

06.3; 07

© 1990

ОПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ НА БАЗЕ
КВАНТОВОРАЗМЕРНОГО $InGaAsP / InP$ ЛАЗЕРА
ВАТТНОГО ДИАПАЗОНА ($\lambda = 1.3$ мкм)И.Э. Б е р и ш е в, Д.З. Г а р б у з о в,
С.Е. Г о н ч а р о в, Ю.В. И л ь и н,
А.В. М и х а й л о в, А.В. О в ч и н н и к о в,
Н.А. П и х т и н, Э.У. Р а ф а и л о в,
И.С. Т а р а с о в

В последнее время созданы инжекционные лазеры с широким плосковым контактом, излучающие на длине волны 1.3 мкм более 1 ватта в непрерывном режиме генерации. Такие лазеры находят широкое применение в качестве излучателей в волоконно-оптических линиях связи. Существует ряд схем, осуществляющих оптическое согласование излучателя с волокном [3], причем в случае лазера с широким полосковым контактом сильная асимметрия дальнего поля [1] предопределяет преимущества использования для этой цели цилиндрической оптики [2].

В настоящей работе исследована возможность эффективного согласования инжекционного лазера с широким полосковым контактом с многомодовым оптическим волокном с целью создания оптического модуля, имеющего ваттную выходную мощность.

В качестве источника излучения были использованы оксидно-полосковые $InGaAsP / InP$ лазеры раздельного ограничения с широким полосковым контактом ($W = 60$ и 100 мкм), полученные методом жидкостной эпитаксии [4]. Лазеры с $W = 60$ мкм использованы для исследования зависимостей ввода от радиуса согласующей линзы, а лазеры с $W = 100$ мкм были применены при сборке модуля, описанного во второй части работы. Технология изготовления лазерных $InGaAsP / InP$ гетероструктур изложена в [5]. Толщины активных областей в лазерах составляют 200–400 Å, а длины резонаторов варьировались в пределах от 450 до 800 мкм. Для увеличения полезной мощности излучения на одну из граней резонатора было нанесено диэлектрическое шестислойное зеркало Si / SiO_2 [6].

Распределение интенсивности излучения в картине ближнего и дальнего полей оксидно-полосковых лазеров с шириной полоскового контакта 60 мкм подробно исследовано в предыдущей нашей работе [1]. Расходимость излучения в плоскости р-п перехода возрастала от 2 до 15 градусов с увеличением тока накачки. Расходимость излучения в плоскости перпендикулярной р-п переходу составляла 40° и не зависела от тока накачки. В оптической схеме согласо-

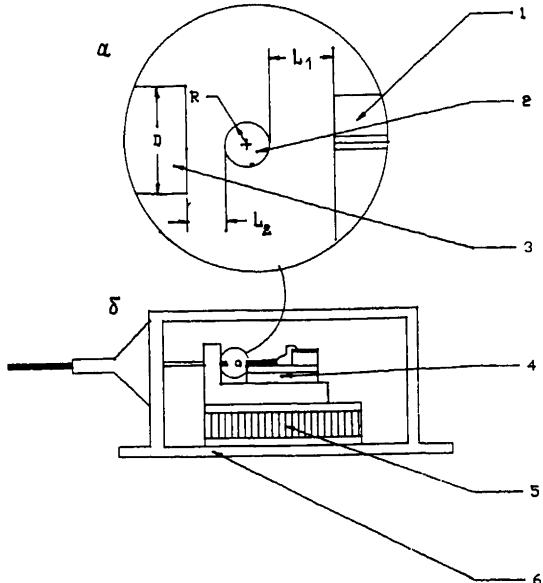


Рис. 1. Схематическое изображение оптического модуля (а) и оптической схемы ввода излучения (б): 1 - лазер, 2 - цилиндрическая линза (R), 3 - волокно (D), 4 - теплоотвод, 5 - элемент Пельтье, 6 - корпус.

ния с многомодовым волокном в качестве цилиндрической линзы использовалось обычное оптическое волокно без защитных покрытий, радиус которого варьировался от 15 до 65 мкм посредством вытягивания в пламени горелки или протравливания в кислоте. Цилиндрическая линза крепилась к медному теплоотводу лазера с помощью эпоксидного клея. Затем теплоотвод с лазером и линзой монтировался на охлаждаемую поверхность термоэлектрического микрохолодильника вместе с термосопротивлением для контроля температуры. Крепление волокна и герметизация внутреннего объема модуля производилось с помощью эпоксидного клея.

В отличие от схемы используемой для ввода в одномодовое волокно [7] действие линзы заключается не в согласовании поля лазера с модой волокна, а в сужении диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной р-п переходу до пределов, меньших угла приема волокна [8]. Поскольку цилиндрическая линза не меняет диаграмму направленности в плоскости р-п перехода, полуширина которой составляет 15° при высоком уровне накачки, расстояние между излучателем и волокном должно быть достаточно малым, чтобы поле лазера не разошлось за пределы апертуры волокна в плоскости р-п перехода. Этим условиям отвечает схема, в которой излучатель располагается в точке переднего фокуса, а волокно непосредственно за линзой (рис. 1). Фокусное расстояние

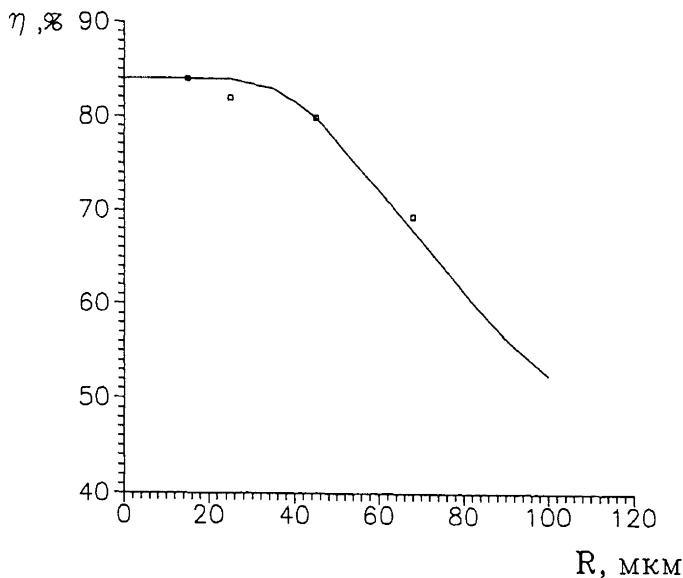


Рис. 2. Зависимость коэффициента ввода (η) от радиуса (R) цилиндрической линзы. Сплошная линия - расчет, точки - эксперимент. ($W = 60$ мкм, $D = 125$ мкм, углы $\theta = 10^\circ$).

(F) и промежуток от точки фокуса до края линзы (L_1) составляют [9]:

$$F = \frac{R}{2} \cdot \frac{n}{n-1}, \quad (1)$$

$$L_1 = \frac{R}{2} \cdot \frac{2-n}{n-1}, \quad (2)$$

где $n=1.45$ - коэффициент преломления материала линзы и R - радиус линзы.

Излучение в плоскости р-п перехода будет полностью захвачено волокном с диаметром D при условии:

$$2 \sin \theta_{11} \left(L_1 + \frac{2R}{n} + L_2 \right) < D - W, \quad (3)$$

где W - ширина полоскового контакта, L_2 - расстояние от края линзы до волокна, θ_{11} - полуширина диаграммы направленности.

В плоскости, перпендикулярной р-п переходу, излучение лазера, имеющее на выходном зеркале гауссовское распределение с перетяжкой ω_1 , пройдя через линзу, будет иметь перетяжку шириной ω_2 в точке заднего фокуса [2]:

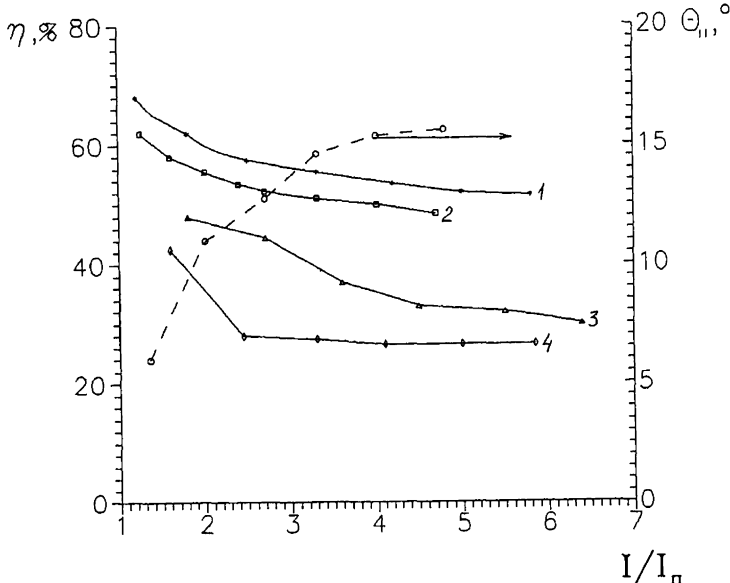


Рис. 3. Зависимости коэффициента ввода (η) и диаграммы направленности в плоскости р-п перехода ($\theta_{||}$) от превышения тока через лазер над пороговым значением ($I/I_{\text{пор}}$). Радиус цилиндрической линзы (R): 1 - 15, 2 - 25, 3 - 45, 4 - 75 мкм ($W=60$ мкм, $D=50$ мкм).

$$\omega_2 = \frac{\lambda \cdot F}{\pi \omega_1} \quad (4)$$

При этом ширина пучка за линзой будет практически постоянной, что дает некоторую свободу при выборе параметра L_2 . Эффективность ввода, без учета потерь на отражение, определяется долей мощности, падающей на приемную апертуру волокна:

$$\eta = \text{erf} \left(\frac{D}{\sqrt{2} \omega_2} \right) \quad (5)$$

На рис. 2 представлены экспериментальная и расчетная зависимости коэффициента ввода излучения для оксидно-полоскового лазера с $W=60$ мкм в волокно диаметром 125 мкм в зависимости от радиуса цилиндрической линзы. Расчет проведен по формуле (5) отнормированной по максимальному экспериментальному значению. Величина $\omega_1/\lambda = 0.364$ определена по известным параметрам волновода лазера ($d_0=0.5$; $n_1=3.35$, $n_2=3.22$) исходя из зависимости, приведенной в [10]. Следует заметить, что, поскольку поле лазера лишь приблизительно может быть описано гауссовским распределением, нахождение величины ω_1/λ по некоторому уровню спада ближнего или дальнего поля может давать большую ошибку

и здесь предпочтительнее вариационный метод, который используется в [10]. Полученный в эксперименте коэффициент ввода излучения в волокно (84%), по нашему мнению, близок к предельному значению достижимому в оптической системе без просветления. Снижение коэффициента ввода в случае радиуса линзы, превышающего 45 мкм, связано с тем, что не все излучение в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, после цилиндрической линзы захватывается апертурой волокна. Зависимость, показанная на рис. 2, позволяет определить нижний предел отношения диаметра волокна к радиусу линзы ($D/R \geq 3$), при котором происходит полный захват излучения в плоскости, перпендикулярной р-п переходу.

Следующим обстоятельством, которое необходимо учитывать при получении максимального коэффициента ввода в волокно, является изменение диаграммы направленности в плоскости р-п перехода с увеличением тока накачки через лазер [1]. При использовании волокна диаметром 50 мкм и лазера с шириной полоскового контакта 60 мкм, в котором диаграмма расширялась от 2° до 15° , с ростом тока накачки коэффициент ввода резко снижался. На рис. 3 приведены зависимости коэффициента ввода излучения в волокно диаметром 50 мкм и полуширина диаграммы направленности в плоскости р-п перехода от тока накачки и радиуса цилиндрической линзы. Видно, что увеличение радиуса линзы при заданном токе через лазер приводит к снижению коэффициента ввода, обусловленному неполным захватом излучения волокном в обеих плоскостях. С увеличением тока накачки коэффициент ввода также падает в связи с неполным захватом излучения волокном в плоскости р-п перехода, что связано с уширением диаграммы направленности с ростом тока через лазер. Поэтому в условии (3) необходимо использовать значение θ_{11} при максимальном токе накачки. Таким образом, максимальный коэффициент ввода 84% достигается при выполнении следующих условий: диаметр волокна должен быть больше ширины полоскового контакта (3), а отношение диаметра волокна к радиусу цилиндрической линзы D/R должно быть больше 3.0.

С использованием полученных результатов были собраны нижеописываемые оптические модули. При сборке модулей были использованы оксидно-полосковые лазеры с шириной полоскового контакта 100 мкм и длиной резонатора 450 мкм. Максимальная мощность излучения одного из лазеров в непрерывном режиме достигала 1.2 Вт при дифференциальной эффективности излучения 65% на начальном участке ватт-амперной характеристики. В качестве линзы в модуле использовалось волокно диаметром 125 мкм, предварительно очищенное от защитных слоев. Диаметр использованного волокна составлял 200 мкм. Соотношение ширины полоскового контакта, диаметра волокна и радиуса цилиндрической линзы удовлетворяли выше перечисленным условиям. Постоянная температура теплоотвода лазера поддерживалась с помощью двух термоэлектрических микрохолодильников (ТЭМО-7). Контроль температуры осуществлялся с помощью термосопротивления $R_T = 10 \text{ кОм}$, смонтированного на теплоотводе лазера. Схема общего вида оптического модуля приведена на рис. 1.

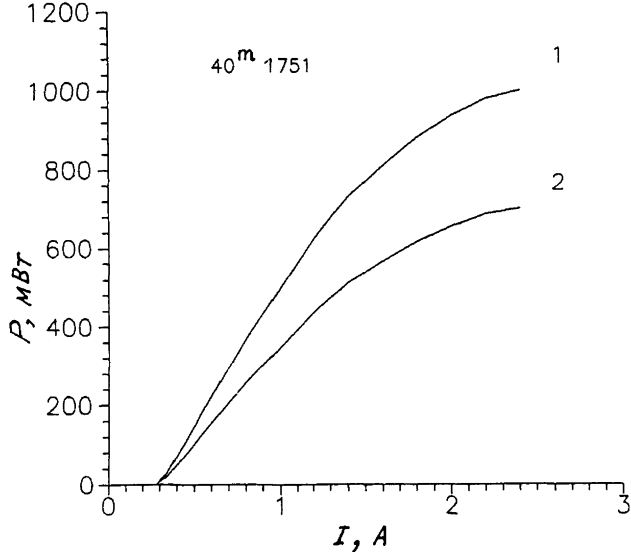


Рис. 4. Ватт-амперные характеристики оксиднополоскового лазера 40^m-1751 - 1, и оптического модуля - 2. $W = 100$ мкм, $L = 450$ мкм, $\varnothing = 200$ мкм.

На рис. 4 приведены ватт-амперные характеристики лазера и оптического модуля. Дифференциальная эффективность составляла 65 и 46 % на начальном участке ватт-амперной характеристики соответственно и в лазере и оптическом модуле. Температура теплоотвода поддерживалась $T=11$ °С. Максимальная мощность лазерного излучения была 1.0 Вт, на выходе оптического модуля 0.7 Вт.

Таким образом, применение цилиндрической оптики в схеме согласования полупроводникового лазера и многомодового волокна в оптическом модуле обеспечивает на практике коэффициент ввода более 70 % и позволяет достичь рекордной мощности излучения 700 мВт в волокне диаметром 200 мкм в непрерывном режиме генерации на длине волны 1.3 мкм.

В заключение авторы благодарят Н.Д. Ильинскую, Т.Н. Дрокину, Т.А. Налет и А.Н. Ермакову за помощь в изготовлении образцов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гарбузов Д.З., Ильин Ю.В., Овчинников А.В., Рафаилов Э.У., Тарасов И.С., Фомин Н.В. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 1. С. 14-16.
- [2] Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980.

- [3] Д е д у ш е н к о К.Б., С е л я к о в А.С. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 9. С. 1733-1738.
- [4] А л ф е р о в Ж.И., Г а р б у з о в Д.З. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. № 7. С. 824-827.
- [5] А л ф е р о в Ж.И., Г а р б у з о в Д.З. и др. // ФТП. 1985. Т. 19. № 8. С. 1108-1110.
- [6] Г а р б у з о в Д.З., З а й ц е в С.В., К о л ы ш к и н В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 2. С. 99-104.
- [7] S a r u w a t a z i M., N a w a t a K. // Appl. Opt. 1979. Т. 18. N 11. P. 1847-1850.
- [8] W e i d e l E. // Electron Lett. 1975. Т. 11. N 11. P. 436-439.
- [9] А р е н к о М.И., Д у б о в и к А.С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1982.
- [10] В о т е з D. // IEEE J. Quantum. Electron. 1988. P. 24. N 10. P. 2034-2038.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
8 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

12 ноября 1990 г.

08

© 1990

НЕЛИНЕЙНЫЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ, ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ УПРУГИХ СРЕД

В.И. Г о р е н ц в е й г, Ю.С. К и в ш а р ь,
Е.С. С ы р к и н

Как известно, поверхностные акустические волны находят широкое применение как в фундаментальных исследованиях, так и в технологических приложениях. Особое внимание привлекают волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух упругих сред. Впервые такие волны исследовались Стоунли [1]; было показано, что они могут существовать лишь в определенной области значений упругих постоянных обеих сред. Подобно волнам Рэлея, волны Стоунли поляризованы в сагиттальной плоскости, не обладают дисперсией скорости, однако глубина их проникновения в одну из сред может значительно превышать длину волны. Помимо волн рэлеевской поляризации представляют интерес волны, поляризованные перпендикулярно сагиттальной плоскости. На плоской границе раздела двух упругих сред, как и в случае свободной поверхности, чисто сдвиговые