

НИТЕВИДНАЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРА ДЛЯ
ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

П. Г. Елисеев

УДК 621.378.35

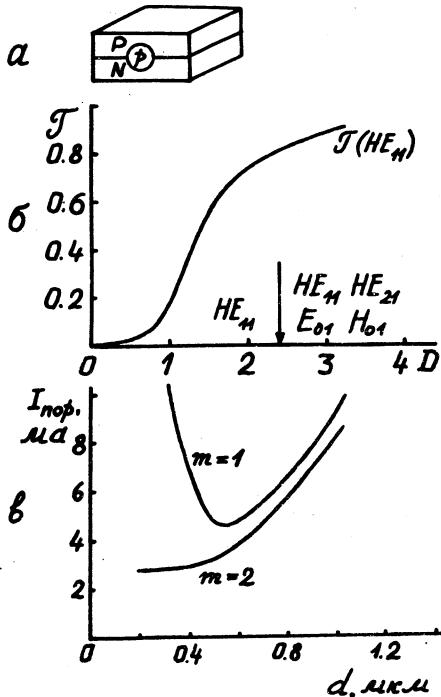
Рассмотрена гетероструктура в виде тонкого цилиндра узкозонного материала, лежащего между n - и p -областями более широкозонного материала. В лазере на та^к гетероструктуре возбуждается пространственная мода, удобная для согласования со стекловолоконном, причем ожидается, что порог при 300°K составляет 3-5 ма.

Для целей оптической связи и оптоэлектроники разрабатываются инжекционные лазеры с полосковой геометрией, в которых применяются разные способы ограничения активной области /1-4/.

Здесь рассмотрена гетероструктура специального типа, обладающая рядом преимуществ в применении к инжекционным лазерам. Активная область представляет собой тонкий цилиндр узкозонного материала с проводимостью p -типа, заключенного в широкозонный материал между слоями n - и p -типа (см. рис. 1а). В этом случае p - n переход образуется частично между широкозонными областями и частично между узкозонной p -областью и широкозонной n -областью. Можно показать, что при приложении прямого смещения плотность тока через узкозонную часть может быть много больше, чем через широкозонную часть p - n перехода. Такая структура является частным случаем p - n перехода с переменной контактной разностью потенциалов. Остановимся кратко на свойствах таких p - n переходов. На рис. 2б приведена энергетическая схема зон вокруг тройного контакта, показанного на рис. 2а по контуру, обозначенному стрелкой. Можно видеть, что при прямом смещении (рис. 2в) барьер для инжекции в узкозонную p -область заметно меньше, чем в широкозонную. Это определяется различием в сродстве к электрону в материалах, составляющих гетероструктуру. Схемы на рис. 2 соответствуют GaAs в качестве узкозонного компонента и $Al_xGa_{1-x}As$

в качестве широкозонного. Для этого случая в невырожденном p-n переходе отношение плотности тока через узкозонную область j_{pN} к плотности через широкозонную j_{PN} составит

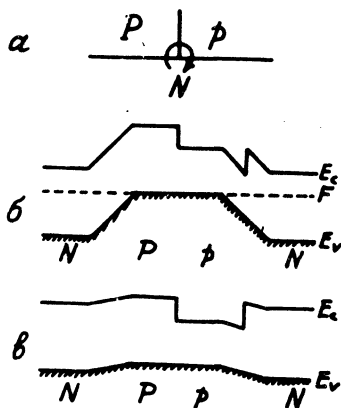
$$\xi \approx (j_{pN}/j_{PN}) = \exp(\Delta\psi/kT), \quad (I)$$



Р и с. 1. Схема лазерного диода (а), зависимость коэффициента оптического ограничения Γ от приведенного диаметра d (б) и зависимость порога генерации при $300^\circ K$ от диаметра активного стержня (в)

где $\Delta\psi$ — различие контактной разности потенциалов. В области вырождения имеют место отклонения от простой экспоненты (I), так что в конечном итоге при очень большом смещении отношение ξ уменьшается. Таким образом, гетероструктура с переменной контактной разностью потенциалов обладает следующими полезными свой-

ствами. 1) В широком интервале прямых смещений инжекция происходит исключительно через узкозонное "окно" p-n перехода. Благодаря этому можно возбуждать выбранный участок диода, не затрагивая другие. В электролюминесцентных приборах это позволит произ-



Р и с. 2. Зонные диаграммы переходов вблизи линии тройного контакта (схема а) следующих областей: широкозонной N-области, широкозонной P-области и узкозонной p-области. Зонные диаграммы без смещения (б) и при прямом смещении (в) соответствуют обходу в направлении стрелки на схеме а

водить управление излучающим пятном с помощью смещения. 2) При большом смещении возрастающая часть тока идет через широкозонную область, что ведет к отводу перегрузки от узкозонной части и, таким образом, обеспечивается защита выбранного участка от разрушения.

В нашем случае эти преимущества могут быть полезно использованы для создания "микроразеров" инжекционного типа. Если диаметр активного цилиндра меньше диффузионной длины инжектированных носителей тока, то в нем может быть легко достигнуто практически однородное возбуждение. Диффузии инжектированных носителей из активного цилиндра, как и в двусторонних гетероструктурах, препятствует электронное ограничение. С другой стороны,

активный цилиндр образует диэлектрический волновод. Если его диаметр меньше критического значения

$$d_{кр} = 2,4\lambda / (\sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2}), \quad (2)$$

где ϵ и μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды внутри (1) и вне (2) волновода, то в лазере возбуждается единственный тип колебаний HE_{11} /5/. Параметр Γ оптического ограничения /6/ в зависимости от приведенного диаметра волновода D для HE_{11} -волны дан на рис. 1б. Приведенный диаметр определяется формулой $D = (\pi d / \lambda) (\delta\epsilon / \epsilon)^{1/2}$, где $\delta\epsilon \equiv (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ - скачок диэлектрической проницаемости на границе активного слоя. При $D > 2,4$ возможно возбуждение пяти поперечных типов колебаний /5/, обозначения которых даны на рис. 2б. Используя зависимость $\Gamma(D)$ можно рассчитать пороговый ток для такого микролазера и его оптимальный диаметр $d_{опт}$. Как и в плоской гетероструктуре, оптимальный диаметр зависит от вида зависимости оптического усиления от тока накачки. Далее рассматриваются два случая степенной зависимости с показателем m - линейная и квадратичная. Величина порогового тока I составит

$$I = (1/4) A \pi d^2 L \Gamma^{-1/m}, \quad (3)$$

где A - коэффициент пропорциональности между пороговой плотностью тока и толщиной активного слоя в плоских гетероструктурах, L - длина резонатора. Зависимость $I(d)$, показанная на рис. 1в, имеет минимум 5 ма при $d = 0,5$ мкм, если $m = 1$. Если же $m = 2$, то порог монотонно убывает примерно до 3 ма с уменьшением d . В расчете было принято $(\delta\epsilon / \epsilon) = 0,04$, $A = 5 \cdot 10^7$ а/см³, $L = 0,2$ мм. Микролазер такого типа может быть без потерь согласован с одномодовым или многомодовым волоконным световодом.

Поступила в редакцию
25 декабря 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. C. Dumas. Appl. Phys. Letts., 10, 84 (1967).
2. А. П. Богатов и др. ФТП, 6, 43 (1972).
3. П. Г. Елюсов, В. П. Страхов. Письма ЖЭТФ, 16, 606 (1972).

активный цилиндр образует диэлектрический волновод. Если его диаметр меньше критического значения

$$d_{кр} = 2,4\lambda / (\mu/\epsilon_1\mu_1 - \epsilon_2\mu_2), \quad (2)$$

где ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды внутри (1) и вне (2) волновода, то в лазере возбуждается единственный тип колебаний HE_{II} /5/. Параметр Γ оптического ограничения /6/ в зависимости от приведенного диаметра волновода D для HE_{II} -волны дан на рис. 1б. Приведенный диаметр определяется формулой $D = (\pi d/\lambda)(\delta\epsilon/\epsilon)^{1/2}$, где $\delta\epsilon \equiv (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ — скачок диэлектрической проницаемости на границе активного слоя. При $D > 2,4$ возможно возбуждение пяти поперечных типов колебаний /5/, обозначения которых даны на рис. 2б. Используя зависимость $\Gamma(D)$ можно рассчитать пороговый ток для такого микролазера и его оптимальный диаметр $d_{опт}$. Как и в плоской гетероструктуре, оптимальный диаметр зависит от вида зависимости оптического усиления от тока накачки. Далее рассматриваются два случая степенной зависимости с показателем m — линейная и квадратичная. Величина порогового тока I составит

$$I = (1/4)A\lambda d^2\Gamma^{-1/m}, \quad (3)$$

где A — коэффициент пропорциональности между пороговой плотностью тока и толщиной активного слоя в плоских гетероструктурах, L — длина резонатора. Зависимость $I(d)$, показанная на рис. 1в, имеет минимум 5 мА при $d = 0,5$ мкм, если $m = 1$. Если же $m = 2$, то порог монотонно убывает примерно до 3 мА с уменьшением d . В расчете было принято $(\delta\epsilon/\epsilon) = 0,04$, $A = 5 \cdot 10^7$ а/см³, $L = 0,2$ мм. Микролазер такого типа может быть без потерь согласован с одномодовым или многомодовым волоконным световодом.

Поступила в редакцию
25 декабря 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. C. Dument. Appl. Phys. Letts., **10**, 84 (1967).
2. А. П. Богатов и др. ФТП, **6**, 43 (1972).
3. П. Г. Елисеев, В. П. Страхов. Письма КЭТФ, **16**, 606 (1972).