

ОПТИМАЛЬНАЯ ТОЛЩИНА АКТИВНОГО СЛОЯ И МИНИМАЛЬНАЯ
Пороговая плотность тока в гетероструктуре GaInPAs/InP

П. Г. Елисеев

УДК 621.378.35

Проведена расчетная оптимизация двусторонней лазерной гетероструктуры на основе изоэриодической системы GaInPAs/InP в диапазоне длин волн 1,1-1,6 мкм с учётом эмпирических параметров. Предельные значения пороговой плотности тока при комнатной температуре составляют, по расчету, 540-650 А/см².

В работе /1/ было предложено уравнение для расчета оптимальной толщины активного волноводного слоя в двусторонней лазерной гетероструктуре, соответствующей минимальной пороговой плотности тока. Если поверхностная рекомбинация на гетерограницах отсутствует, то это уравнение имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \left(1 - \frac{D}{m\Gamma} \frac{d\Gamma}{dD} \right) = C_{\alpha}$$

где Γ - параметр оптического ограничения, D - приведенная (безразмерная) толщина волновода (может быть заменена абсолютной толщиной d), m - показатель зависимости коэффициента оптического усиления от плотности тока накачки, C_{α} - коэффициент "равномерности оптических потерь" по слоям гетероструктуры. Если эти потери в обоях пассивных слоях описываются одинаковыми коэффициентами, равными α_{pn} , то $C_{\alpha} = (\alpha_{pn} - \alpha_0 - b)(\alpha_{pn} + \alpha_{ext})$. Здесь α_0 - коэффициент нерезонансного поглощения в активном слое, α_{ext} - коэффициент, характеризующий внешние потери резонатора (пересчитанные к размерности показателя поглощения), b - постоянная, входящая в формулу для объемного показателя усиления

$$g = aN_e \dots b,$$

где a - коэффициент пропорциональности, N_e - концентрация избыточных носителей. Заметим, что область возможных значений C_α находится между $-\infty$ и 1, причем $C_\alpha = 0$ соответствует совершенно однородной структуре по поглощению.

Согласно /2/, для двойных гетероструктур на основе GaInPAs/InP в диапазоне длин волны 1,1-1,6 мкм приблизительно выполняется соотношение $\lambda/\sqrt{\delta\epsilon} \approx 0,95$, где λ - длина волны, $\delta\epsilon$ - скачок относительной диэлектрической проницаемости на гетерогранице. Это дает возможность выразить D в виде $D = 6,594a$ (где a - в микрометрах) и Γ в виде $\Gamma = 21,75a^2/(1 + 21,75a^2)$. В последнем случае использовалась приближенная формула для Γ из работы /3/. Отсюда можно получить для оптимальной толщины

$$D_{opt} = [2(2 - m)/m(1 - C_\alpha)]^{1/2},$$

$$d_{opt} = 0,214 \sqrt{\frac{2 - m}{m(1 - C_\alpha)}} \text{ (мкм)}. \quad (I)$$

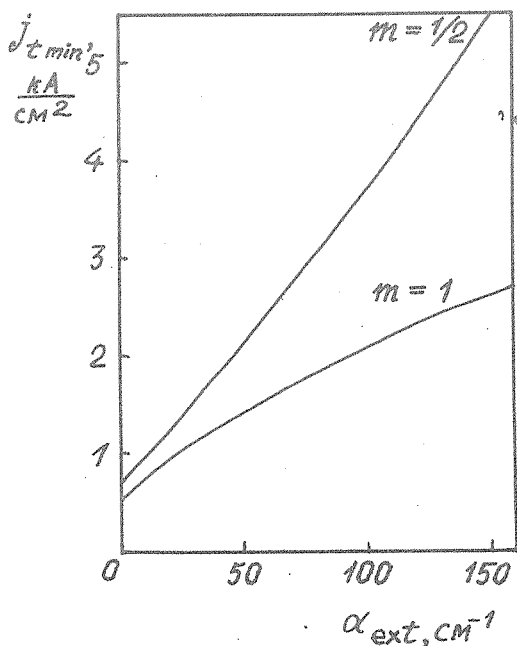
В этих формулах m не должно превышать 2. Эта особенность обуславливалась в работе /1/, где показано, что при $m \geq 2$ минимум пороговой плотности достигается в пределе $d \rightarrow 0$. При $m = 1$ и $C_\alpha = 0$ последняя формула дает $d_{opt} \approx 0,21$ мкм.

В применении к лазерам на основе гетероструктур известны две модели рекомбинации, а именно, линейная ($m = 1$), в которой время жизни постоянно, и "квадратичная" ($m = 1/2$), в которой скорость рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации избыточных носителей. Ввиду применения Шокли-рекомбинации может оказаться резонным дальнейшее развитие модели для более высоких степеней зависимости (с соответствующим уменьшением m).

Расчет дает для минимальной плотности порогового тока

$$j_t \text{ min } (A/cm^2) = \begin{cases} \frac{2,14 \times 10^{-5} e}{a \sqrt{1 - C_\alpha}} \left[2\alpha_{ext} + \frac{5}{2} (\alpha_{pn} + \alpha_0 + b) \right], & m = 1, \\ \frac{1,65 \times 10^{-5} Be}{a^2 \sqrt{1 - C_\alpha}} \left[2\alpha_{ext} + \frac{5}{2} (\alpha_{pn} + \alpha_0 + b) \right]^2, & m = 1/2, \end{cases}$$

где B — коэффициент "бимолекулярной" рекомбинации, причем в этих выражениях оптимальная толщина исключена с использованием формулы (1). Численные результаты получены при $a = 1,35 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$, $b = 150 \text{ см}^{-1} / 4$, $B = 10^{-10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с} / 5$, $\tau = 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $\alpha_{\text{пр}} = \alpha_0 = 1$, $\alpha_{\text{ext}} = 10 \text{ см}^{-1}$, а α_{ext} фигурирует как параметр в интервале $0-150 \text{ см}^{-1}$. На рис. 1 показаны графики зависимости $j_t \text{ min}$ от α_{ext} для обеих моделей. При $\alpha_{\text{ext}} = 0$ ("ненагруженный" резонатор) получены предельные значения 540 А/см^2 при $m = 1$ и 654 А/см^2 при $m = 1/2$. В последнем случае рост минимальной пороговой плотности с увеличением внешних потерь происходит заметно быстрее. В литературе известны значения пороговой плотности тока $700-800 \text{ А/см}^2$ для лазеров в диапазоне $1,3 \text{ мкм} / 6$ и 1200 А/см^2 в диапазоне



Р и с. 1. График расчетной зависимости минимальной плотности порогового тока в инжекционных лазерах на основе двусторонней гетероструктуры GaInPAs/InP от коэффициента внешних потерь

1,6 мкм /7/, что соответствует умеренным внешним потерям ($10 - 50 \text{ см}^{-1}$) и не противоречит расчетам. Однако, ввиду отсутствия экспериментальных данных по зависимости $J_t \text{ min}$ от α_{ext} , различать обе рассмотренные модели нет оснований.

Итак, проведенный расчет показал, что в спектральном интервале 1,1-1,6 мкм предельные значения пороговой плотности тока при комнатной температуре находятся в интервале $540-650 \text{ А/см}^2$ (в зависимости от значения n в интервале от 1 до 0,5). Достижимые в лазерах обычной геометрии с $\alpha_{\text{ext}} \approx 30 \text{ см}^{-1}$ ($L \approx 400 \text{ мкм}$) значения пороговой плотности тока 1-1,5 кА/см^2 в диапазонах 1,3 и 1,6 мкм вполне соответствуют расчету при использованных значениях параметров активной среды. Для узких полосковых лазеров требуется уточнение расчета, в котором следует учесть неполное боковое оптическое ограничение.

Поступила в редакцию
4 марта 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Г. Елисеев, Краткие сообщения по физике ФИАН № 4, 3 (1970); сб. "Квантовая электроника", "Сов. Радио", М., №3, 1971 г., с. 120.
2. D. Botez, IEEE J. Quant. Electron., 17, 178 (1981).
3. D. Botez, IEEE J. Quant. Electron., 14, 230 (1978).
4. N. K. Dutta, J. Appl. Phys., 52, 55 (1981).
5. K. Stubkjaer et al., Japan. J. Appl. Phys., 20, 1499 (1981).
6. Y. Itaya et al., Japan. J. Appl. Phys., 18, 1795 (1979).
7. Y. Itaya et al., IEEE J. Quant. Electron., 17, 635 (1981).