

ВОЛНОВОДНЫЕ СВОЙСТВА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ИНЖЕКЦИОННОГО
ЛАЗЕРА С ДВОЙНЫМ ПОЛОСКОВЫМ КОНТАКТОМ

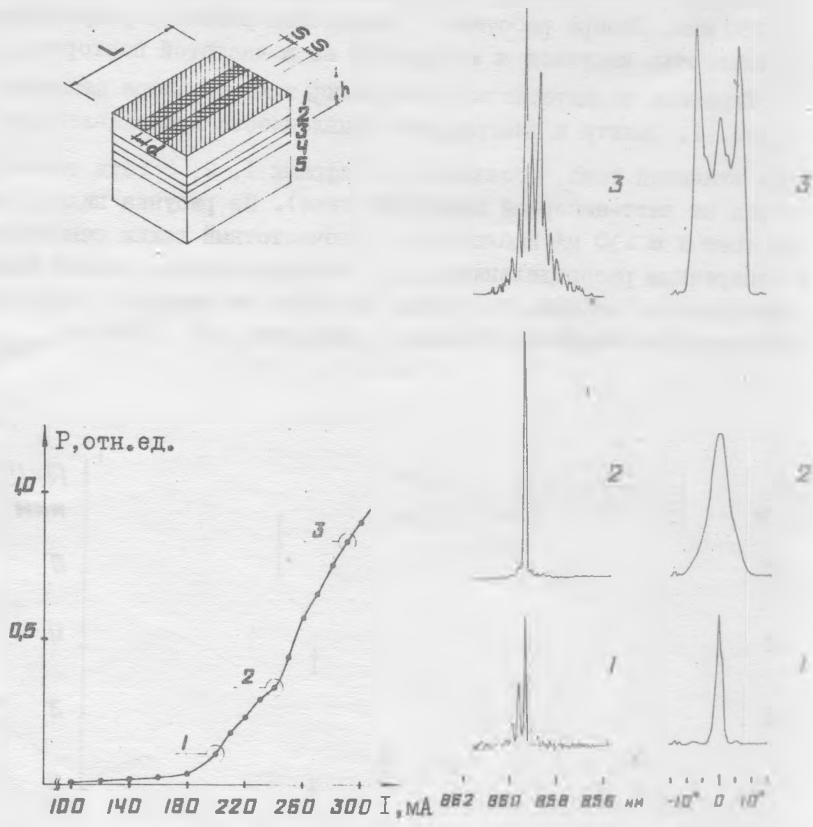
А. П. Богатов, Ву Ван Лык, М. А. Манько,
Г. Т. Микаелян, О. Г. Охотников

УДК 543.42:621:378.325

Исследована кривизна волнового фронта поперечной моды инжекционного лазера с двойным полосковым контактом на основе GaAs-AlGaAs.

В работах /1-3/ показано, что активная область обычных инжекционных лазеров с полосковой формой контакта обладает волноводным действием в плоскости $p-n$ перехода только за счет мнимой части диэлектрической постоянной ϵ , т.е. за счет усиления. Профиль реальной части ϵ вдоль $p-n$ перехода образуется за счет введенного волновода, напряжений и носителей тока. В обычных полосковых лазерах преобладает вклад носителей тока, который приводит к антиволноводному эффекту. Пространственное "выгорание" инверсии приводит к изменению этого профиля, в результате чего существенным образом меняется конфигурация поля. Это в свою очередь приводит к ряду нежелательных аномалий поведения лазера, таких как изменение диаграммы направленности, нелинейности, разрывы и гистерезис на ватт-амперных характеристиках /2-5/, возникновение автомодуляции выходной мощности лазера /6,7/.

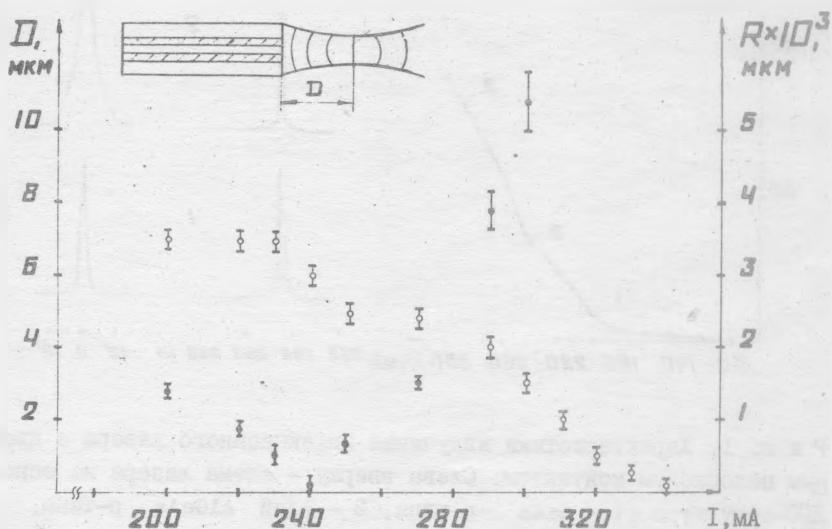
В данной работе предпринята попытка ослабить антиволноводное действие инжектированных носителей за счет применения двойного полоскового контакта. Везде ниже пойдет речь о волноводных свойствах активной области вдоль $p-n$ перехода. Исследованные лазеры на основе типичной двойной гетероструктуры в системе GaAs-AlGaAs с толщиной активной области в диапазоне 0,2 - 0,5 мкм схематично представлены на рис 1. (вверху слева). Контакт к верхнему слою p -GaAs изготовлялся обычным фотолитографичес-



Р и с. 1. Характеристики излучения инжекционного лазера с двойным полосковым контактом. Слева сверху - схема лазера на основе ДГС-структуры (1 - GaAs р-типа, 2 - слой AlGaAs р-типа, 3 - активная область, 4 - слой AlGaAs n-типа, 5 - GaAs n-типа). Длина резонатора $L = 250$ мкм, ширина полоскового контакта $z = 4$ мкм, расстояние между контактами $d = 2$ мкм, глубина активной области $h = 2$ мкм. Слева внизу - ватт-амперная характеристика, в центре - спектральные характеристики, справа - диаграмма направленности (1, 2, 3 - значения тока, выделенные на ватт-амперной характеристике)

ким способом и представлял собой две полоски шириной $a = 4$ мкм с расстоянием между ними $d = 2$ мкм. Длина резонатора лазера $L = 250$ мкм. Лазеры работали в импульсном режиме с регулируемой длительностью импульса $\tau = 100-1000$ нс и частотой повторения 1 кГц.

Типичные характеристики излучения такого лазера показаны на рис. 1. Спектр и диаграмма направленности представлены для трех значений тока, обозначенных цифрами 1, 2, 3 (эти точки отмечены на ватт-амперной характеристике). Из рисунка видно, что при токе $I \approx 210$ мА наблюдается одночастотный режим генерации с поперечным распределением поля, соответствующим нижней поперечной моде. Отметим, что такая ситуация наблюдалась только при длительностях импульса накачки в диапазоне 100 - 500 нс.



Р и с. 2. Зависимость волноводных параметров D и R от уровня возбуждения для лазера, характеристики которого представлены на рис. 1; D - расстояние от горловины светового пучка до зеркала собственного резонатора (белые кружки), R - радиус кривизны волнового фронта (черные кружки)

Исследования ближнего поля этого лазера с помощью микроскопа МИК-4 позволили определить значение кривизны волнового фронта R поля излучения на зеркале по методике, описанной в /1/. Данные представлены на рис. 2. Горловина светового пучка находится вне лазера на расстоянии D от его зеркала. Это означает, что волновой фронт распространяющейся основной поперечной моды вогнут. Известно /1/, что у обычных лазеров, имеющих один плоскостной контакт, основная мода имеет выпуклый волновой фронт. Это обусловлено профилем усиления вдоль $p-n$ перехода, максимум которого находится на оптической оси. Следуя анализу, выполненному в /1/, нетрудно показать, что вогнутый волновой фронт может реализоваться, только если профиль усиления имеет провал на оптической оси. Таким образом, данные рис. 2 свидетельствуют о наличии провала в центральной части профиля усиления. Провал возник в результате неоднородной накачки, осуществляемой через двойной контакт. Следовательно, концентрация инжектированных носителей на оси имеет минимум, поэтому профиль реальной части ϵ (вдоль $p-n$ перехода) вблизи оси должен приводить к волноводному эффекту.

Из рис. 2 также видно, что волноводные свойства активной области значительно меняются при изменении тока накачки. Ход зависимости R от I носит немонотонный характер. Такое поведение можно объяснить как результат игры двух факторов, действующих противоположно при увеличении тока накачки. Первый из них - образование температурного профиля в поперечном к оси направлении вследствие адиабатического нагрева активной области током накачки; в результате усиливаются волноводные свойства (уменьшается R). Второй фактор - развитие неустойчивости типа, указанного в /3/, за счет неоднородного "выгорания" инверсии при увеличении интенсивности светового потока, что ухудшает волноводные свойства активной области. Максимальный волноводный эффект (минимум R) реализуется при токе 240 мА. При этом токе поперечное распределение поля соответствует низшему типу колебаний, и возбуждена только одна продольная мода.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что хотя двойной контакт и устраняет антиволноводное действие носителей, тем не менее достаточно сильного стационарного волновода не образуется.

Волноводные свойства активной области в основном создаются за счет температурного профиля. Отметим, что температурный профиль успевает образоваться только по истечении некоторого времени ~ 100 нс и разрушается при значительном увеличении длительности импульса возбуждения, так как нарушается условие адиабатичности, и тепло успевает разойтись на расстояния, большие чем ширина активной области. В нашем случае это происходит при длительности импульса $\tau \geq 0,5$ мкс.

Оценки показывают, что температурный профиль вдоль p-n перехода в оптимальном случае мог вызвать волноводный профиль ϵ с амплитудой $\delta\epsilon$ не более 10^{-2} при поперечной ширине порядка 10 мкм. Следовательно, технологией изготовления можно задавать в лазере такой стационарный профиль ϵ , что лазер будет работать в одночастотном режиме и на низшей поперечной моде.

Таким образом, в настоящей работе прямыми экспериментами показано, что волноводные свойства активной области полосковых лазеров зависят от уровня возбуждения. В обычных лазерах с одним полосковым контактом такое прямое наблюдение затруднено, так как оно происходит на фоне сильного антиволноводного действия инжектированных носителей. Для стабилизации поперечного распределения поля и получения режима одночастотной генерации в GaAs-AlGaAs инжекционных лазерах необходимо создать стационарный волноводный профиль ϵ в направлении вдоль p-n перехода с амплитудой $\delta\epsilon \approx 10^{-2}$ при ширине активной области ~ 10 мкм. Это согласуется с теоретическими расчетами, выполненными в работе /3/.

Авторы благодарны П. Г. Елисееву за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
30 мая 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. D. Cook, F. R. Nash, Journ. of Appl. Phys., **46**, 1660 (1975).
2. P. A. Kirkby, A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson, P. R. Selway, IEEE Journ. Quant. Electr., **QE-13**, 705 (1977).

3. R. Lang, *IEEE Journ. Quant. Electr.*, QE-15, 718 (1979).
4. А. П. Богатов, П. Г. Елисеев, О. Г. Охотников, Г. Т. Пак, *Квантовая электроника* 5, 2493 (1978).
5. С. А. Алавердян и др., *Квантовая электроника* 7, 123 (1980).
6. C. Risch, C. Vouvard, F. K. Reinart, R. Salathe, *IEEE Journ. Quant. Electr.*, QE-13, 602 (1977).
7. R. Lang, *J. Journ. of Appl. Phys.*, 19, 93 (1980).