

АНАЛИЗ СЕЛЕКЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ЛАЗЕРЕ НА ОСНОВЕ
ЗАРОЩЕННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЗА
СЧЕТ БОКОВОЙ УТЕЧКИ НОСИТЕЛЕЙ

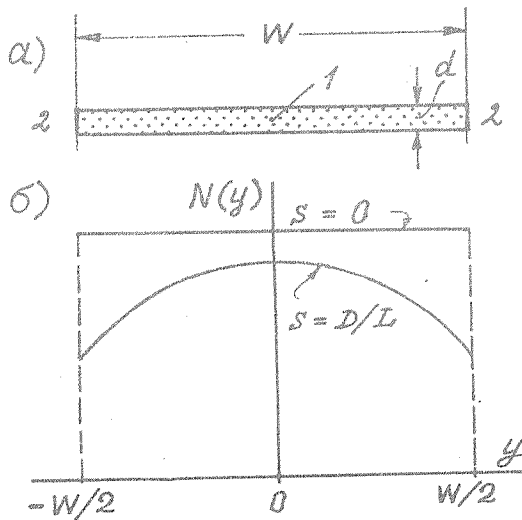
П. Г. Елисеев

УДК 621.378.35

Рассчитано снижение усиления мод полосково-го активного волновода вследствие снижения концентрации носителей на его периферии из-за боковой утечки и показано, что оно зависит от поперечного порядка моды и может приводить к дискриминации мод высоких порядков.

В инжекционных лазерах на основе зарощенных гетероструктур формирование модового состава излучения определяется в основном свойствами трехмерного диэлектрического волновода, образованного активной полоской. Изучение зарощенных гетероструктур GaInPAs/InP /1,2/ показало, что для уверенного получения пространственно-одномодового излучения (с модой нулевого порядка по обоим поперечным направлениям) размеры сечения активной области должны быть достаточно малыми, в частности, ширина должна не превышать ~ 3 мкм. В пользу нулевой моды действуют случайные факторы селективности, такие как геометрические дефекты боковых границ и, возможно, обеднение носителями областей, прилегающих к боковым границам из-за утечки или поверхностной рекомбинации. В настоящем сообщении анализируется селекция поперечных мод за счет утечки носителей (включая рекомбинацию) на боковых границах, т.е. за счет несовершенного "бокового электронного ограничения". Качественно такой механизм селекции можно понять как результат того, что обеднение периферических частей активной полоски снижает усиление для мод с высоким поперечным индексом в большей степени, чем для нулевой моды. Это, по-видимому, относится не только к зарощенным

гетероструктурам, но и к так называемым "высоким мезаполосковым" структурам, где боковой границей служит поверхность полупроводника.



Р и с. 1. Поперечное сечение зарощенной полосковой структуры (а) и профили концентрации носителей (б) при $s = 0$ и $s > 0$

1 - активная область, 2 - области зарощивания

Рассмотрим лазерную структуру с сильным боковым оптическим ограничением (т.е. такую, в которой можно пренебречь проникновением поля моды в пассивные боковые области). Сечение активной полоски примем прямоугольным, так показано на рис. 1а, с толщиной d , много меньшей, чем длина диффузии носителей L , и шириной W , сравнимой или большей, чем L . Ограничим рассмотрение моделью, в которой предполагаются следующие упрощения:

- 1) линейная рекомбинация ($L = \text{const}$),
- 2) профили мод в боковых направлениях описываются гармоническими функциями с поперечным индексом $n = 0; 1; 2 \dots$,

$$\cos(\pi y/W); \quad \sin(2\pi y/W); \quad \cos(3\pi y/W); \quad \dots \quad (1)$$

3) показатель оптического усиления среды g линейно связан с концентрацией N носителей,

$$g = \beta(N - N_0), \quad (2)$$

где β - коэффициент пропорциональности, N_0 - концентрация на пороге инверсии. Формула (2) обычно используется для описания максимального (по спектру) усиления, тогда как в данном случае речь идет об усилении на частоте рассматриваемой моды. Поэтому формула (2) здесь может использоваться лишь для небольших вариаций g и в небольшом спектральном диапазоне вблизи верхушки полосы усиления (где дисперсией усиления можно пренебречь).

Боковая утечка носителей обобщенно описывается скоростью поверхностной рекомбинации v на обеих боковых границах $y = \pm W/2$, хотя причиной может быть не только рекомбинация, но и сток носителей в боковые области за счет контактной или внешней разности потенциалов и т.п.

Для оценки дискриминации поперечных мод мы рассчитаем интегральные факторы, пропорциональные усилению g_n в модах $E_n(y)$

$$g_n \sim \int_{-W/2}^{W/2} g(N, y) E_n^2(y) dy / \int_{-W/2}^{W/2} E_n^2(y) dy. \quad (3)$$

Если $v = 0$, то концентрация постоянна (см. рис. 1б), $N = N^0$, и усиление мод определяется локальным усилением $g(N^0)$, т.е. все моды характеризуются одинаковым волноводным усилением. При $v > 0$ усиление в каждой моде снижается, что можно описать множителем

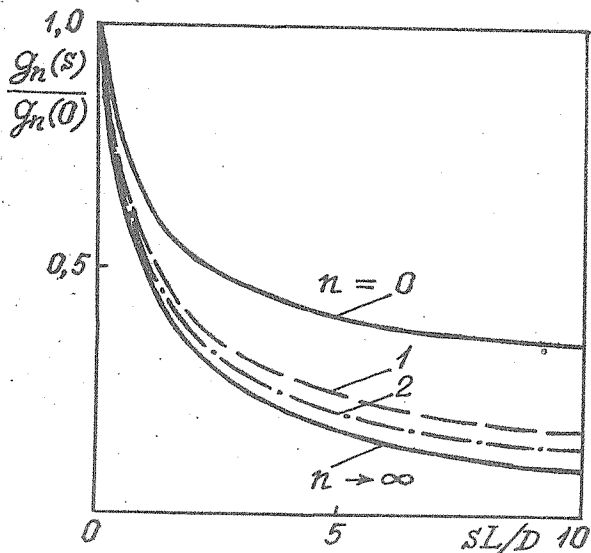
$$g_n(v)/g_n(0) = 1 - K_N K_S K_M, \quad (4)$$

где $K_N = N^0/(N^0 - N_0)$ - коэффициент, связанный со скоростью накачки и характером зависимости усиления от концентрации (имеется в виду - вблизи порога генерации);

$$K_S = \frac{(sL/D)(2L/W) \operatorname{sh}(W/2L)}{(sL/D) \operatorname{sh}(W/2L) + \operatorname{ch}(W/2L)} \quad (5)$$

- коэффициент, характеризующий влияние профиля концентрации

(здесь D - коэффициент диффузии); $K_M = [1 + W^2/4\pi^2(n+1)^2L^2]^{-1}$ - коэффициент, характеризующий влияние профиля моды и зависящий от ее порядка n .



Р и с. 2. Снижение усиления в модах (указан индекс n) в зависимости от безразмерного параметра sL/D . Принято $W/L = 4$, $K_M = 2$.

На рис. 2 показана зависимость усиления в модах $n = 0; 1; 2, \dots$, от безразмерного параметра sL/D при $K_M = 2$ и $W/L = 4$. Видно, что эффект утечки обеспечивает дискриминацию мод, и зависимость замедляется при больших значениях s .

Рассмотренный механизм может неконтролируемым образом проявляться в структурах с несовершенным согласованием периодов решетки между активным материалом и материалом зарастиваний. В отличие от геометрических дефектов границ, он не вызывает рассеяния лазерного излучения и, следовательно, не ведет к искажениям диаграммы направленности. Утечка носителей в боковых на-

правлениях может быть использована для подавления поперечных мод высокого порядка при ширине, большей чем ширина отсечки для этих мод, причем проигрыш в пороговом токе лазера может быть рассчитан по снижению усиления в моде $n = 0$.

Поступила в редакцию
26 января 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Безотосный, Л. М. Долгинов и др., Квантовая электроника, 7, № 9, 1990 (1980).
2. В. В. Безотосный, Л. М. Долгинов и др., Квантовая электроника, 8, № 9, 1985 (1981).