

Двухрезонансные модуляционные характеристики лазеров с резонатором Фабри–Перо в режиме оптической синхронизации

Е.С.Дорогуш, А.А.Афоненко

На основе распределенной модели резонатора показано наличие нескольких резонансных откликов на модуляционной характеристике лазеров с резонатором Фабри–Перо в режиме оптической синхронизации. Положения резонансных пиков на модуляционной характеристике определяются длиной резонатора и отстройкой частоты внешнего излучения. Показано, что при соответствующем выборе длины резонатора и условий синхронизации можно получить эффективную модуляцию в двух диапазонах в области частот 40–60 ГГц или увеличить полосу прямой модуляции до 50 ГГц.

Ключевые слова: режим оптической синхронизации, связанные укороченные уравнения, модуляционные характеристики, полоса модуляции.

1. Введение

Метод оптической синхронизации полупроводниковых лазеров внешним излучением широко используется для увеличения полосы и резонансной частоты прямой токовой модуляции [1]. Экспериментально на базе лазеров с распределенной обратной связью (РОС) и лазеров с вертикальным резонатором в условиях сильной инжекции были достигнуты частоты модуляции 107 и 104 ГГц соответственно [2]. Полоса прямой модуляции при этом ограничивается провалом модуляционной характеристики и может быть увеличена с ростом тока накачки ведомого лазера [3]. Так, в [2] при оптической синхронизации лазера с вертикальным резонатором полоса прямой модуляции тока была увеличена до 80 ГГц. Для увеличения полосы модуляции можно также использовать систему из двух и более связанных лазеров с различными отстройками по отношению к задающему лазеру [4]. В этом случае провал на модуляционной характеристике, ограничивающий полосу модуляции, компенсируется дополнительными резонансными пиками. Для лазеров с резонатором Фабри–Перо, работающих в условиях оптической синхронизации, характерно наличие нескольких резонансных откликов на модуляционной характеристике, благодаря чему они могут быть использованы как для получения нескольких частот модуляции (необходимых для многодиапазонных систем связи), так и для увеличения полосы прямой модуляции тока.

Целью работы является исследование резонансов вблизи нелицензируемого диапазона частот 60 ГГц, а также возможностей управления их характеристиками. Численный анализ модуляционных процессов основан на системе связанных укороченных уравнений, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей заряда в активной области.

Е.С.Дорогуш, А.А.Афоненко. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: dorogushelena@gmail.com, afonenko@bsu.by

Поступила в редакцию 8 мая 2015 г., после доработки – 16 июля 2015 г.

2. Распределенная модель резонатора

Поле в каждой точке активной области резонатора представляется как комбинация прямой и обратной волн:

$$E(x, t) \propto [A_m(x, t)A_0(x)e^{ikx} + B_m(x, t)B_0(x)e^{-ikx}]e^{-i\omega t} + \text{компл. сопр.} \quad (1)$$

Здесь $A_0(x)$, $A_m(x, t)$ и $B_0(x)$, $B_m(x, t)$ – стационарные и переменные во времени пространственные составляющие амплитуд прямой и обратной волн; k – постоянная распространения волны в волноводной среде; ω – частота излучения в резонаторе, в условиях синхронизации совпадающая с частотой инжекционного излучения ω_{inj} .

При инжекции синхронизирующего излучения через правую грань резонатора стационарные составляющие амплитуд удовлетворяют следующим граничным условиям:

$$A_0(0) = \frac{n_r - 1}{n_r + 1} B_0(0), \quad \frac{1 - n_r}{2} A_0(L) + \frac{1 + n_r}{2} B_0(L) = B_{inj}, \quad (2)$$

где n_r – показатель преломления активного слоя; L – длина резонатора; B_{inj} – амплитуда инжектируемого излучения.

При представлении поля (1) система связанных укороченных уравнений для полупроводниковых инжекционных лазеров с резонатором Фабри–Перо имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_m(x, t)}{\partial t} &= \frac{v_g}{2}(1 - i\alpha)\Delta G(x, t)A_m(x, t) - v_g \frac{\partial A_m(x, t)}{\partial x}, \\ \frac{\partial B_m(x, t)}{\partial t} &= \frac{v_g}{2}(1 - i\alpha)\Delta G(x, t)B_m(x, t) + v_g \frac{\partial B_m(x, t)}{\partial x}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь v_g – групповая скорость света в волноводной части лазерной структуры; α – параметр амплитудно-фазовой связи; $\Delta G(x, t) = G(x, t) - G_0(x)$ – переменная во времени составляющая коэффициента модового усиления; $G(x, t)$ и $G_0(x)$ – коэффициенты модового усиления в динамиче-

ском и стационарном режимах соответственно. Функция усиления имеет следующий вид:

$$G(x, t) = \frac{gN_0 \ln(N(x, t)/N_0)}{1 + \varepsilon S(x, t)}, \tag{4}$$

где g – коэффициент дифференциального усиления; N_0 – концентрация просветления; $N(x, t)$ – концентрация неравновесных носителей заряда; ε – коэффициент нелинейного усиления;

$$S(x, t) = |A_0(x)|^2 |A_m(x, t)|^2 + |B_0(x)|^2 |B_m(x, t)|^2 \tag{5}$$

– плотность фотонов в резонаторе.

Распределение концентрации носителей заряда N находится из уравнения

$$\frac{dN(x, t)}{dt} = \frac{j(t)}{e} - R(x, t) - R_{st}(x, t), \tag{6}$$

где $j(t)$ – плотность тока накачки; $R(x, t) = N(x, t)/\tau$ и $R_{st}(x, t) = v_g G(x, t) S(x, t)$ – скорости спонтанной и вынужденной рекомбинации неравновесных носителей заряда соответственно; τ – время жизни неравновесных носителей заряда; e – заряд электрона.

Рассмотрим случай модуляции излучения током накачки на частоте Ω :

$$j(t) = j_0 + j_m e^{i\Omega t} + j_m^* e^{-i\Omega t}, \tag{7}$$

где j_0, j_m – постоянная и модуляционная составляющие плотности тока накачки. Для получения модуляционных характеристик в режиме слабого сигнала переменные во времени составляющие полей удобно представить как

$$\begin{aligned} A_m(x, t) &= 1 + A_{m1}(x) e^{i\Omega t} + A_{m2}^*(x) e^{-i\Omega t}, \\ B_m(x, t) &= 1 + B_{m1}(x) e^{i\Omega t} + B_{m2}^*(x) e^{-i\Omega t}, \\ \Delta G(x, t) &= G_m(x) e^{i\Omega t} + G_m^*(x) e^{-i\Omega t}. \end{aligned} \tag{8}$$

Тогда система связанных укороченных уравнений (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{m1}(x)}{\partial x} &= \frac{1}{2}(1 - i\alpha) G_m(x) - \frac{i\Omega}{v_g} A_{m1}(x), \\ \frac{\partial B_{m1}(x)}{\partial x} &= -\frac{1}{2}(1 - i\alpha) G_m(x) - \frac{i\Omega}{v_g} B_{m1}(x), \\ \frac{\partial A_{m2}(x)}{\partial x} &= \frac{1}{2}(1 + i\alpha) G_m(x) - \frac{i\Omega}{v_g} A_{m2}(x), \\ \frac{\partial B_{m2}(x)}{\partial x} &= -\frac{1}{2}(1 + i\alpha) G_m(x) + \frac{i\Omega}{v_g} B_{m2}(x). \end{aligned} \tag{9}$$

Величина G_m выражается неявно из уравнения баланса неравновесных носителей заряда (6):

$$\begin{aligned} G_m(x) &= \left\{ \frac{j_m}{e} \frac{\partial G(x)}{\partial N(x)} \right. \\ &\quad \left. + \left[\left(i\Omega + \frac{\partial R(x)}{\partial N(x)} \right) \frac{\partial G(x)}{\partial S(x)} - v_g G_0(x) \frac{\partial G(x)}{\partial N(x)} \right] S_m(x) \right\} \end{aligned}$$

$$\times \left[i\Omega + \frac{\partial R(x)}{\partial N(x)} + v_g \frac{\partial G(x)}{\partial N(x)} S_0(x) \right]^{-1}, \tag{10}$$

где

$$\begin{aligned} S_m(x) &= |A_0(x)|^2 [A_{m1}(x) + A_{m2}(x)] \\ &\quad + |B_0(x)|^2 [B_{m1}(x) + B_{m2}(x)] \end{aligned} \tag{11}$$

– модуляционная составляющая плотности фотонов в резонаторе.

При этом переменные составляющие поля удовлетворяют следующим граничным условиям:

$$\begin{aligned} A_{m1}(0) &= B_{m1}(0), \quad B_0(L) B_{m1}(L) = \frac{n_r - 1}{n_r + 1} A_0(L) A_{m1}(L), \\ A_{m2}(0) &= B_{m2}(0), \quad B_0^*(L) B_{m2}(L) = \frac{n_r - 1}{n_r + 1} A_0^*(L) A_{m2}(L). \end{aligned} \tag{12}$$

3. Резонансная модуляция в полосе частот

Синхронизированный внешним излучением лазер работает в допороговом режиме генерации, усиливая инжектируемое излучение с частотой ω_{inj} . В отличие от усилителя бегущей волны [5], принципиальное значение для динамики генерации имеет наличие собственных мод оптического резонатора. В случае гармонической амплитудной модуляции тока с частотой Ω , в спектре лазера по обе стороны от несущей частоты присутствуют две боковые, отстроенные от несущей на $\pm\Omega$. Когда боковая частота совпадает с частотой собственной моды резонатора (смещенной в область меньших частот по сравнению с режимом свободной генерации), происходит резонансное увеличение амплитуды боковых мод [6]. Особенностью резонатора Фабри–Перо является множество эквивалентных мод, удаленных друг от друга на частоту $\omega_m = 2\pi v_g/2L$, поэтому для лазеров с таким типом резонатора должно наблюдаться множество периодически расположенных резонансных откликов на модуляционной характеристике – при каждом совпадении боковой частоты с одной из собственных частот резонатора.

На рис.1 представлены рассчитанные модуляционные составляющие выходной мощности, нормированные на величину эффективности низкочастотной модуляции dP_0/dI в режиме свободной генерации (относительная эффективность модуляции), при различных отстройках частот инжекции для лазеров с длинами резонатора 260 и 390 мкм. Параметры лазеров, выбранные в численном эксперименте, приведены ниже. Значение dP_0/dI при выбранных параметрах лазеров незначительно (в пределах 0.33–0.35 Вт/А) зависело от длины резонатора.

Длина волны зависящего лазера λ (мкм)	1.55
Ширина резонатора лазерного диода W (мкм)	2.5
Фазовый показатель преломления резонатора n_r	3.3
Групповой показатель преломления резонатора n_g	3.8
Эффективное время жизни носителей заряда τ (нс)	1
Дифференциальное усиление g (см)	5×10^{-11}
Концентрация просветления N_0 (см ⁻²)	5×10^{11}
Коэффициент нелинейного усиления ε (см ²)	10^{-12}
Параметр амплитудно-фазовой связи α	3
Коэффициент внутренних потерь ρ (см ⁻¹)	5

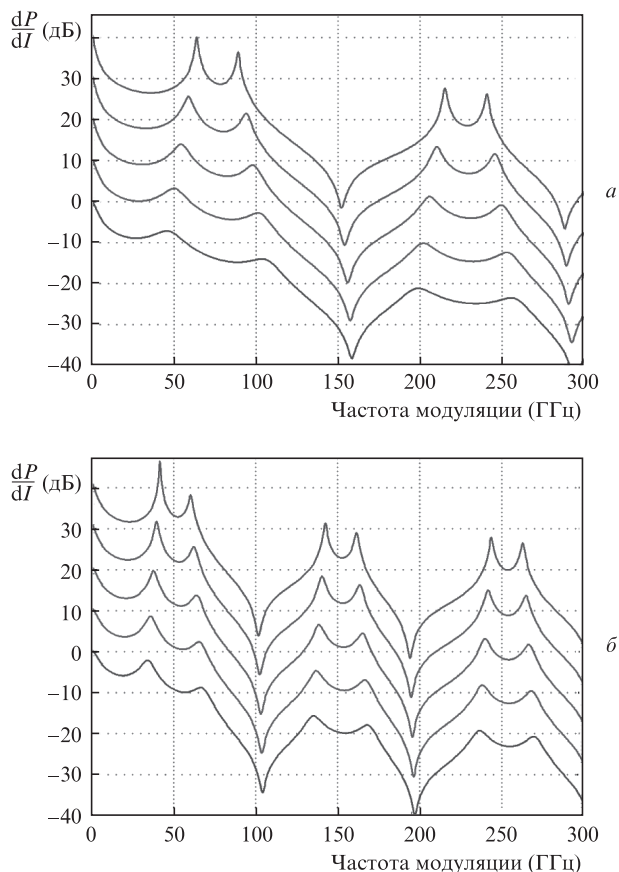


Рис.1. Поведение относительной эффективности модуляции лазера с длиной резонатора 260 (а) и 390 мкм (б) при увеличении отстройки в пределах полосы синхронизации; мощность инжектируемого излучения 15 мВт, ток накачки 25 мА, эффективность низкочастотной модуляции в режиме свободной генерации $dP_0/dI \approx 0.35$ Вт/А, шаг смещения вверх кривых при разных отстройках 10 дБ.

При частотах модуляции тока инжекции, кратных межмодовому интервалу резонатора, амплитуда модуляционной составляющей выходной мощности лазера со стороны грани резонатора, через которую производится оптическая инжекция, обращается в нуль (для излучения с противоположной грани такие провалы наблюдаются при кратности частоты модуляции удвоенному межмодовому интервалу). Такое снижение эффективности генерации модулированной волны связано с кратным 2π набегом ее фазы относительно наведенных источников поля при обходе резонатора, который не компенсируется, как в режиме свободной генерации, неограниченным увеличением добротности модулированной моды при приближении ее частоты к частоте собственной резонаторной моды.

Расчеты показали наличие на модуляционных кривых периодических высокочастотных резонансных откликов. Выраженность резонанса возрастает при изменении отстройки частоты инжектируемого излучения от отрицательных до положительных значений в пределах полосы синхронизации, поскольку при отрицательных отстройках частоты усиление в активной области резонатора существенно ниже порогового и собственные моды резонатора сильно подавлены, т. е. их время затухания (обратно пропорциональное ширине резонанса) мало.

При изменении отстройки частоты в положительную область коэффициент усиления повышается, приближаясь к пороговому [7], и время затухания собственных мод

растет. Максимальные значения модуляционных откликов будут достигаться на границе области синхронизации, где коэффициент усиления равен порогу генерации. В области, примыкающей к этой границе, режим синхронизации может оказаться неустойчивым, т. е. лазер будет генерировать самоподдерживающиеся пульсации излучения. Вблизи порога генерации, когда изменением собственных частот резонатора можно пренебречь, резонансные отклики будут наблюдаться на частотах модуляции

$$\Omega_{\text{res}} = \kappa \Delta\omega_m \pm \Delta\omega_{\text{inj}}, \quad \kappa = 0, 1, 2, \dots \tag{13}$$

Практический интерес в данном случае представляют первые два максимальных отклика. Частота первого резонанса, как и для одномодовых лазеров, определяется частотной отстройкой внешнего излучения. Частота второго резонанса на модуляционной характеристике зависит от межмодового интервала резонатора при заданной частотной отстройке. Таким образом, выбирая длины резонатора, можно добиться эффективной модуляции на двух частотах, соответствующих первым двум резонансным откликам на модуляционной характеристике. Так, при длине резонатора $L = 260$ мкм (рис.1,а) резонансные пики наблюдаются на частотах 60 и 90 ГГц, а при $L = 390$ мкм (рис.1,б) – на частотах 40 и 60 ГГц.

4. Увеличение полосы прямой модуляции

При одновременном увеличении мощности инжектируемого излучения и тока накачки, при котором сохраняется полоса синхронизации, глубина провалов модуляционных кривых между резонансными пиками уменьшается (рис.2). Так, с увеличением тока накачки с 20 до 50 мА ($I_{\text{th}} = 3.5$ мА) и при соответствующем увеличении мощности инжекции с 12 до 32 мВт эффективность модуляции в провалах изменилась с 0.06 Вт/А (–8 дБ) до 0.2 Вт/А (–2.4 дБ).

Как видно из рис.2, полоса прямой модуляции (диапазон частот, в котором эффективность модуляции снижается на 3 дБ по отношению к низкочастотному значению) ограничена первым провалом модуляционной характеристики. При дальнейшем увеличении тока накачки и мощности синхронизирующего излучения глубина провала уменьшается. Если глубина провала уменьшится до

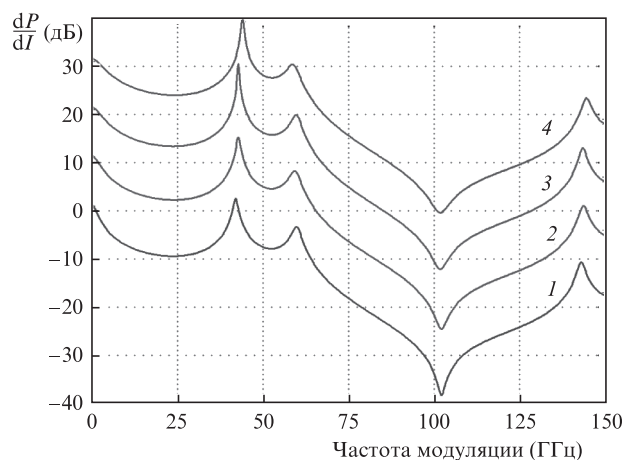


Рис.2. Поведение относительной эффективности модуляции лазера с $L = 390$ мкм при одновременном увеличении тока накачки и мощности инжекции: $I = 20$ мА и $P_{\text{inj}} = 12$ мВт (1), 30 мА и 19 мВт (2), 40 мА и 25 мВт (3), 50 мА и 32 мВт (4); $dP_0/dI \approx 0.35$ Вт/А, шаг смещения вверх кривых при разных отстройках 10 дБ.

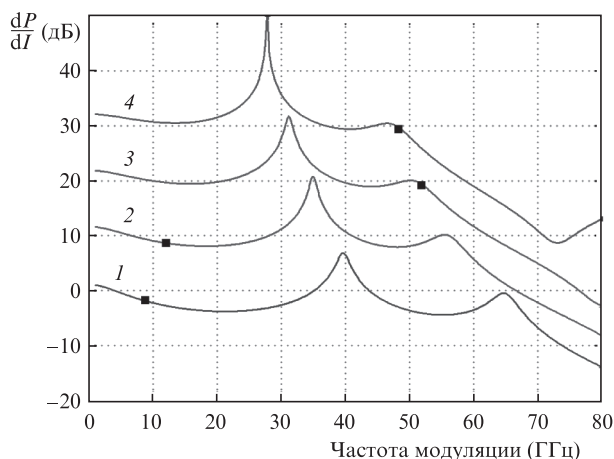


Рис.3. Поведение относительной эффективности модуляции лазеров с длинами резонаторов 390 (1), 450 (2), 500 (3), 550 мкм (4); квадратами показаны границы полосы прямой модуляции по уровню -3 дБ, $dP_0/dI \approx 0.34$ Вт/А, шаг смещения вверх кривых при разных отстройках 10 дБ.

уровня -3 дБ, полоса прямой модуляции значительно возрастет за счет присоединения резонансных областей (рис.3). Так как максимальный ток инжекции ограничен, провал перед первым резонансом можно также уменьшить за счет меньших частотных отстроек внешнего излучения. В этом случае первый резонанс смещается на модуляционной кривой влево, уменьшая провал, а второй резонанс, согласно (13), смещается вправо, увеличивая глубину провала между первыми двумя резонансами. В лазерах большей длины, т. е. с меньшим межмодовым интервалом, ширина провалов на модуляционной характеристике меньше, из-за чего добиться увеличения полосы прямой модуляции легче, чем в коротких резонаторах. На рис.3 представлены модуляционные характеристики четырех лазеров с различными длинами резонаторов. Ток накачки во всех случаях был одинаковым и равным 80 мА.

Величины частотной отстройки и мощности внешнего излучения выбирались из условия одновременного уменьшения первых двух провалов модуляционной характеристики. При длинах резонатора 390, 450, 500 и 550 мкм полосы прямой модуляции составили 9, 12, 52 и 48 ГГц соответственно. Дальнейшее увеличение длины резонатора не приведет к уширению полосы модуляции

сверх достигнутой из-за уменьшения величины межмодового интервала.

Следует отметить, что в выбранной модели не учитываются процессы переноса носителей в активной области и захвата в квантовые ямы [8]. Указанные процессы снижают эффективность модуляции на высоких частотах, но принципиально не влияют на предложенный способ увеличения полосы прямой модуляции.

5. Заключение

Проведено исследование многорезонансных модуляционных характеристик полупроводниковых лазеров с резонатором Фабри–Перо, работающих в условиях оптической синхронизации. На основе системы связанных укороченных уравнений разработана модель распределенного резонатора. Показано, что многорезонансный характер модуляционной характеристики таких лазеров определяется наличием эквивалентных и эквидистантных мод резонатора, а положение резонансов на частотной оси – величиной межмодового интервала резонатора и частотой отстройки задающего лазера. Так, для лазеров с длинами резонатора 250 – 500 мкм первые два максимальных отклика модуляционной характеристики находятся в диапазоне 40 – 90 ГГц.

Предложен способ увеличения полосы прямой модуляции путем оптимизации положения второго резонанса (т.е. выбором длины резонатора, тока накачки, мощности и частоты задающего лазера). Так, для лазера с длиной резонатора 500 мкм при токе накачки 80 мА и мощности инжектируемого сигнала 40 мВт рассчитанная полоса модуляции составила 50 ГГц.

1. Qi X.-Q., Liu J.-M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **17** (5), 1198 (2011).
2. Lau E.K., Zhao X., Sung H.-K., Parekh D., Chang-Hasnain C., Wu M.C. *Opt. Express*, **16** (9), 6609 (2008).
3. Lau E.K., Sung H.-K., Wu M.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44** (1), 90 (2008).
4. Zhao X., Parekh D., Lau E.K., Sung H.-K., Wu M.C., Hofmann W., Amann M.C., Chang-Hasnain C.J. *Opt. Express*, **15** (22), 14810 (2007).
5. Богатов А.П., Дракин А.Е., Дьячков Н.В. *Квантовая электроника*, **40** (9), 782 (2010).
6. Chang-Hasnain C.J., Zhao X. *Optical Fiber Telecommunications V A: Components and Subsystems* (San Diego: Acad. Press, 2008, p. 145).
7. Henry C.H., Olsson N.A., Dutta N.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (8), 1152 (1985).
8. Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Алешкин В.Я. *Квантовая электроника*, **43** (11), 999 (2013).