

Сви́пирование частоты излучения квантоворазмерных гетеролазеров с учетом изменений ширины запрещенной зоны полупроводника

Б.Ф. Кунцевич, В.К. Кононенко

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by*

Conditions of obtaining the maximum or minimum diapason of the deviation of the radiation frequency of quantum-well semiconductor lasers with current modulation are established. In general, the sweeping value depends on the frequency and depth of the current modulation, on the spectral position of the radiation line, and as well as on the constant component of the pump current. Change in the semiconductor band gap due to variations of current carrier concentrations in the active region reduces in certain instances the sweeping value of the radiation frequency approximately by half.

Ключевые слова. Квантоворазмерный гетеролазер, свипирование частоты излучения.

1. Введение

Известно, что компактные полупроводниковые лазеры с узкой и стабильной линией излучения необходимы для целого ряда применений. В связи с этим к настоящему времени разработаны так называемые динамически одночастотные (ДО) лазеры, которые устойчиво работают в режиме генерации одной продольной моды при высокочастотной модуляции тока накачки [1]. Однако даже в режиме генерации одной продольной моды при модуляции тока происходит изменение “мгновенной” частоты излучения (называемое свипированием, чирпингом, динамическим сдвигом и др.) [2]. Это обусловлено изменением показателя преломления n активной среды, а, следовательно, мгновенных частот продольных мод резонатора и генерируемого излучения.

Некоторые особенности свипирования частоты излучения в поверхностно-излучающих лазерах с вертикальным резонатором рассмотрены в [3, 4], а для полупроводниковых лазеров с активной и пассивной синхронизацией мод – в [5]. Общие закономерности динамических процессов в инжекционных лазерах при перестройке частоты излучения в пределах полосы усиления рассмотрены в [6].

В настоящем докладе представлены результаты исследования основных особенностей свипирования частоты излучения квантоворазмерных гетеролазеров с учетом изменения ширины запрещенной зоны полупроводника вследствие варьирования концентрации неравновесных носителей тока.

2. Исходные уравнения и используемые параметры

Для определенности расчеты выполнены для ДО квантоворазмерных гетеролазеров на GaAs, имеющих в активной области квантовые ямы шириной 5–15 нм. Динамика генерации излучения с мгновенной частотой $\nu_g(t)$ описывалась, согласно [6, 7], системой стандартных скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе S и концентрации неравновесных носителей тока N :

$$\dot{S} = \nu \mu (\Gamma k(\nu_g) - k_1) S + \beta R_{sp}, \quad (1)$$

$$\dot{N} = \frac{j}{ed} - R_{sp} - \nu \mu \Gamma k(\nu_g) S, \quad (2)$$

где v – скорость света в активной среде, μ – коэффициент заполнения резонатора активной средой, Γ – параметр оптического ограничения, $k(v_g)$ и k_l – коэффициенты усиления и потерь, R_{sp} – скорость спонтанной излучательной рекомбинации, β – коэффициент, определяющий долю вклада спонтанного излучения в генерирующую моду, j – плотность тока накачки, d – толщина активного слоя (ширина квантовой ямы). Спектр усиления $k(v_g)$ и скорость спонтанной излучательной рекомбинации R_{sp} определяются в рамках двухзонной модели активной среды без правила отбора по волновому вектору электрона для основных переходов аналогично [6, 7].

Модуляция тока накачки описывается в виде $j = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$, где j_m и ν_m – глубина и частота модуляции, а j_b – постоянная составляющая тока. Предполагалось, что $j_b = x_b j_{th}$, $j_m = x_m j_b$, где $j_{th} = edR_{sp-th}$ – стационарный порог, R_{sp-th} – пороговая скорость спонтанной рекомбинации, а x_b и x_m – варьируемые параметры.

Для учета свипирования частоты излучения использовалось, аналогично [8], приближенное соотношение:

$$v_g(t) \equiv v_c(t) = v_c(0) \frac{n(0)}{n(t)}, \quad (3)$$

где n – показатель преломления активной среды, а v_c – частота продольной моды резонатора.

Поскольку здесь главное внимание уделяется такому важному для ряда применений диапазону частот модуляции, как ≈ 1 ГГц и выше, то предполагается, что изменение показателя преломления обусловлено только варьированием концентрации неравновесных носителей тока [9, 10]:

$$n(t) = n_0 - \sigma N(t) + b(hv_g - E_g(t)), \quad (4)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, а n_0 , σ и b – константы. В правой части (4) второе слагаемое описывает изменение показателя преломления вследствие изменения концентрации носителей тока $N(t)$, а третье – вследствие изменения ширины запрещенной зоны $E_g(t)$. При расчетах изменение E_g учитывается с помощью выражения [11]

$$E_g(t) = E_{g0} - 2\delta N(t)^{1/3}, \quad (5)$$

где E_{g0} и δ – константы. После подстановки (5) в (4), получаем

$$n(t) = n_0 + b(hv_g - E_{g0}) + 2b\delta N(t)^{1/3} - \sigma N(t). \quad (6)$$

Из (6) видно, что слагаемые, содержащие в качестве множителя $N(t)$, имеют противоположные знаки. Это означает, что изменение ширины запрещенной зоны приводит к степенному изменению показателя преломления, а, следовательно, и величины свипирования частоты излучения.

При расчетах для системы GaAs–AlGaAs задавались следующие значения параметров [6, 7]: $d = 10$ нм, $k_{01} = 6.32 \cdot 10^4$ см⁻¹, $A = 8 \cdot 10^{-10}$ см³·с⁻¹, $m_c/m_e = 0.07$,

$T = 300 \text{ K}$, $N_{c1} = 7.56 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $E_g = 1.42 \text{ эВ}$, $h\nu_1 = 1.524 \text{ эВ}$, $k_1 = 15 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma = 10^{-2}$, $\beta = 10^{-5}$, $\mu = 1$, $n_0 = 3.5$, $\sigma = 7 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3$, $b = 0.35 \text{ эВ}^{-1}$, $\delta = 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ мЭВ} \cdot \text{см}$.

3. Результаты расчетов

Для иллюстрации на рис. 1 приведены зависимости выборок амплитуд импульсов S_m через период модуляции и величины свипирования $\Delta\nu$ в пределах импульса излучения на уровне $0.1S_m$ для разных ν_m и x_m при перестройке частоты генерации $\nu_{g0} \equiv \nu_c(0)$ в пределах полосы усиления. Кратко полученные результаты можно сформулировать следующим образом.

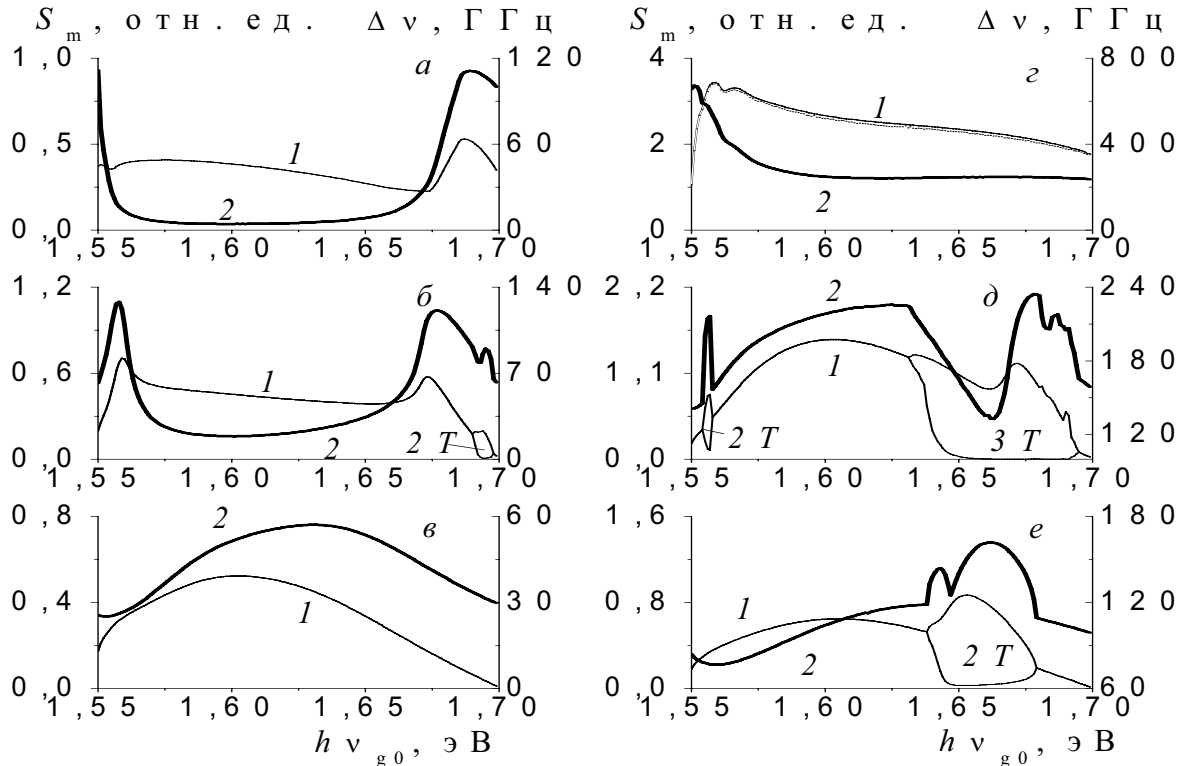


Рис. 1. Зависимости S_m (1) и $\Delta\nu$ (2) от $h\nu_{g0}$ при $\nu_m = 1$ (а, г), 3 (б), 5 (д), 6 (в) и 8 ГГц (е), $x_b = 1.01$, $x_m = 0.2$ (а, б, в) и 0.9 (г, д, е).

Условно можно выделить три диапазона частот модуляции тока накачки. При сравнительно малых частотах модуляции тока, соответствующих реализации квазистационарного режима генерации, частота излучения во время высвечивания импульсов остается неизменной. При сравнительно больших частотах модуляции, когда вследствие проявления “инерционности” системы глубина модуляции параметров лазера стремится к нулю, свипирование частоты излучения также становится пренебрежимо малым.

Максимальные значения свипирования частоты излучения достигаются в промежуточной области частот модуляции, когда высвечиваются короткие одиночные импульсы с большой пиковой мощностью. При этом во время высвечивания импульсов частота излучения в основном только уменьшается. Величина свипирования в общем случае зависит от частоты и глубины модуляции тока, спектрального положения линии излучения, а также величины постоянной составляющей тока накачки. Изменение величины свипирования частоты излучения в зависимости от спектрального положения

частоты генерации качественно соответствует поведению глубины модуляции концентрации носителей тока в активной области. В областях удвоения ($2T$) или утроения ($3T$) периода импульсов излучения наблюдается в основном увеличение амплитуды свивирования. Учет изменения ширины запрещенной зоны полупроводника в ряде случаев приблизительно вдвое уменьшает величину свивирования частоты излучения.

4. Заключение

Для квантоворазмерных полупроводниковых лазеров с модуляцией тока установлены условия получения максимального или минимального диапазона девиации частоты излучения. Величина свивирования в общем случае зависит от частоты и глубины модуляции тока, спектрального положения линии излучения, а также величины постоянной составляющей тока накачки. В рамках развитой оптической модели и для механизма излучательной рекомбинации без правила отбора показано, что изменение ширины запрещенной зоны полупроводника в результате вариации концентрации носителей тока в активной области квантоворазмерных гетеролазеров в ряде случаев приблизительно вдвое уменьшает величину свивирования частоты излучения. В качестве примера численное моделирование выполнено для системы GaAs–AlGaAs в гигагерцовом диапазоне и гармоническом режиме модуляции тока накачки.

Литература

1. Физика полупроводниковых лазеров; под ред. Х. Такумы, пер. с яп. – М.: Мир, 1989. С. 137–158.
2. Елисеев П.Г. Интерпретация эффекта частотной автомодуляции излучения полупроводникового лазера. Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 10. С. 2243–2245.
3. Yu S.F. Dynamic behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, No. 7. P. 1168–1179.
4. Law J.Y., Agrawal G.P. Effects of spatial hole burning on gain switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron. 1997. Vol. 33, No. 3. P. 462–468.
5. Schell M., Tsuchiya M., Kamiya T. Chirp and stability of mode-locked semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, No. 7. P. 1180–1190.
6. Kuntsevich B.F., Kononenko V.K., Pisarchik A.N. Controlling dynamics in parametrically modulated lasers with cavity detuning. Recent Advances in Laser Dynamics: Control and Synchronization. Ch. 5. – Kerala: Research Signpost, India, 2008. P. 221–267.
7. Kuntsevich B.F., Pisarchik A.N., Kononenko V.K. Nonlinear dynamics of a directly modulated semiconductor laser with cavity detuning. Opt. Quantum Electron. 2005. Vol. 37, No. 7. P. 675–693.
8. Kuntsevich B.F., Pisarchik A.N. Frequency sweeping in a CO₂ laser with modulated losses. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 1999. Vol. 1. P. 349–356.
9. Stern F. Dispersion of the index of refraction near the absorption edge of semiconductors. Phys. Rev. 1964. Vol. 133. P. A1653–A1664.
10. Casey H.C., Sell D.D., Panish M.B. Refractive index of Al_xGa_{1-x}As between 1.2 and 1.8 eV. Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 24. P. 63–65.
11. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Рябоштан Ю.Л., Чернов Р.В. Моделирование ватт-амперных и спектральных характеристик полупроводниковых лазеров на основе InGaAlAs/InP. Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 10. С. 918–924.