

Об оптимальной волноводной структуре инжекционного лазера

(Краткое сообщение).

П. Г. Елисеев

В инжекционных лазерах на основе гетеропереходов^{1,2} свойства диэлектрического волновода в активной области могут быть управляемыми в широких пределах. В случае эпитаксиального выращивания $p - (Ga, Al) As$ на $n - GaAs$ ³, волновод ограничен с одной стороны эпитаксиальной границей $GaAs : (Ga, Al) As$, с другой стороны — $p-n$ переходом, образовавшимся благодаря диффузии акцепторов в $GaAs$. При изменении толщины волновода d в области 0,5–8 мкм пороговый ток лазера при 77°К и 300°К проходит через минимум³.

В настоящей работе анализируется вопрос об оптимальной толщине диэлектрического волновода в инжекционном лазере.

При расчёте использовалась модель, развитая в работе⁴. Коэффициент потерь излучения, распространяющегося вдоль $p-n$ перехода, может быть представлен в виде

$$\alpha = \alpha_n \mathcal{T}_n + \alpha_p \mathcal{T}_p + \alpha_{act} \mathcal{T}, \quad (1)$$

где α_n, α_p — коэффициенты поглощения в пассивных n — и p — областях, соответственно, \mathcal{T}_n и \mathcal{T}_p — доли потока излучения в этих областях соответственно, α_{act} — нерезонансное поглощение в активном слое, \mathcal{T} — доля потока излучения, распространяющегося в активном слое. Усиление описывается коэффициентом g , причём

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \mathcal{J}, \quad (2)$$

где ε_0 — коэффициент усиления плоской волны в однородно возбуждённом полупроводнике, линейно связанный с плотностью электронно-дырочных пар в активном слое δn и, следовательно, с плотностью возбуждающего тока j :

$$\varepsilon_0 \sim \delta n \sim j/d \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что пороговая плотность тока зависит от ряда параметров, связанных со свойствами волновода:

$$j_{\text{пор}} \sim \frac{\alpha^* d}{\mathcal{J}} \quad (4)$$

где α^* — полные потери излучения в лазере, именно $\alpha^* = \alpha + \alpha_{\text{ext}}$, где α_{ext} — внешние потери. Введём, согласно⁴, безразмерную толщину активного слоя $D = kd\sqrt{\delta\varepsilon/\varepsilon}$, где k — волновой вектор, $\delta\varepsilon/\varepsilon$ — относительный скачок диэлектрической проницаемости на границе активного слоя (в случае разных скачков на обеих границах — меньший из двух). Нахождение оптимума по толщине d сводится к решению уравнения

$$\frac{dj_{\text{пор}}}{dD} = 0. \quad (5)$$

В симметричном волноводе ($\delta\varepsilon_n = \delta\varepsilon_p$) это уравнение приводит к выражению

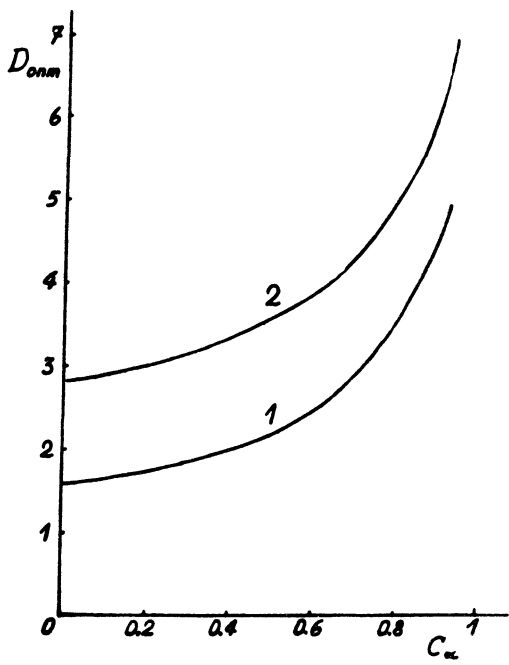
$$\frac{1}{\mathcal{J}} \left(1 - \frac{D}{\mathcal{J}} \frac{d\mathcal{J}}{dD} \right) = C_{\alpha}, \quad (6)$$

где

$$C_{\alpha} = \frac{\alpha_{\text{np}} - \alpha_{\text{act}}}{\alpha_{\text{np}} + \alpha_{\text{ext}}}, \quad (7)$$

$$\alpha_{\text{np}} = (\alpha_n + \alpha_p) / 2. \quad (8)$$

В предельно несимметричном волноводе (скажем, для определённости, $\delta\epsilon_p \gg \delta\epsilon_n$) выражение (6) сохраняется, а $\alpha_{пр}$ в формуле (7) должно быть заменено

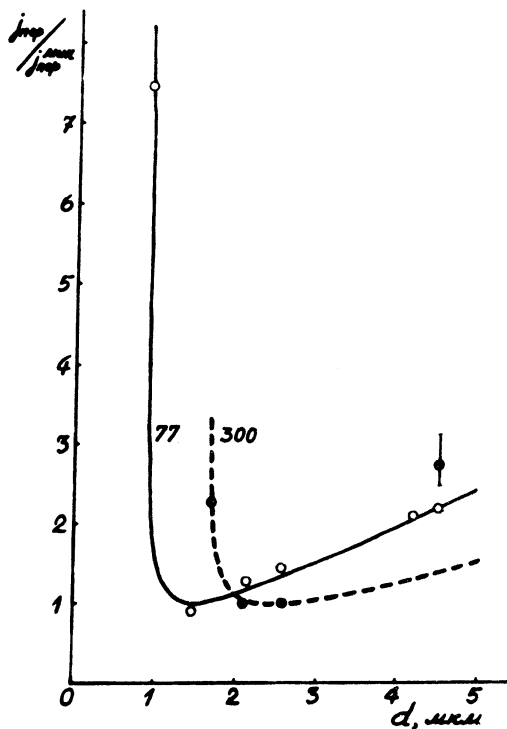


Р и с. 1. Зависимость оптимальной толщины D_{opt} активного слоя диэлектрического волновода от параметра C_α при $\delta\epsilon_p = \delta\epsilon_n$ (кривая 1) и при $\delta\epsilon_p \gg \delta\epsilon_n$ (кривая 2).

на α_n . Зависимость оптимальной толщины D_{opt} от C_α , вытекающая из уравнения (6), показана для двух обсуждаемых крайних случаев на рис. 1.

Для объяснения кривых зависимости порога генерации от d , полученных в работе³, следует принять, что волновод сильно несимметричен. Результаты расчёта

модели со следующими свойствами: $\delta\epsilon_n/\epsilon = 5 \times 10^{-3}$, $\delta\epsilon_p \gg \delta\epsilon_n$, $C_{n1} = 0$ приведены на рис. 2 вместе с экспериментальными точками из работы³. Видно хорошее согласие расчётных кривых с данными для 77°К. Для



Р и с. 2. Зависимость пороговой плотности тока (нормированной к минимальному значению) от толщины активного слоя. Экспериментальные точки из работы³. Расчётные кривые построены для модели, описанной в тексте.

объяснения данных при 300°К приходится полагать, что величина $\delta\epsilon_n/\epsilon$ убывает с ростом температуры до 2×10^{-3} при 300°К. Увеличение порога с ростом d происходит при 300°К быстрее, чем предсказывает расчёт.

Это может быть связано с тем, что при $d \geq 4$ мк активная область не заполняет целиком средний диэлектрический слой.

Факторы, зависящие от d и влияющие на пороговый ток, суть следующие:

1) прямая связь возбуждаемого объема с d , которая ведёт к росту порогового тока $\sim d$ при $d \rightarrow \infty$,

2) рост дифракционных потерь с уменьшением d ,

3) уменьшение эффективного усиления g при уменьшении d вследствие роста доли потока излучения, распространяющегося вне активного слоя,

4) существование такой критической толщины $d_{кр}$, что при $d < d_{кр}$ не имеется стационарных решений волнового уравнения⁴. В симметричном волноводе $d_{кр} = 0$.

Абсолютный оптимум в принципе достигается в симметричном волноводе, например, в структуре

$(Ga,Al)As : GaAs : (Ga,Al)As$, причём при $\delta\epsilon/\epsilon \approx 0,1$ (что можно осуществить в такой гетероструктуре) дифракционные потери уменьшаются до единиц $см^{-1}$ и оптимальная толщина составит $0,2 + 0,3$ мкм с соответственно более низким пороговым током.

Поступила в редакцию

10 февраля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Портной Е. Л., Третьяков Д. Н. ФТП, 2, 1545 (1968).
2. Кромер Н., Proc. IEEE, 51, 1782 (1963).
3. Hayashi I., Panish M.B., Foy P.W., IEEE J. Quant. Electr. QE - 5, 211 (1969).
4. Anderson W.W., IEEE J. Quant. Electr. QE - 1, 228 (1965).