричной направляемой моды. Это обстоятельство ранее отмечалось в [6], где была экспериментально продемонстрирована высокая стабильность генерации симметричной моды. Однако данная система обладает очевидным недостатком: пики интенсивности генерирующей моды находятся внутри волноводов, тогда как в центре области усиления интенсивность поля тем меньше, чем больше расстояние между волноводами  $2a$ . Таким образом, с увеличением апертуры лазера порог генерации растёт, а эффективность генерации падает. Главное ограничение на пути увеличения  $a$  связано с конкуренцией между основной и вытекающей модами; потери последней падают с ростом  $a$ , тогда как модовое усиление слабого сигнала почти постоянно. В пределе двух тонких волноводов можно найти условие того, что КУ слабого сигнала (КУСС) основной моды выше, чем КУСС вытекающей моды, за вычетом потерь на излучение:

$$32\pi^2 n_0^3 (\Delta n)^2 g_0 a \leq \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^3 \left(\frac{\lambda}{\Delta}\right)^2, \quad (1)$$

где  $n_0$  – ПП окружающей среды;  $g_0$  – КУСС среды;  $\Delta$  – толщина волновода. Произведение  $g_0(\Delta n)^2$ , требуемое для реализации условия (1), сильно зависит от  $\lambda$  и быстро (как  $1/a^4$ ) убывает с ростом расстояния между волноводами. Например,  $g_0 \leq 2.75 \times 10^4 a^{-4}$  для  $\lambda = 1$  мкм,  $\Delta n = 10^{-3}$ ,  $\Delta = 2$  мкм и  $n_0 = 3.3$  (здесь  $g_0$  измеряется в  $\text{см}^{-1}$ ,  $a$  – в мкм).

Конкуренцию мод можно существенно ослабить, сделав ПП в центральной части выше, чем в оболочке (рис. 1, б). Если величины двух скачков ПП и толщины  $\Delta$  каждого волновода из пары подобрать такими, чтобы выполнялось соотношение

$$\tan[k\Delta(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}] = \left(\frac{n_1^2 - n_0^2}{n_2^2 - n_1^2}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $n_1$  и  $n_2$  – ПП внутренней области и боковых волноводов соответственно, то интенсивность основной моды в центральной зоне будет постоянной. В этом случае усиление насыщается однородно по пространству. Поэтому, если КУСС для основной моды выше, чем для остальных мод, это неравенство сохраняется при любом уровне насыщения основной модой. Насыщение интенсивностью других мод сопровождается относительным ростом КУ основной моды. Примечательно, что ширина центральной части не влияет на соотношение (2). С ростом  $a$  увеличивается количество направляемых мод в составном волноводе. Если усиление распределено по всей ширине  $2(a + \Delta)$ , то КУСС основной моды выше, чем остальных направляемых мод. Поскольку с ростом  $a$  уменьшаются потери на боковое излучение для вытекающих мод, то опасность конкуренции со стороны вытекающих мод остаётся, хотя условия для их подавления облегчаются. Заметим, что ширина осевого пика в дальней зоне для низшей вытекающей моды близка к ширине такого же пика для основной направляемой моды, поэтому возникновение генерации на основной вытекающей моде существенно не изменяет качества выходного суммарного пучка.

Для волоконного лазера и полупроводникового лазера с вертикальным выводом излучения большой инте-

рес представляют круглые волноводы. Идеи, рассмотренные выше на примере планарных волноводов, очевидным образом переносятся на радиальные структуры с цилиндрической симметрией. В частности кольцевой волновод толщиной  $\Delta$ , окружающий активную сердцевину радиусом  $a$ , является аналогом структуры на рис. 1, а. Стоит отметить, что такая структура с накачкой в центральной части рассматривалась ранее в [7] для ПЛ с вертикальным выводом излучения. Авторы [7] анализировали свойства вытекающей моды, т. к. КУСС направляемой моды для кольца большого радиуса оказывается меньше, чем разность коэффициентов усиления и потерь для вытекающей моды. Именно вступление в генерацию вытекающей моды препятствует генерации основной направляемой моды.

Увеличение ПП в центральной части волновода по отношению к внешней оболочке, как и в случае плоской геометрии, радикально меняет ситуацию. Подбор сочетания скачков ПП и толщины кольца позволяет реализовать основную моду с постоянной интенсивностью в центральной части. Формула (2) и в этом случае может быть использована, если радиус центральной части много больше толщины кольца ( $a \gg \Delta$ ). Влияние предлагаемой модификации структуры круглого составного волновода на модовый состав и конкуренцию мод проиллюстрируем на примере структуры с  $a = 18$  мкм и  $\Delta = 2$  мкм (площадь генерируемой моды превышает  $1200$  мкм<sup>2</sup>). Скачки ПП в центральной части волновода и в кольце относительно ПП оболочки взяты в согласии с оценкой по формуле (2) равными  $10^{-3}$  и  $2.4 \times 10^{-3}$  соответственно.

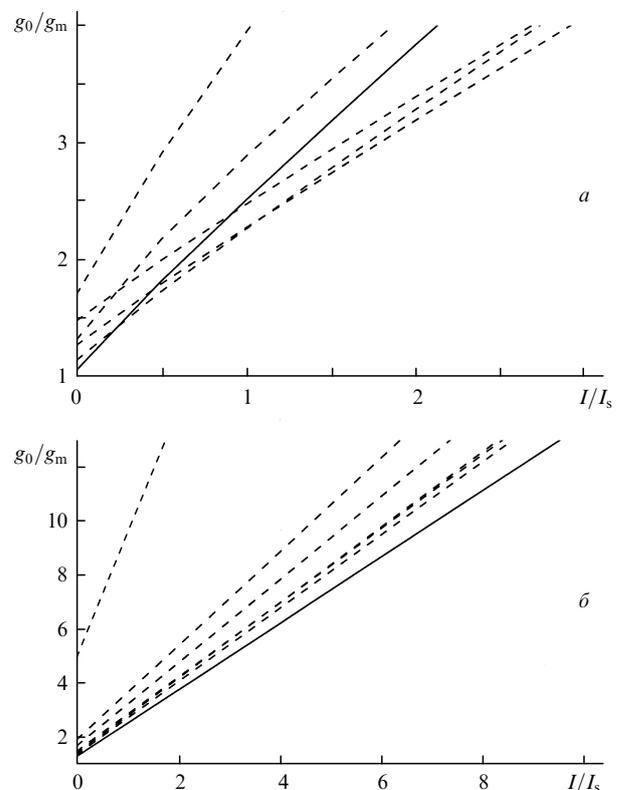


Рис.2. Обратные модовые усиления основной моды (сплошные кривые) и направляемых мод высших порядков (штриховые кривые) в зависимости от интенсивности основной моды на оси активного волновода с  $n_0 = 1.456$ ,  $n_1 = n_2 = 1.457$  (а) и с  $n_0 = 1.456$ ,  $n_1 = 1.457$ ,  $n_2 = 1.4584$  (б).

Эффект, вызванный модификацией структуры активного волновода, виден при сравнении конкуренции мод в круглом волноводе радиусом 20 мкм и  $\Delta n = 10^{-3}$  и в рассматриваемом составном волноводе. В пренебрежении поляризационными эффектами в обоих волноводах численно найдены восемь направляемых мод и рассчитаны их модовые КУ ( $g_m$ ) путём усреднения с интенсивностями соответствующих мод. Наряду с КУСС находились КУ, насыщаемые основной модой. Формула для насыщенного КУ среды бралась в простейшем виде:  $g = g_0/(1 + I/I_s)$ , где  $I$  и  $I_s$  – интенсивность основной моды и интенсивность насыщения. Зависимости  $g_0/g_m$  от  $I/I_s$  приведены на рис.2 для стандартного и составного волноводов. Видно, что в обычном круглом волноводе КУ для основной моды становится равным КУ для двух угловых мод при  $I/I_s \approx 0.25$ , тогда как в составном волноводе конкуренция всех высших мод полностью подавлена и зависимости  $g_m^{-1}$  от интенсивности основной моды оказываются близкими к прямым расходящимся линиям. При небольшом варьировании ПП кольцевого волновода подавление конкуренции всех удерживаемых мод сохраняется. Дополнительные расчёты волоконного уси-

лителя с входным пучком, содержащим в том числе вытекающие моды, показали, что последние также не играют роли.

Обсуждаемые активные многомодовые волноводы с подавленной конкуренцией оптических мод, обладающие повышенной модовой апертурой, могут служить элементами системы оптически связанных лазеров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-01112а и 07-02-12166-офи). Авторы благодарят Д.Ботеца (D.Botez) и Л.Моста (L.J.Mawst) за указание на работу [6].

1. Botez D., in *Diode Laser Arrays*. D.Botez, D.Scifres (Eds.) (Cambridge, UK, Cambridge Univ. Press, 1994, pp. 1–71).
2. Bao L., Kim N.-H., Mawst L.J., Elkin N.N., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V., Napartovich A.P. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 320 (2004).
3. Beach R.J., Feit M. D., Page R.H., Brasure LeAnn D., Wilcox R., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (7), 1521 (2002).
4. Siegman A.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (8), 1677 (2007).
5. Buus J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 1083 (1982).
6. Morrison C.B., Botez D., Zinkiewicz L.M. *Electron. Lett.*, **23** (19), 1025 (1987).
7. Zhou D.L., Mawst L.J. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1659 (2000).