

## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДВУХСТОРОННЕГО СОГЛАСОВАНИЯ ОДНОМОДОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР И ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

© А.С.Шербаков, Е.И.Андреева,  
А.Б.Лютецкий, Н.А.Пизтин, А.Ю.Лешко

Создание высокоскоростных волоконно-оптических систем передачи информации, использующих волоконные и полупроводниковые компоненты, требует не только разработки элементной базы, но и поиска путей оптимизации оптического согласования волноводных структур. Проблема согласования приобретает особое значение в высокоскоростных солитонных информационных системах в силу необходимости достижения максимальной мощности оптических импульсов в одномодовом волоконном световоде для реализации нелинейного режима их распространения [1]. Актуальность этой проблемы еще более возрастает в связи с появлением мощных полупроводниковых лазеров с квантово-размерной активной областью [2]. При этом большой практический интерес представляет не только задача увеличения коэффициента ввода излучения полупроводникового источника в одномодовый волоконный световод, но и повышение эффективности двухстороннего согласования световод-полупроводниковый лазер-световод, что важно для повышения коэффициента оптической обратной связи полупроводникового источника с волоконным резонатором [3,4] и при использовании полностью оптических полупроводниковых регенераторов [5,6].

Ограничение эффективности согласования полупроводникового лазера с квантово-размерной активной областью и одномодового волоконного световода обусловлено преимущественно значительным рассогласованием распределений полей в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу. Если распределение поля лазера в плоскости, параллельной  $p$ - $n$ -переходу, незначительно отличается от распределения поля на апертуре волоконного световода, использование таких согласующих элементов, как сферическая линза на торце световода или фокусирующий конус [7], приводит лишь к незначительному повышению эффективности двухстороннего согласования по сравнению с непосредственной стыковкой "в торец". В связи с этим представляет интерес

методика оценки эффективности двухстороннего согласования при стыковке "в торец" по заданным параметрам таких волноводных структур.

Для анализа эффективности перекачки светового поля при стыковке в торец необходимо, вообще говоря, оценить степень перекрытия распределений светового поля обеих структур как по линейным, так и по угловым характеристикам. Однако учитывая, что угловая апертура лазера, как правило, превалирует над угловой апертурой световода, а также тот факт, что модовое пятно световода перекрывает модовое пятно лазера, для оценки эффективности перекачки из лазера в световод  $\nu_{12}$  достаточно учесть только угловое рассогласование распределений световых полей, тогда как эффективность обратного процесса  $\nu_{21}$  определяется рассогласованием размеров модовых пятен:

$$\nu_{12} = \operatorname{erf}(2^{1/2}\theta_0/\theta_{\perp})\operatorname{erf}(2^{1/2}\theta_0/\theta_{\parallel}), \quad (1)$$

$$\nu_{21} = \operatorname{erf}(2^{1/2}\omega_{\perp}/\omega_0)\operatorname{erf}(2^{1/2}\omega_{\parallel}/\omega_0), \quad (2)$$

где  $\omega_0$  — радиус модового пятна;  $\theta_0$  — апертурный угол световода;  $\omega_{\perp}$  и  $\omega_{\parallel}$  — полуширины модовых пятен на выходе лазера в плоскости, перпендикулярной и параллельной  $p$ - $n$ -переходу;  $\theta_{\perp}$  и  $\theta_{\parallel}$  — апертурные углы в указанных плоскостях. Так как обычно  $\operatorname{erf}(2^{1/2}\theta_0/\theta_{\parallel}) \approx 1$  и  $\operatorname{erf}(2^{1/2}\omega_{\parallel}/\omega_0) \approx 1$ , то для эффективности двухстороннего согласования получим

$$\nu = \nu_{12}\nu_{21} = \operatorname{erf}(2^{1/2}\theta_0/\theta_{\perp})\operatorname{erf}(2^{1/2}\omega_{\perp}/\omega_0). \quad (3)$$

Фазовый объем, занимаемый в установившемся режиме световым полем, передаваемым по одномодовому волоконному световоду, представляется как

$$V_{\text{пр}} = \pi^2 \omega_0^2 \theta_0^2. \quad (4)$$

В слабонаправляющем световоде справедлива связь  $\theta_0$  с разницей показателей преломления сердцевины  $n_0$  и отражающей оболочки  $n_e$ :

$$\sin \theta_0 \approx \theta_0 \approx [b_f(n_c^2 - n_s^2)], \quad (5)$$

где  $b_f$  — коэффициент, совпадающий с нормированной постоянной распространения нулевой моды. Величина коэффициента  $b_f$  зависит от  $V$ -параметра световода:  $V = ka(n_c^2 - n_s^2)^{1/2}$ , где  $a$  — радиус сердцевины,  $k$  — волновое число. Вблизи отсечки первой высшей моды ( $V = 2.4$ ) значение  $b_f$

близко к единице, так что для стандартных кварцевых световодов можно положить

$$\theta_0 \approx (n_c^2 - n_s^2)^{1/2} \approx n_c(2\Delta)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\Delta = (n_s - n_c)/n_c$  — относительная разница показателей преломления. Для определения радиуса модового пятна может быть использовано эмпирическое соотношение [8]

$$\omega_0 = a(0.65 + 1.619V^{-1.5} + 0.87V^{-6}). \quad (7)$$

Соотношения (4)–(7) позволяют выразить  $V_{pf}$  через параметры волоконного световода.

Фазовый объем светового поля в прямоугольном волноводе, каким является полупроводниковый лазер, представляется аналогично (4) с учетом эллиптичности пространственного распределения оптического излучения:

$$V_{ps} = \pi^2 \omega_{\perp} \omega_{\parallel} \theta_{\perp} \theta_{\parallel}. \quad (8)$$

Величины  $\omega_{\perp}$  и  $\theta_{\perp}$  определяются параметрами волновода лазера. Апертурный угол  $\theta_{\perp}$  представляется аналогично (5)

$$\sin \theta_{\perp} = [b_s(n_c^2 - n_s^2)]^{1/2}. \quad (9)$$

Здесь  $n_c$  — показатель преломления волноводного слоя шириной  $W$  и толщиной  $d$ ,  $n_s$  — показатель преломления окружающей волновод среды. Коэффициент  $b_s$  в данном случае значительно отличается от единицы даже вблизи отсечки первой высшей моды [9], которой соответствует значение  $V$ -параметра волновода  $V = \pi/2$ , здесь  $V = 0.5kd(n_c^2 - n_s^2)^{1/2}$  (рис. 1, а). Размер модового пятна  $\omega_{\perp}$  представляется соотношением

$$\omega_{\perp} = \frac{d}{2} \left[ 1 - \frac{2}{b_s^{1/2} V} \right]. \quad (10)$$

Зависимость относительного размера модового пятна  $2\omega_{\perp}/d$  от  $V$ -параметра волновода представлена на рис. 1, а. Используя типичные для InGaAsP-лазеров на длине волны 1.55 мкм значения  $n_c = 3.5$  и  $\Delta = 0.09$ , получим зависимости размера модового пятна  $2\omega_{\perp}$  и апертурного угла  $\theta_{\perp}$  от толщины волновода  $d$  (рис. 1, б). Из рис. 1 видно, что уменьшение толщины волновода влечет за собой уменьшение  $V$ -параметра и связанного с ним коэффициента  $b_s$ , что приводит к сужению диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу, и возрастанию размера модового пятна  $\omega_{\perp}$ . Параметры  $\omega_{\parallel}$  и  $\theta_{\parallel}$  таких лазеров определяются распределением концентрации

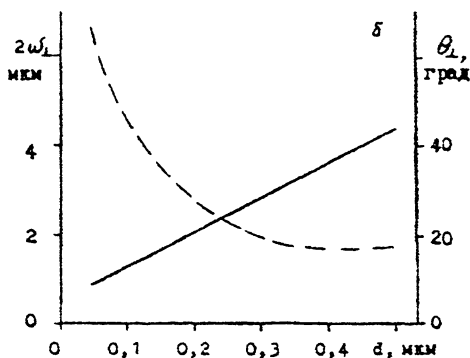
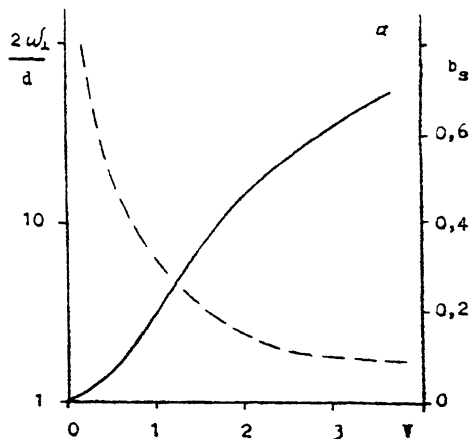


Рис. 1. Зависимости размера модового пятна (пунктир) и угла расходимости (сплошная линия) светового поля на выходе полупроводникового лазера в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу, от толщины волноводного слоя в нормированных (а) и абсолютных (б) величинах для  $n_c = 3.5$  и  $\Delta = 0.09$ .

носителей в активной области лазера [10] и их расчет в общем случае сложен, что делает предпочтительным непосредственное измерение указанных параметров.

Для экспериментов на длине волны  $1.55 \mu\text{m}$  использовался стандартный волоконный световод со следующими параметрами:  $2a = 8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 0.003$ ,  $n_c = 1.46$ ,  $V = 1.85$ . Из (6), (7) и (9) получим:  $\theta_0 = 6.1^\circ$ ,  $2\omega_0 = 9.5 \mu\text{m}$  и  $V_{pf} =$

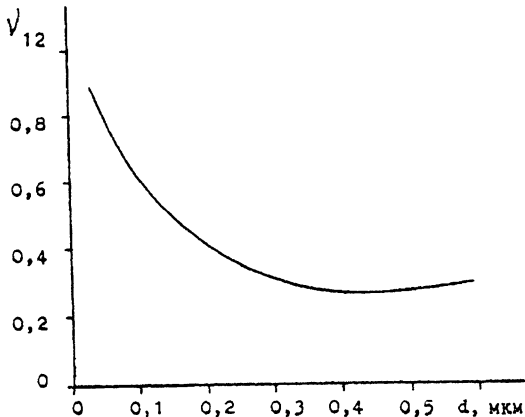


Рис. 2. Зависимость коэффициента ввода  $v_{12}$  излучения полупроводникового лазера в волоконный световод от толщины волноводного слоя лазера  $d$ .

2.5 мкм<sup>2</sup>·ор; соответствующие экспериментальные значения:  $\theta_0 = 6^\circ$ ,  $2\omega_0 = 10$  мкм.

Волноводная область использованных в эксперименте полупроводниковых лазеров представляла собой пятислойную структуру со ступенчатым профилем показателя преломления. С учетом малой толщины квантово-размерного активного слоя ( $n_a = 3.535$ ):  $d_a \ll d$ , для такой структуры справедлива модель прямоугольного волновода ( $n_c = 3.472$ ) с однородным по показателю преломления ( $n_s = 3.171$ ) окружением. Сравнительный анализ диаграмм направленности лазеров с различной шириной волновода  $W$  показал, что  $\omega_{\parallel} \approx \omega_0$  и  $\theta_{\parallel} \approx \theta_0$  при  $W = 10$  мкм. Для лазеров с  $d = 0.45$  мкм и  $V = 1.3$  из (8)–(10) получим:  $\theta_{\perp} = 40^\circ$ ,  $2\omega_{\perp} = 1.8$  мкм и  $V_{ps} = 3.4$  мкм<sup>2</sup>·ср; соответствующие экспериментальные значения  $\theta_{\perp} = 35^\circ$  и  $2\omega_{\perp} = 2$  мкм. Уменьшение толщины волновода  $d$  до значения 0.16 мкм позволяет вдвое уменьшить угловую расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу:  $\theta_{\perp} = 18^\circ$ ,  $2\omega_{\perp} = 3.5$  мкм и  $V_{ps} = 2.45$  мкм<sup>2</sup>·ор, что совпадает с измеренными значениями. Следовательно, методика оценки параметров волноводных структур по формулам (4)–(10), в том числе аппроксимация многослойной волноводной области таких лазеров однородным по показателю преломления прямоугольным волноводом представляется достаточно обоснованной. Расчетные значения эффективности перекачки оптической мощности из лазера с  $d = 0.45$  мкм в волоконный световод

(1) и в обратном направлении (2) составили  $\nu_{12} = 0.27$  и  $\nu_{21} = 0.3$ , а при  $d = 0.16$  мкм соответственно  $\nu_{12} = 0.50$  и  $\nu_{21} = 0.52$ , что согласуется с принципом взаимности. Расчетная величина эффективности двухстороннего согласования (3) в этих случаях составляет  $\nu = 0.08$  и  $\nu = 0.25$ , а измеренные значения  $\nu$  оказались равными 0.11 и 0.30 соответственно. Зависимость величины  $\nu_{12}$  от  $d$  приведена на рис. 2.

Таким образом, предложена и экспериментально апробирована методика оценки эффективности двухстороннего согласования полупроводниковых лазеров с квантово-размерной активной областью и одномодовых волоконных световодов по их волноводным параметрам. Сравнение лазеров с различными размерами волноводной области показывает, что наибольшую эффективность двухстороннего согласования с волоконным световодом обеспечивают лазеры с широким волноводом малой толщины. Использование таких лазерных структур в солитонных информационных системах представляется предпочтительным.

### Список литературы

- [1] Хасегава А.А., Кодама И. // ТИИЭР. Т. 69. № 9. С. 57-63.
- [2] Garbuzov D.Z., Berishev I.E., Pyin Yu.V., Pyinskaya N.D., Ouchinnikov A.V., Pikhin N.A., Tarasov I.S. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 1. P. 319-321.
- [3] Андреева Е.И., Шербаков А.С., Бершнев И.Э., Ильин Ю.В., Тарасов И.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 24. С. 23-27.
- [4] Shcherbakov A.S., Andreeva E.I. // Proc. SPIE. 1993. V. 2097. P. 289-300.
- [5] Shcherbakov A.S., Ivanov O.G., Andreeva E.I. // Proc. SPIE. 1992. V. 1806. P. 44-53.
- [6] Shcherbakov A.S., Kosarsky A.Yu. // Proc. SPIE. 1994. V. 2429. P. 235-246.
- [7] Wenke G., Zhu Y. // Appl. Opt. 1983. V. 22. N 23. P. 3837-3844.
- [8] Chatak A., Sharma A. // Instr. Electronics and Telecom. Engrs. 1986. V. 32. N 4. P. 213-226.
- [9] Волноводная оптоэлектроника / Под. ред. Т.Тамира. М.: Мир, 1991. 575 с.
- [10] Горбачев А.Ю. Мощные одномодовые InGaAsP лазеры раздельного ограничения. Разработка и исследование излучательных характеристик. Канд. дис. ФТИ РАН. СПб., 1994.

Санкт-Петербургский  
государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
6 марта 1996 г.