

УСТОЙЧИВОСТЬ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Использование внешнего резонатора позволяет эффективно управлять характеристиками излучения полупроводниковых лазеров. Например, с его помощью достигается сужение ширины линии генерации, реализуется режим синхронизации мод для укорочения импульсов излучения, на основе избирательного дифракционного отражателя осуществляется перестройка генерируемой длины волны. Однако возникающая во внешнем резонаторе неуправляемая оптическая обратная связь может приводить также к резкому ухудшению шумовых характеристик, неустойчивости режима генерации, разрушению когерентности и возникновению оптического хаоса [1, 2].

Явления, связанные с оптической обратной связью, характеризуются высокой степенью сложности и большим разнообразием, они существенно подвержены влиянию различных факторов, что в настоящее время в значительной степени сдерживает развитие приложений с ее использованием и является объектом пристального внимания исследователей на протяжении многих лет [3-6]. В работе проанализированы условия реализации устойчивого режима генерации полупроводникового лазера при сильной оптической обратной связи.

Скоростные уравнения, описывающие динамику генерации при наличии оптической обратной связи, используем в виде [7]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - R_{sp} - v_g G S(t), \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = & v_g (G - k_r) S(t) + 2v_g \kappa \sqrt{S(t-\tau)S(t)} \times \\ & \times \cos[\omega_0 \tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)] + \beta_{sp} R_{sp}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = v_g \alpha \frac{(G - k_r)}{2} - v_g \kappa \sqrt{\frac{S(t-\tau)}{S(t)}} \sin[\omega_0 \tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)], \quad (1c)$$

где n – плотность носителей; j – плотность тока накачки; d – длина кристалла, R_{sp} – скорость спонтанных переходов; v_g – скорость света в кристалле, G – модовое усиление; S – плотность фотонов, k_r – ко-

коэффициент потерь, ω_0 - частота лазера при отсутствии внешнего резонатора, τ - время обхода внешнего резонатора; φ - фаза поля $\{N_s$ - величина спонтанных переходов в лазерную моду; α - параметр амплитудно-фазовой связи, $\kappa = (1 - r_1)\sqrt{r_2}/r_2/2L$ - параметр, характеризующий степень связи между внешним и лазерным резонаторами, r_2 - коэффициент отражения при выходе излучения из лазерного диода, r_1 - коэффициент отражения внешнего зеркала, L - длина резонатора. Коэффициент потерь k_l имеет вид

$$k_l = \rho + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \quad (2)$$

В обычных полупроводниковых лазерах с длиной внутреннего резонатора $L = 200$ мкм коэффициент потерь $k_l \approx 50$. При наличии оптической обратной связи пороговый коэффициент усиления находится из соотношения

$$G_{th} = k_l - 2\kappa \cos(\omega\tau), \quad (3)$$

где частота излучения ω удовлетворяет уравнению

$$\omega_0 = \omega + v_g \kappa [\sin(\omega\tau) + \alpha \cos(\omega\tau)]. \quad (4)$$

Для обеспечения эффективной избирательности внешнего резонатора с помощью антиотражающего покрытия коэффициент отражения r_2 делают малым, и коэффициент потерь k_l увеличивается. При этом, чтобы пороговое усиление оставалось на прежнем уровне, характеристическая величина обратной связи κ должна быть достаточно большой (порядка $k_l/2$).

Для анализа динамики генерации излучения при малом отклонении от положения равновесия используем подстановку $n = n_{st} + n_m$, $S = S_{st} + s_m$, $\varphi = \omega t + \varphi_m$. Далее проводим линеаризацию системы скоростных уравнений вблизи стационарной точки и считаем, что отклонения величин n_m , s_m и φ_m изменяются во времени пропорционально $e^{\lambda t}$, где λ - характеристические числа. В итоге приходим к трансцендентному уравнению

$$v_g \kappa [1 - e^{-\omega\tau}] \{2(\theta + x)x \cos(\omega\tau) + [\Omega_n^2 + \theta, x][\cos(\omega\tau) - \alpha \sin(\omega\tau)]\} + \tau v_g^2 \kappa^2 [1 - e^{-2\omega\tau}]^2 (\theta + x) + (x^2 + [\theta + \theta, x]x + \Omega_n^2)x = 0, \quad (5)$$

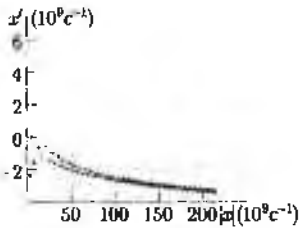


Рис. 1 Зависимость действительной части характеристических чисел x' от их абсолютного значения $|x|$

$S = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $R_{sp} = 11$, $t_{sp} = 5 \text{ нс}$, $k = 52 \text{ см}^{-1}$,
 $\alpha = 5$, $\partial n / \partial n = 2 \times 10^{-16} \text{ см}^{-1}$, $v_g = 7,3 \times 10^7 \text{ см/с}$,
 $\epsilon = -i\alpha G / \omega S / G = 10^{-12} \text{ см}^{-1}$, $\kappa = 1 \text{ см}^{-1}$, $\omega = 2\pi \cdot 10^{14}$

где $\theta = (dR_{sp} / dn) + v_g g_m S$, $\theta_s = v_g G_m \epsilon S / (1 + \epsilon S)$; $g_m = dG / dn$,
 $\Omega_n^2 = v_g^2 g_m G_m S / (1 + \epsilon S) + \theta_s \theta$.

Характеристическое уравнение (5) имеет бесконечное количество корней. С физической точки зрения это связано с произвольностью выбора начальных условий в диапазоне значений времени от $-\tau$ до 0. Для устойчивости режима генерации необходимо, чтобы все корни имели отрицательную действительную часть. Проведенные численные расчеты показали (рис. 1), что действительная часть характеристических чисел уменьшается с ростом их абсолютной величины при $|x| \gg \Omega_n$. Поэтому для анализа устойчивости можно ограничиться некоторым фиксированным количеством корней, сосредоточенным вблизи нуля.

На рис. 2 представлены результаты расчетов максимальной величины параметра обратной связи, при которой осуществляется режим устойчивой генерации в зависимости от времени запаздывания для разных коэффициентов потерь собственного резонатора и фаз возвращающегося излучения. Видно, что при задержке излучения около 1 нс, которая соответствует длине внешнего резонатора порядка 15 см, су-

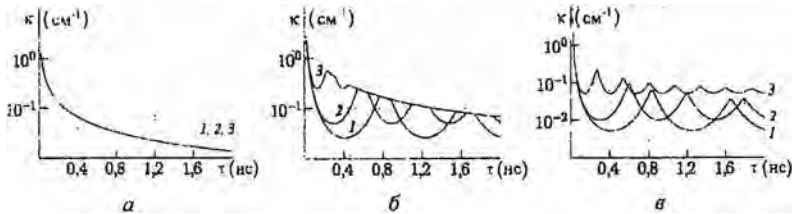


Рис. 2. Границы существования устойчивого режима генерации полупроводникового лазера с запаздывающей обратной связью в зависимости от времени запаздывания τ при различных фазах возвращающегося излучения $\omega\tau = \pi/2$ (а); π (б); $3\pi/2$ (в).

Цифры на графике соответствуют: 1 - $k = 52 \text{ см}^{-1}$, 2 - 100 см^{-1} ; 3 - 500 см^{-1}

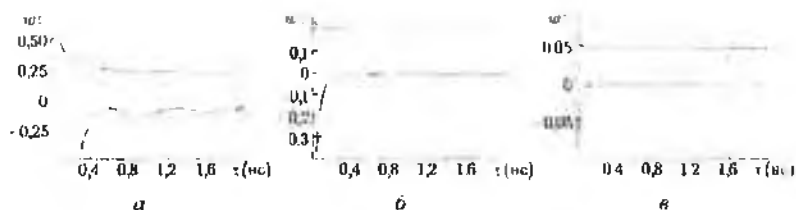


Рис. 3 Границы существования устойчивого режима генерации полупроводникового лазера с запаздывающей обратной связью в зависимости от времени запаздывания τ при $k_1 = 50 \text{ см}^{-1}$ (а), 100 см^{-1} (б), 500 см^{-1} (в), $k_2 = 2k_1 = 50 \text{ см}^{-1}$

существует лишь небольшой диапазон изменения параметра обратной связи, в котором реализуется устойчивая генерация при любой фазе возвращающегося излучения.

Как известно [7], характеристические числа уравнения (4) не могут иметь отрицательной действительной части при φ , кратной 2π . Поэтому реализовать устойчивый режим генерации в случае сильной обратной связи можно при фазе возвращающегося излучения, близкой к $2\pi m$, где m – целое число (рис. 3). С учетом того, что разность набего фаз между соседними модами внешнего резонатора, согласно уравнению (4), приблизительно составляет $2\pi(1 + 1/\nu_k \kappa \tau)$, при $\nu_k \kappa \tau \gg 1$ пороговое усиление соседних мод отличается незначительно и для обеспечения одномодового режима генерации необходима селективная обратная связь.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект № Ф99 220).

Литература

- 1 Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310 с
- 2 *Kitaoka Y., Hisanao S., Kiminori M.* Intensity noise of laser diodes with optical feedback // *IEEE J. Quant. Electron.* 1996. Vol. 32, № 5 P. 822–827.
- 3 *Schunk N., Petermann K.* Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback // *IEEE J. Quant. Electron.* 1988. Vol. 24, № 7. P. 1242–1247.
- 4 *Lenstra D., Verbeek B.* Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback // *IEEE J. Quant. Electron.* 1985. Vol. 21, № 6 P. 642–648
- 5 *Tkach R., Chraplyvy A.* Regimes of feedback effects in 1.5- μm distributed feedback lasers // *IEEE J. Lightwave Technol.* 1986. Vol. 4, № 11 P. 1655–1661
- 6 *Zorabedian P.* Axial mode instability in semiconductor lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1994. Vol. 30, № 7 P. 1543–1553
- 7 *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров. Мн. БГУ, 1998. 66 с