

06.2.07

Особенности двухчастотной генерации лазера с вертикальным внешним резонатором

© Ю.А. Морозов, М.Ю. Морозов, В.В. Попов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Саратовский филиал
E-mail: yuri.mor@rambler.ru

Поступило в Редакцию 17 ноября 2009 г.

Проведен анализ устойчивости стационарного состояния двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором. Показано, что для лазера с независимыми активными областями, содержащими квантовые ямы разной глубины, это состояние всегда устойчиво. Определены инкремент нарастания и частота колебаний малых отклонений от стационарного состояния при наличии связи между активными областями, являющейся следствием поглощения коротковолнового излучения в глубоких квантовых ямах. В области нарушения устойчивости стационарного состояния генерация излучения происходит в форме коротких импульсов с почти одновременным возбуждением оптических полей на обеих частотах.

В настоящее время полупроводниковые лазеры с внешним вертикальным резонатором (ЛВВР) уверенно занимают особую нишу среди других источников когерентного излучения [1]. Наряду с расширенными возможностями выбора длины волны генерации по сравнению с аналогами на основе редкоземельных элементов [2], ЛВВР обеспечивают излучение высокой мощности (до десятков ватт) в дифракционно-ограниченном пучке (фактор $M^2 \sim 1.05$). Кроме того, ЛВВР имеют большой и, на наш взгляд, неисчерпанный потенциал по осуществлению эффективного внутррезонаторного нелинейно-оптического преобразования частоты. Подобные лазеры с удвоением частоты уже прошли стадию коммерческого освоения, а на лабораторных образцах достигнута мощность второй гармоники порядка 15 W на длине волны 488 nm [3]. Возможности ЛВВР в плане нелинейной трансформации частоты в значительной степени возросли после создания двухчастотного образца этого прибора [4]. В этом лазере, излучающем одновременно два

коаксиальных гауссовых пучка на двух длинах волн ($\lambda_S \approx 980$ nm и $\lambda_L \approx 1040$ nm), возможно эффективное внутррезонаторное нелинейно-оптическое взаимодействие, сопровождающееся излучением комбинационных частот, в том числе суммарной и разностной. На наш взгляд, наиболее привлекательна перспектива применения двухчастотного ЛВВР для генерации разностной частоты, соответствующей среднему (или дальнему) участкам инфракрасного спектра. Несмотря на выдающиеся успехи квантово-каскадных лазеров, все еще остро стоит вопрос о создании удобных в использовании (без криогенного охлаждения) относительно простых и недорогих источников излучения в этих диапазонах.

В двухчастотном ЛВВР [4] наблюдаются как стационарный режим непрерывной генерации, так и режим возбуждения импульсных колебаний. Переход из одного режима в другой происходит при изменении мощности непрерывной оптической накачки лазера. При условии достаточного временного перекрытия колебаний интенсивности излучения с длинами волн λ_S и λ_L импульсный режим генерации может оказаться даже более эффективным с точки зрения нелинейного преобразования частоты. Поэтому изучение факторов, определяющих особенности генерации двухчастотного ЛВВР, представляет интерес и составляет предмет анализа в данной статье.

Система скоростных уравнений для одночастотного лазера, излучающего с торца (edge-emitting laser), помещенного во внешний резонатор с произвольным значением параметра связи $\chi = r_{ext}(1 - r_f^2)/r_f$, сформулирована, например, в [5]. (Здесь r_{ext} и r_f представляют соответственно коэффициент отражения выходного зеркала и внешней поверхности структуры). При малом значении величины $\chi \ll 1$ система динамических уравнений из [5] трансформируется в известные уравнения модели Ланга–Кобаяши [6]. Учитывая особенности, связанные с вертикальным расположением резонатора и наличием в активной области двухчастотного ЛВВР двух наборов неидентичных квантовых ям (КЯ) [7], запишем уравнения динамики этого лазера в виде

$$\begin{aligned} \dot{S}_i &= v_g \left[\sum_{j=1}^2 \Gamma_{ij} g_{ij} - \alpha_i + \frac{1}{2L_i} \ln \left(\frac{S_{i\tau}}{S_i} \right) \right] S_i, \\ \dot{N}_i &= \frac{J_i}{t_w} - \frac{N_i}{\tau_r} - \frac{v_g}{m_i t_w} \sum_{j=1}^2 \Gamma_{ji} g_{ji} L_j S_j; \end{aligned} \quad (1)$$

здесь динамические переменные и параметры с индексом $i = 1$ относятся к коротковолновому излучению, с индексом $i = 2$ — к длинноволновому; S_i — плотность фотонов, причем значения с индексом τ соответствуют моменту времени $t - \tau_{ext}$; Γ_{ij} , g_{ij} — коэффициент оптического ограничения и усиления i -го оптического поля в j -й квантовой яме; v_g — групповая скорость; L_i — длина внутреннего резонатора (subcavity) для соответствующего поля; N_i — плотность носителей в эквивалентных КЯ; τ_r и τ_{ext} — время жизни в КЯ и время обхода внешнего резонатора соответственно; J_i — плотность диффузионного потока носителей, образованных оптической накачкой, в яму с номером i ; t_w — ширина ямы; m_i — количество КЯ i -го сорта в соответствующей активной области; α_i — коэффициент потерь, обусловленный поглощением внутри структуры и излучением через зеркала.

При выводе системы уравнений (1) было сделано несколько упрощающих предположений. Прежде всего, мы полагали, что набор из m_i квантовых ям можно заменить одной для каждого набора эквивалентной КЯ так, чтобы при этом общий коэффициент усиления не изменился. Это можно сделать, приписывая эквивалентной КЯ коэффициент оптического ограничения, учитывающий наличие всех КЯ в данном наборе. Во-вторых, при условии, что на излучающую поверхность структуры наносится антиотражающее покрытие с коэффициентом отражения $r_f \approx 0$, а коэффициент отражения внешнего зеркала $r_{ext} \approx 1$, параметр связи $\chi \gg 1$. При этом, как показано в [7], в динамических уравнениях достаточно принимать во внимание лишь влияние излучения, однократно отразившегося от внешнего зеркала — член $S_{i\tau} = S_i(t - \tau_{ext})$ в уравнениях (1). Кроме того, мы пренебрегали насыщением усиления и вкладом спонтанного излучения в лазерные моды.

Активные области лазерной структуры становятся независимыми друг от друга, если перекрестные коэффициенты оптического ограничения равны нулю, т.е. $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 0$. Формально это проявляется в том, что система из четырех уравнений (1) распадается на две подсистемы по два уравнения, справедливые отдельно для $i = 1, 2$. Причем определяющую роль в связанности активных областей играет величина коэффициента Γ_{21} . Влияние Γ_{21} незначительно вследствие малости коэффициента усиления g_{21} длинноволнового поля в коротковолновой КЯ, поэтому в дальнейшем будем полагать $\Gamma_{21} = 0$.

Смена режимов генерации, упомянутая выше, происходит вследствие бифуркации, выражающейся в потере устойчивости стацио-

нарного состояния. Стационарное состояние непрерывной генерации $W_{st} = (S_{10}, N_{10}, S_{20}, N_{20})^T$ двухчастотного ЛВВР может быть получено в результате решения алгебраической системы уравнений, в которую трансформируется (1) при обращении всех производных по времени в нуль. Используя традиционные методы исследования устойчивости малых отклонений от стационарного состояния, получим характеристическое уравнение задачи $\det(\hat{M}) = 0$. Матрица \hat{M} имеет размерность 4×4 ; выражение для нее здесь не приводится вследствие некоторой громоздкости. Решения характеристического уравнения образуют четыре ветви на комплексной плоскости, а именно:

$$p_k^{1,3} = P_k^{(1)} \pm j\Omega_k^{(1)},$$

$$p_k^{2,4} = P_k^{(2)} \pm j\Omega_k^{(2)};$$

причем действительные части корней характеризуют декремент (инкремент), а мнимые — частоту изменения во времени малых отклонений от состояния равновесия системы (1). Критерием нарушения устойчивости стационарного состояния является наличие положительной действительной части у корней p_k . Зависимость максимальной величины действительной части корней характеристического уравнения от мощности накачки показана на рис. 1 для различных значений коэффициента оптического ограничения Γ_{12} . Расчеты проведены для следующих параметров лазера: $L_1 = L_2 = 10 \mu\text{m}$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = 0.0112$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 10 \text{ cm}^{-1}$, $\tau_{ext} = \tau_r = 2 \text{ ns}$, $\tau_w = 7 \text{ nm}$; количество КЯ в каждой активной области $m_1 = m_2 = 8$, коэффициент отражения выходного зеркала $r_{ext}^2 = 0.98$. Мы предполагали, что для генерации коротковолнового излучения используются КЯ $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$, длинноволнового — $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ в барьерах GaAs. Для расчета усредненной плотности потока носителей J_i в эффективную КЯ мы использовали подход, подробно изложенный в [8].

Из графиков следует, что в отсутствие связи между активными областями ($\Gamma_{12} = 0$) состояние стационарной генерации на каждой из длин волн $\lambda_{s,L}$ всегда устойчиво. Более того, при увеличении мощности накачки скорость затухания отклонений от стационарного состояния возрастает. При условии $\Gamma_{12} = 0$ рассматриваемый двухчастотный ЛВВР представляет, по существу, два независимых лазера, размещенных в общем внешнем резонаторе. Вывод об устойчивости данной системы в широкой области изменения параметров подтверждается как аналитическими исследованиями, результаты которых здесь

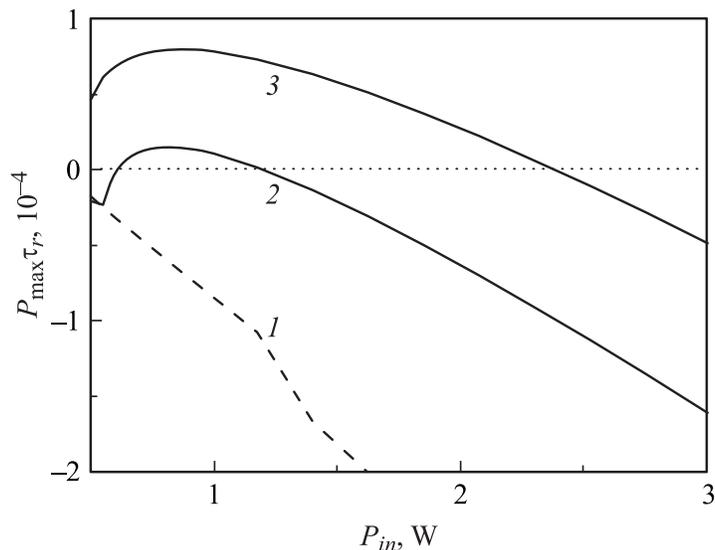


Рис. 1. Зависимость максимального значения действительной части корней характеристического уравнения от мощности накачки: 1 — $\Gamma_{12} = 0$, 2 — $\Gamma_{12} = \Gamma_{11}/15$, 3 — $\Gamma_{12} = \Gamma_{11}/10$.

не приводятся, так и экспериментальными наблюдениями обычных одночастотных ЛВВР [1]. При некотором значении величины $\Gamma_{12} \neq 0$ на анализируемых зависимостях появляется участок, где стационарное состояние теряет устойчивость. Основной причиной этой неустойчивости является поглощение коротковолнового излучения в глубоких квантовых ямах. В результате численного моделирования с использованием системы уравнений (1) установлено, что в области нарушения устойчивости лазер демонстрирует генерацию коротких (порядка 20–50 ps) импульсов, амплитуда которых медленно (на масштабе единиц-десятков микросекунд) изменяется. Время развития неустойчивости приблизительно соответствует инкременту, определенному из рис. 1. Длинноволновое излучение формируется по отношению к коротковолновому с задержкой, величина которой не превышает длительности импульсов. Эти результаты, в целом, подтверждаются экспериментальными наблюдениями [4].

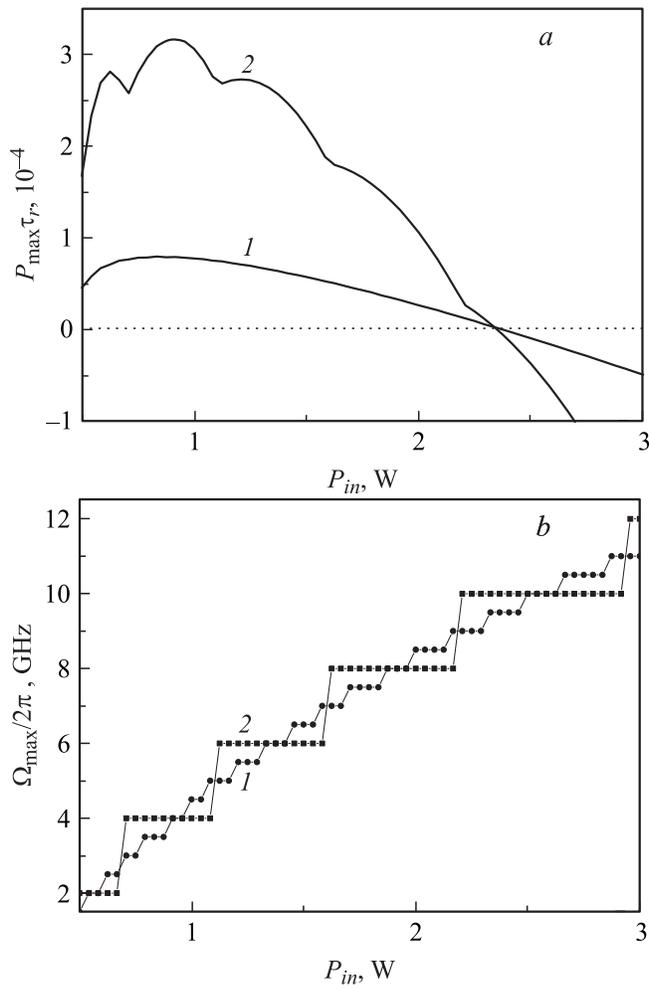


Рис. 2. Влияние времени обхода внешнего резонатора τ_{ext} на величину зависимости максимальной действительной части корней характеристического уравнения (a) и соответствующей частоты (b) от интенсивности накачки при фиксированном значении $\Gamma_{12} = 0.1 \Gamma_{11}$: 1 — 2 ns, 2 — 0.5 ns.

На рис. 2, *a* продемонстрировано влияние величины задержки в цепи обратной связи на устойчивость стационарного состояния, а на рис. 2, *b* — поведение частоты Ω_{\max} , отвечающей корню с максимальной действительной частью, при изменении мощности накачки. Как следует из графиков и дополнительного анализа, неустойчивость развивается быстрее в более коротком внешнем резонаторе: величина P_{\max} пропорциональна отношению времен обхода излучением полупроводниковой структуры и внешнего резонатора. На кривой 2, представленной на рис. 2, *a*, заметны колебания анализируемой величины вблизи среднего положения, причем значения в минимумах приблизительно соответствуют переходу частоты Ω_{\max} с одного из возможных значений $2\pi k/\tau_{ext}$ на соседнее (ср. с рис. 2, *b*). Эта особенность проявляется сильнее при меньшем значении времени задержки τ_{ext} .

Таким образом, в результате численного моделирования подтверждено, что в двухчастотном ЛВВР [4] могут существовать области параметров, в которых при вариации мощности накачки стационарный режим генерации сменяется режимом излучения коротких импульсов. Колебания оптических полей на обеих длинах волн в импульсном режиме возбуждаются почти одновременно, что при высокой мощности излучения и полном пространственном перекрытии коаксиальных гауссовых пучков должно обеспечить эффективную внутррезонаторную генерацию разностной частоты в таком лазере.

Данная работа была поддержана средствами гранта РФФИ № 08-02-90007-Бел-а.

Список литературы

- [1] *Tropper A.C., Foreman H.D., Carnache A., Wilcox K.G., Hoogland S.H.* // J. Phys. D. 2004. V. 37. P. R75.
- [2] *Innerhofer E., Sudmeyer T., Brunner F., Haring R., Aschwanden A., Paschotta R., Honninger C., Kumkar M., Keller U.* // Optics Lett. 2003. V. 28. P. 367.
- [3] *Chilla J., Butterworth S., Zeitschel A., Charles J., Caprara A., Reed M., Spinelli L.* // 2004 Photonics West. Proc. SPIE. 2004. V. 5332. P. 143.
- [4] *Leinonen T., Morozov Yu.A., Härkönen A., Pessa M.* // IEEE Phot. Techn. Lett. 2005. V. 17. P. 2508.
- [5] *Park J.-D., Seo D.-S., McInerney J.* // IEEE Journ. Quant. Electr. 1990. V. 26. P. 1353.

- [6] *Lang R., Kobayashi K.* // IEEE Journ. Quant. Electr. 1980. V. 16. P. 347.
- [7] *Morozov Yu.A., Leinonen T., Härkönen A., Pessa M.* // IEEE J. Quantum Electron. 2006. V. 42. P. 1055.
- [8] *Морозов М.Ю., Морозов Ю.А., Попов В.В.* // ФТП. 2009. Т. 43. С. 399.
[*Морозов М.Ю., Morozov Yu.A., Popov V.V.* // Semiconductors. 2009. V. 43. P. 382.]