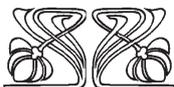
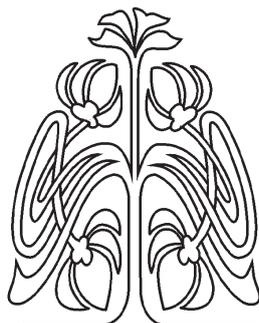
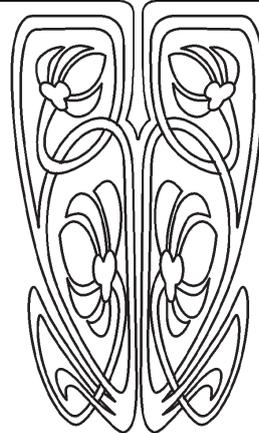




ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ



УДК 535.14:535.530:537.86

Генератор разностной частоты и оптический параметрический генератор с внутрирезонаторной накачкой полупроводниковым дисковым лазером: сопоставительный анализ в модели с запаздыванием

Ю. А. Морозов, М. И. Балакин, Л. А. Кочкуров, М. Ю. Морозов

Морозов Юрий Александрович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, yuri.mor@rambler.ru

Балакин Максим Игоревич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Радиоэлектроника и телекоммуникации», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., balakinmaxim@gmail.com

Кочкуров Леонид Алексеевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Радиоэлектроника и телекоммуникации», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., lkochkurov@gmail.com

Морозов Михаил Юрьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, mikkyt@mail.ru

В модели динамической системы с запаздыванием проведено исследование устойчивости состояния равновесия и переходной динамики двух генераторов оптического излучения, основанных на нелинейно-оптическом взаимодействии: генератора разностной частоты (ВГРЧ) и внутрирезонаторного оптического параметрического генератора (ВОПГ) с внутрирезонаторной накачкой полупроводниковым дисковым лазером. Показано, что существует область параметров ВОПГ, где его непрерывное излучение является неустойчивым, в то время как стационарный режим излучения ВГРЧ является устойчивым во всей исследуемой области параметров.

Ключевые слова: генератор разностной частоты, оптический параметрический генератор, полупроводниковый дисковый лазер, динамическая система с запаздыванием.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-1-34-42>

Введение

Линии поглощения большинства веществ в газообразном состоянии находятся в среднем инфракрасном диапазоне и могут изучаться с использованием методов спектроскопии. В [1] дается современный взгляд на источники излучения данного диапазона, включая рассмотрение возможности применения в спектроскопии квантово-каскадных лазеров (ККЛ). В соответствии с классификаци-



ей, приведенной в [1], лазерные источники могут быть разделены на два класса: приборы, основанные на непосредственном излучении света из активной лазерной среды (источники А-класса), и приборы, базирующиеся на излучении света в результате нелинейно-оптического взаимодействия (источники В-класса). Среди приборов А-класса наибольшую популярность и развитие в последнее время получили ККЛ – лазеры, принцип действия которых основан на внутризонных переходах при однополярной инжекции носителей (электронов). Однако плохое качество пучка излучения и чрезвычайно сложное устройство активной области ККЛ, являясь неотъемлемыми свойствами этого типа лазеров, ограничивают возможности их прикладного использования. В то же время лазеры В-класса, такие как генераторы разностной частоты (ГРЧ) и оптические параметрические генераторы (ОПГ), почти идеально удовлетворяют потребностям спектроскопии высокого разрешения [1]. Они способны генерировать излучение в виде фундаментальных гауссовых пучков с узким частотным спектром в сочетании с возможностью перестройки длины волны излучения в широком диапазоне.

Как известно, интенсивность внутррезонаторного оптического поля, являющегося модой этого резонатора, может значительно (на несколько порядков величины) возрасти по сравнению с интенсивностью этого поля, рассматриваемого вне резонатора. Это обусловлено тем, что лишь малая часть энергии поля, колеблющейся в резонаторе, выходит наружу через сильно отражающее зеркало. Поэтому следует ожидать наиболее эффективного нелинейно-оптического взаимодействия от внутррезонаторной конфигурации прибора, т.е. при расположении нелинейного кристалла внутри резонатора. Действительно, за последние годы были продемонстрированы эффективные ГРЧ и ОПГ, основанные на принципе внутррезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия [2–5].

Упомянутые выше ОПГ были выполнены как однорезонаторные ВОПГ с накачкой титансапфировым лазером [2], а позднее – лазером с вертикальным внешним резонатором, который также часто называют полупроводниковым дисковым лазером (ПДЛ) [3]. В этом устройстве длина волны накачки λ_p (т.е. лазерного излучения) и сигнальная длина волны λ_s ВОПГ значительно отличались друг от друга ($\lambda_p = 1.05$ мкм, а $\lambda_s = 1.6$ мкм). Это позволило пространственно

разделить резонаторы излучения накачки и сигнала с помощью дихроичного делителя пучков (beamsplitter). Для более близких значений λ_p и λ_s , т.е. для более длинноволнового излучения на разностной частоте, изготовление дихроичного делителя (а с ним и всего прибора) становится проблематичным.

Недавно нами была предложена концепция ВОПГ с накачкой ПДЛ, в котором излучения накачки и сигнала имеют один общий резонатор [6]. При этом необходимость в дихроичном делителе отпадает, а вся конструкция становится более компактной и удобной в использовании.

Что касается внутррезонаторных ГРЧ (ВГРЧ) [4, 5] – они были построены на основе так называемых двухцветных ПДЛ, т.е. ПДЛ, излучающих одновременно на двух спектральных линиях. Двухцветное излучение ПДЛ было продемонстрировано с использованием двух лазерных чипов, усиливающих на двух частотах [5, 7], или с использованием двух соседних полос пропускания внутррезонаторного эталона Фабри – Перо [4, 8]. Заметим, что двухчастотная лазерная генерация в ПДЛ с одним активным зеркалом (чипом) была впервые предложена и реализована в работе [9]. Активное зеркало лазера содержало квантовые ямы (КЯ) различной глубины (молярного состава), усиливающие на двух спектральных линиях с большим разделением по длине волны. По нашему мнению, наиболее простая и компактная конфигурация ВГРЧ с использованием двухчастотного ПДЛ [9] может быть заимствована от ВОПГ [6]. При этом главное структурное отличие схемы ВГРЧ от ВОПГ будет заключаться в устройстве активного зеркала, а именно: активное зеркало ВОПГ содержит, подобно обычному ПДЛ, лишь одинаковые КЯ, тогда как для ВГРЧ эти ямы неидентичные.

1. Схема и математическая модель

Как уже было сказано, оба генератора могут быть схематически представлены в виде, изображенном на рис. 1 (см. также [6, 10]). В схеме имеется внутренний резонатор, образованный между двухполосным брэгговским зеркалом (ДБЗ, в англоязычной транскрипции – double-band mirror (DBM)) и отражающей гранью структуры, обращенной во внешний резонатор. Объем внутреннего резонатора заполнен активной средой, состоящей из квантовых ям (КЯ), разделенных барьерами. Поэтому внутренний резонатор мы называем также активным зер-



калом. Для обеспечения необходимой полосы отражения брэгговское зеркало выполнено в виде двухполосного [11]. Внешний (основной) резонатор образован между ДБЗ, с одной стороны, и выходным сферическим зеркалом – с другой. В данном генераторе обеспечивается одновременная генерация коротковолнового (с длиной волны 1.98 мкм) и длинноволнового (2.25 мкм) полей (в терминологии параметрического взаимодействия эти поля принято называть излучением накачки и сигнала). Внешний резонатор является общим для полей накачки и сигнала. Для обеспечения нелинейно-оптического взаимодействия, сопровождающегося генерацией излучения на разностной частоте (холостого излучения), вблизи активного зер-

кала (т. е. в области, где плотность оптических полей накачки и сигнала наиболее высока) размещен нелинейный кристалл GaAs с квазисинхронизмом. Квазисинхронизм в изотропном кристалле GaAs реализуется с помощью периодического инвертирования нелинейной поляризации кристалла в результате скачкообразного изменения ориентации кристаллической решетки. Этот метод, наряду с методом истинного фазового синхронизма (или просто синхронизма), основанного на анизотропии показателя преломления некоторых кристаллов, широко используется в последнее время [12]. Холостое излучение с длиной волны 16.5 мкм не является резонансным, т.е. может свободно выходить через внешнее зеркало.

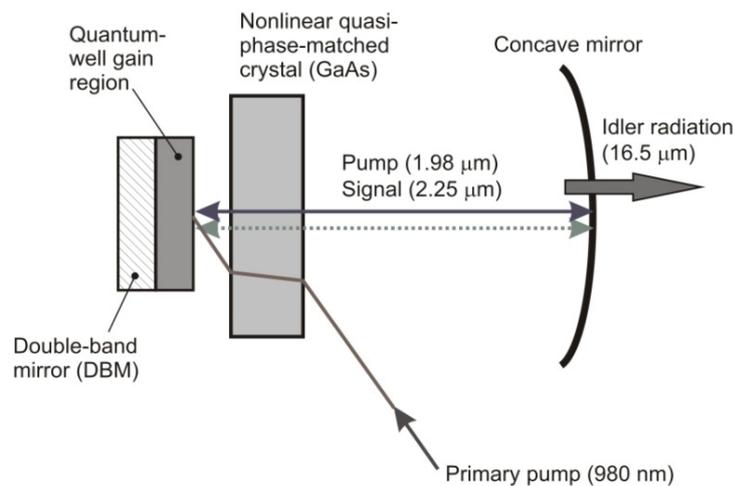


Рис. 1. Устройство ВГРЧ и ВОПГ (схематически)

Fig. 1. Schematic setup for the ICDFG (intracavity difference-frequency generator) and the ICSRO (intracavity singly-resonant parametric oscillator)

Активные зеркала обоих генераторов отличаются друг от друга существенным образом. Поясним это отличие на примере рассмотрения энергетических (зонных) диаграмм (рис. 2). Во-первых, активное зеркало ВГРЧ (рис. 2, а) включает, по крайней мере, два кластера (набора) КЯ различного молярного состава (мелкие $\text{Ga}_{0.74}\text{In}_{0.26}\text{Sb}$ и глубокие $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{As}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}$), предназначенных для генерации излучения накачки и сигнала. Инверсия носителей в КЯ создается вследствие поглощения излучения оптической накачки (первичной накачки) в барьерных слоях, разделяющих КЯ. Во избежание конкуренции за носители КЯ, принадлежащих разным активным областям, эти области отделены друг от друга широкозонным блокинг-слоем

($\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}_{0.068}\text{Sb}_{0.932}$), препятствующим транспорту носителей между ними. Еще одной отличительной особенностью по сравнению с устройством активной области ВОПГ (рис. 2, б) является расположение КЯ относительно пространственной структуры оптических полей. Именно длинноволновые КЯ располагаются в узлах поля коротковолнового излучения. При этом связь оптических полей вследствие возможного поглощения этого излучения является минимальной. Но каждый из наборов КЯ располагается в пучностях «своего» поля для обеспечения максимально возможного усиления. Как видно из рис. 2, б, устройство активного зеркала ВОПГ практически не отличается от активного зеркала обычного полупроводникового дискового лазера.

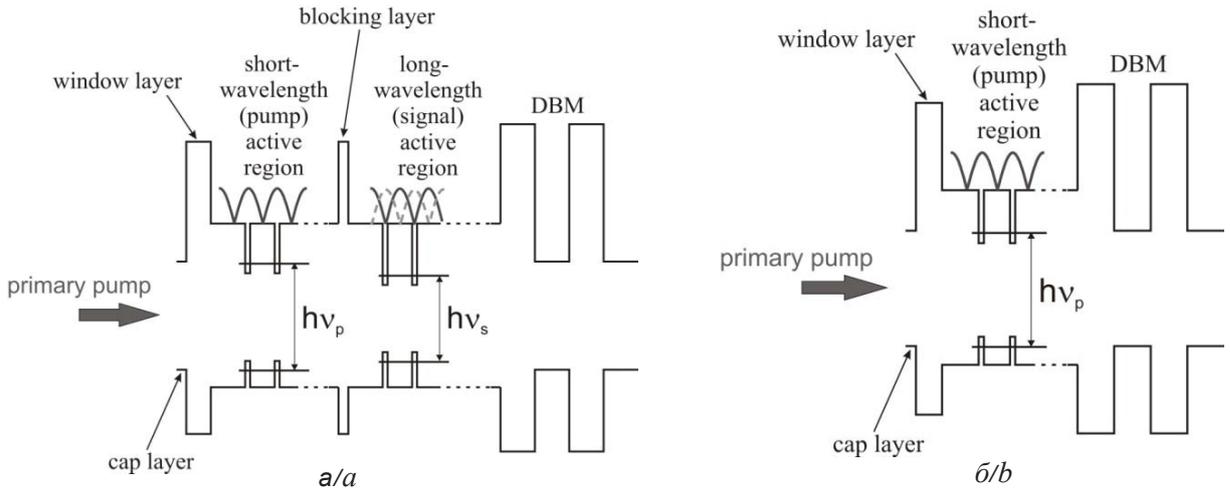


Рис. 2. Энергетическая диаграмма активного зеркала ВГРЧ (а) и ВОПГ (б)
 Fig. 2. Band diagram of the gain mirror for the ICDFG (a) and the ICSRO (b)

Для построения математической модели рассмотрим отражения в структуре приборов (рис. 3) [13–16].

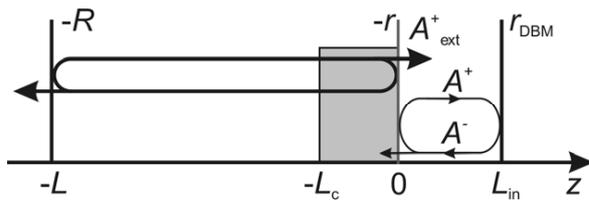


Рис. 3. Отражения в структуре генераторов
 Fig. 3. Schematic view of reflections in the devices

Здесь r и R – модули коэффициента отражения активного и выходного зеркала соответственно, r_{DBM} – коэффициент отражения ДБЗ. Нелинейный кристалл длиной L_c , находящийся вблизи активного зеркала, показан на схеме в виде заштрихованной области. Как уже упоминалось, мы рассматриваем поля внутри активного зеркала, а влияние внешнего резонатора учитывается с помощью многократных отражений поля, комплексная амплитуда которого имеет внутри активного зеркала значение A_{ext}^+ . Тогда величина эффективного коэффициента отражения внешней поверхности активного зеркала может быть записана как

$$r_{ef} = \frac{A^+ + A_{ext}^+}{A^-}, \quad (1)$$

где знаки $+/-$ относятся к волнам, распространяющимся в положительном/отрицательном направлении оси z . При выполнении суммирования отражений во внешнем резонаторе можно получить:

$$r_{ef} = r \left[1 - \chi \sum_{m=1}^{\infty} (R_{ef} r)^{m-1} \frac{A^+(t - m\tau)}{A^+(t)} e^{-j\omega m\tau} \right]. \quad (2)$$

Здесь $\chi = R_{ef}(1 - r^2) / r$, ω – угловая частота соответствующего поля, τ – время кругового обхода внешнего резонатора, $A^+(t - m\tau)$ – реплика комплексной амплитуды поля $A^+(t)$, задержанная на время, равное m обходам. В двух предельных случаях, а именно, когда (i) $\chi \ll 1$ вследствие $R_{ef} \ll 1$ и когда (ii) $\chi \gg 1$ вследствие $r \ll 1$ (антиотражающее покрытие на активном зеркале), можно ограничиться учетом лишь однократного обхода по внешнему резонатору. В первом случае реализуется модель Ланга–Кобаяши [17] слабой связи с внешним пространством, а во втором – наша модель, когда связь с внешним резонатором сильная.

В формуле (2) величина R_{ef} учитывает как вклад отражения от внешнего зеркала, так и влияние нелинейно-оптического взаимодействия в нелинейном кристалле

$$R_{ef1} = R [1 - \mu(f_2 + f_{2\tau})]^{1/2} \quad (3)$$

для излучения накачки и

$$R_{ef2} = R [1 + \mu(f_1 + f_{1\tau})]^{1/2} \quad (4)$$

для сигнального излучения. Здесь f_i соответствует одностороннему потоку фотонов поля накачки ($i = 1$) и сигнального излучения ($i = 2$), величина с индексом τ здесь и далее относится к моменту времени, задержанному на величину τ , т.е. $f_{i\tau} = f_i(t - \tau)$. Мы полагаем, что поля накачки и сигнала представлены гауссовыми пучками с радиусами w_1 и w_2 ; при этом оказывается, что $\mu = 2\gamma / [\pi(w_1^2 + w_2^2)]$,



где

$$\gamma = \frac{32Z_0}{n_1 n_2 n_3} d_{14}^2 \left(\frac{L_c^2}{\lambda_1 \lambda_2} \right) \hbar \omega_3. \quad (5)$$

Здесь $Z_0 = 120\pi$ – импеданс свободного пространства, $n_{1,2,3}$ – показатели преломления нелинейного кристалла GaAs для соответствующих длин волн, d_{14} – элемент тензора нелинейной восприимчивости, $\lambda_{1,2}$ – длины волн накачки и сигнального излучения, $\hbar \omega_3$ – энергия фотона холостого излучения.

Применяя подход, сформулированный в [16] с учетом вышеприведенных уравнений, получим следующую систему динамических уравнений с запаздыванием для анализируемого ВГРЧ:

$$\begin{aligned} \dot{s}_1 &= \eta \left[(G_1 - 1) + \frac{1}{T} \left(\frac{s_{1r}}{s_1} - 1 \right) - \frac{\delta}{T} (s_2 + s_{2r}) \right] s_1, \\ \dot{s}_2 &= \eta \left[(G_2 - 1) + \frac{1}{T} \left(\frac{s_{2r}}{s_2} - 1 \right) + \frac{\delta}{T} (s_1 + s_{1r}) \right] s_2, \\ \dot{v}_1 &= \sigma_1 - v_1 - G_1 s_1, \\ \dot{v}_2 &= \sigma_2 - v_2 - G_2 s_2. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь числа фотонов s_i и носителей v_i нормированы на s_{i0} и v_{i0} соответственно, причем $s_{i0} = v_{i0} / \eta$, где $\eta = \tau_r / \tau_{ph}$, τ_r и $\tau_{ph} = (v_g \alpha_s)^{-1}$ – время жизни носителей и фотонов во внутреннем резонаторе, v_{i0} – пороговое значение числа носителей в i -той активной области, $T = 2\alpha_s L_{in}$ – потери на обходе резонатора, $\alpha_s = \alpha_m - (L_{in})^{-1} \ln[r_{DBM}(1 - r^2)R]$ – коэффициент потерь во внутреннем резонаторе. Коэффициент усиления G_i рассчитывался в соответствии с [18, 19] в виде $G_i = 1 + G_{i0} \ln v_i$, где $G_{i0} = 4m_i G_{QW} / T$ и m_i представляет количество КЯ в i -той активной области, G_{QW} – фактор усиления в расчете на одну КЯ (мы полагаем его одинаковым для КЯ различного молярного состава). Пороговое значение числа носителей можно определить в виде $v_{i0} = m_i \pi w_{pp}^2 N_t \exp(1 / G_{i0})$, где w_{pp} – радиус первичной накачки, N_t – поверхностная плотность носителей при просветлении. Фактор нелинейного взаимодействия определяется как $\delta_i = \mu \alpha_{i0} / \tau_{in}$, где $\tau_{in} = 2L_{in} / v_g$ – время кругового обхода внутреннего резонатора. Мощность первичной накачки, нормализованная на пороговое значение, обозначается как $\sigma_i = P / P_{i0}$. Точки над переменными в левых частях уравнений (6) означают дифференцирование по нормированному времени t / τ_r .

Система дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом для ВОПГ вы-

глядит аналогично системе (6) с очевидными изменениями, обусловленными изменениями в структуре активного зеркала, а именно: в системе уравнений для ВОПГ отсутствует член G_2 , а также отсутствует уравнение для v_2 .

2. Результаты численного моделирования

Линейная устойчивость (т.е. устойчивость относительно малых возмущений) стационарного состояния (или, иначе, состояния равновесия динамической системы) исследовалась с помощью пакета программ DDEBIFTOOL [20]. Характеристическое уравнение для обеих динамических систем (ВГРЧ и ВОПГ) имеет бесконечное количество корней, большинство из которых можно сгруппировать в два набора, состоящих их комплексно-сопряженных пар:

$$\begin{aligned} \lambda_n^{(1,3)} &= \text{Re}(\lambda_n^{(1)}) \pm j \text{Im}(\lambda_n^{(1)}), \\ \lambda_n^{(2,4)} &= \text{Re}(\lambda_n^{(2)}) \pm j \text{Im}(\lambda_n^{(2)}). \end{aligned} \quad (7)$$

Кроме того, имеется счетное количество чисто действительных корней, однако их значения намного меньше по величине, чем действительные части корней из наборов (7). Поэтому для определения устойчивости эти действительные корни не имеют существенного значения. Мнимые части корней (7), которые, как известно, определяют частоту колебаний малых отклонений от состояния равновесия, находятся в приблизительно кратном отношении с межмодовой частотой биений, т.е. $\text{Im}(\lambda_n^{(1,2)}) \approx 2\pi n / \tau$. Последнее соотношение соответствует выводам общей теории динамических систем с длительным запаздыванием [21].

Проведенными расчетами установлено, что в широкой области практически интересных значений параметров ВГРЧ и накачки действительные части корней (7) остаются отрицательными. Иными словами, стационарное положение динамической системы (6) является устойчивым. Это положение практически важно для возможных применений ВГРЧ в системах спектроскопии высокого разрешения.

Для ВОПГ ситуация сложнее. На плоскости параметров $(\sigma / \sigma_{OPO}, \tau)$ имеется область, где устойчивость равновесного состояния ВОПГ нарушается (т.е. среди корней уравнений (7) появляются корни с положительными значениями действительных частей; $\sigma_{OPO} = 11.03$ – величина первичной накачки для порогового значения параметрической генерации). На рис. 4 в виде затемнения показана область параметров, где



устойчивость стационарного состояния генерации нарушается. Линия, разграничивающая области на рис. 4, соответствует бифуркации Хопфа, где устойчивая точка сменяется в фазовом пространстве предельным циклом, т.е. непрерывная генерация сменяется генерацией с периодическим изменением амплитуды.

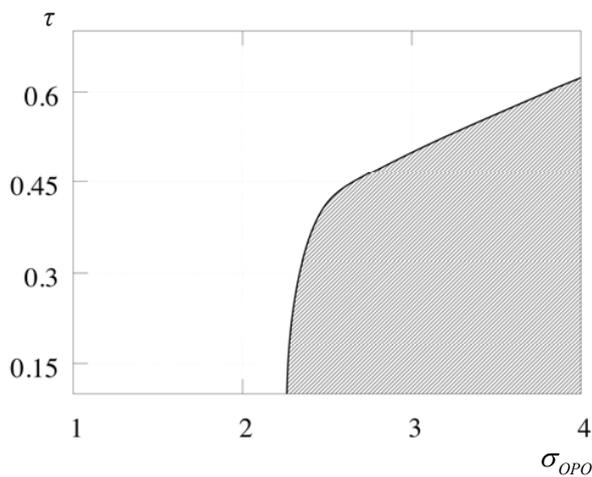


Рис. 4. Карта динамических режимов ВОПГ. Величина запаздывания нормирована на время жизни носителей τ_r .
Fig. 4. Map of dynamical regimes for the ICSRO. Time delay is normalized to the carrier lifetime τ_r .

Вдали от границы затемненной области наблюдается сложная динамика (рис. 5, б) – квазипериодические или слабохаотические колебания. Для конкретизации типа движений динамической системы внутри заштрихованной области параметров требуется дополнительное исследование.

На рис. 5 изображена динамика переходного процесса ВГРЧ (а) и ВОПГ (б). Линиями 1 и 2 показаны графики для излучения накачки и сигнала соответственно. При расчетах мы полагали, что мощность первичной накачки включается скачком в момент времени $t = 0$. Из графиков видно, что для развития интенсивности излучения до заметных значений необходимо порядка нескольких десятков времен жизни носителей, что соответствует величине того же порядка, если измерять ее в единицах времени жизни фотонов во внешнем резонаторе (для генераторов с рассматриваемыми параметрами это время жизни составляет $\tau_{PH} \approx 2L / (cT) = 4\tau_r$). Из рис. 5, а также следует, что установление колебаний к стационарному значению происходит в виде релаксационных колебаний, которые яв-

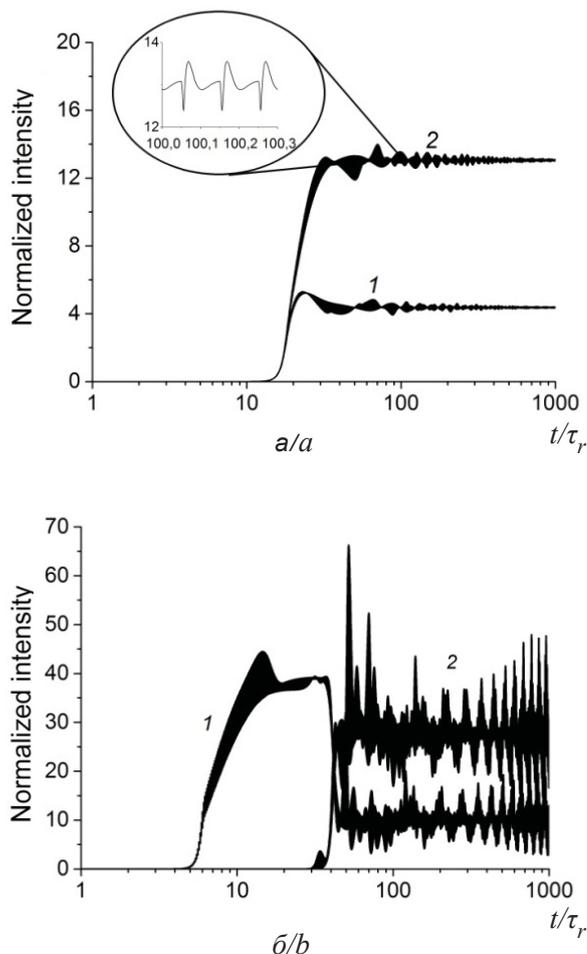


Рис. 5. Динамика излучения накачки (1) и сигнала (2) в переходном режиме ВГРЧ (а) и ВОПГ (б). Для ВОПГ параметры выбраны в области неустойчивости стационарного состояния генерации

Fig. 5. Transient dynamics of the pump (1) and signal (2) for the ICDFG (a) and ICSRO (b). The ICSRO's parameters correspond to the region of unstable steady state emission

ляются слабозатухающими (характерное время затухания порядка $1000 \tau_r$).

Форма этих колебаний сложная – на вставке к рис. 5, а показан выделенный участок динамического поведения с периодом колебаний, приблизительно равным времени обхода $\tau = 0.1\tau_r$. В целом установление равновесного состояния происходит в результате затухающего процесса, который характеризуется многомасштабностью времен (имеются быстрые осцилляции с временем порядка времени обхода по резонатору при медленном изменении размаха этих осцилляций).

Стационарное состояние (состояние равновесия) генерации ВОПГ является неустойчивым при выбранных параметрах первичной накачки



$\sigma = 3.62\sigma_{\text{оро}} = 40$ и длины резонатора $\tau = 0.1\tau_r$ (см. рис. 4). Колебания интенсивности также характеризуются многомасштабностью – почти периодическим изменением на масштабе времени, соответствующем времени обхода внешнего резонатора (не показано на рис. 5, б) и медленным (на масштабе $1000\tau_r$) нерегулярным изменением интенсивности.

Анализируя рис. 5, можно прийти к заключению, что стационарное состояние излучения ВГРЧ является более устойчивым по отношению к ВОПГ и его использование в системах спектроскопии предпочтительно.

Заключение

Построена модель ВГРЧ и ВОПГ в виде динамической системы с запаздыванием и сформулирована соответствующая система скоростных дифференциальных уравнений. Выполнены расчеты стационарного состояния (состояния равновесия динамической системы), его устойчивости относительно малых возмущений и динамики излучения в переходном режиме при включении излучения первичной накачки.

Показано, что характеристическое уравнение обоих генераторов имеет бесконечное множество корней, большинство из которых могут быть сгруппированы в комплексно-сопряженные пары. Мнимые части корней, представляющие собой частоты колебаний малых отклонений от состояния равновесия, отделены друг от друга частотой межмодовых биений в резонаторе устройства. Действительные части корней, максимальная из которых определяет время установления равновесия, являются отрицательными для ВГРЧ в исследованной области параметров. Это практически важный вывод для предполагаемого применения ВГРЧ в устройствах спектроскопии.

Для ВОПГ имеются области параметров, где состояние непрерывной генерации является неустойчивым. Неустойчивость развивается на масштабе времени $1000\tau_r$. Классификация типа динамического поведения в области неустойчивости на настоящий момент невыяснена и требует дальнейшего исследования.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-08-00599а).

Список литературы

1. Tittel F. K., Richter D., Fried A. Mid-infrared laser applications in spectroscopy / ed. by I. T. Sorokina, K. L. Vodopyanov. Berlin ; Heidelberg : Springer-Verlag, 2003. P. 445–516.
2. Stothard D. J. M., Ebrahimzadeh M., Dunn M. H. Low-pump-threshold continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator // Optics Letters. 1998. Vol. 23. P. 1895–1897.
3. Stothard D. J. M., Hopkins J.-M., Burns D., Dunn M. H. Stable, continuous-wave, intracavity, optical parametric oscillator pumped by a semiconductor disk laser (VECSEL) // Optics Express. 2009. Vol. 17. P. 10648–10658.
4. Scheller M., Yarborough J. M., Moloney J. V., Fallahi M., Koch M., Koch S. W. Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source // Optics Express. 2010. Vol. 18. P. 27112–27117.
5. Lukowski M., Hassenius C., Bedford R., Fallahi M. Tunable type II intracavity difference frequency generation at $5.4\ \mu\text{m}$ in a two chip vertical external cavity surface emitting laser // Optics Letters. 2015. Vol. 40. P. 4174–4177.
6. Morozov Yu. A., Morozov M. Yu., Kozlovsky V. I., Okhotnikov O. G. Compact intracavity singly-resonant optical parametric oscillator pumped by GaSb-based vertical external cavity surface-emitting laser : Concept and the main operational characteristics // IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron. 2015. Vol. 21. P. 1603105 (5 p).
7. Hassenius C., Lukowski M., Fallahi M. High-power tunable two-wavelength generation in a two chip co-linear T-cavity vertical external-cavity surface-emitting laser // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 121110.
8. Fan L., Fallahi M., Hader J., Zakharian A. R., Moloney J. V., Stolz W., Koch S. W., Bedford R., Murray J. T. Linearly polarized dual-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 181124.
9. Leinonen T., Morozov Yu. A., Härkönen A., Pessa M. Vertical external-cavity surface-emitting laser for dual-wavelength generation // IEEE Phot. Techn. Lett. 2005. Vol. 17. P. 2508–2510.
10. Morozov Y. A. Multi-mode dynamics of optical oscillators based on intracavity nonlinear frequency down-conversion // Appl. Phys. B. 2018. Vol. 124. P. 12 (7 p).
11. Calvez S., Burns D., Dawson M. D. Optimization of an optically pumped $1.3\text{-}\mu\text{m}$ GaInNAs vertical-cavity surface-emitting laser // IEEE Phot. Techn. Lett. 2002. Vol. 14. P. 131–133.
12. Levi O., Pinquet T., Skauli T., Eyres L., Parameswaran K., Harris J., Fejer M., Kulp T., Bisson S., Gerard B., Lallier E., Becouarn L. Difference frequency generation of $8\text{-}\mu\text{m}$ radiation in orientation-patterned GaAs // Opt. Lett. 2002. Vol. 27. P. 2091–2093.
13. Park J.-D., Seo D.-S., McInerney J. Self-pulsations in strongly coupled asymmetric external cavity semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1990. Vol. 26. P. 1353–1362.



14. Hui R.-Q., Tao S.-P. Improved rate equations for external cavity semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1989. Vol. 25. P. 1580–1584.
15. Tartwijk G. H. M. van, Lenstra D. Semiconductor laser with optical injection and feedback // Quantum Semicond. Opt. 1995. Vol. 7. P. 87–143.
16. Morozov Yu. A., Leinonen T., Härkönen A., Pessa M. Simultaneous dual-wavelength emission from vertical external-cavity surface-emitting laser: A numerical modeling // IEEE J. Quantum Electron. 2006. Vol. 42. P. 1055–1061.
17. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. 16. P. 347–355.
18. Quantum-well lasers / ed. by P. S. Zory. San Diego: Acad. Press, 1983. 504 p.
19. Rattunde M., Schmitz J., Mermelstein C., Kiefer R., Wagner J. III-Sb-based type-I QW diode lasers / ed. by A. Krier. L.: Springer, 2006. P. 131–158 (Springer Series in Optical Sciences).
20. Engelborghs K., Luzyanina T., Samaey G. DDE-BIFTOOL v.2.00 user manual: a Matlab package for bifurcation analysis of delay differential equations: Rep.: TW 330 / Katholieke Universiteit Leuven. Leuven, Belgium, 2001.
21. Yanchuk S., Giacomelli G. Spatio-temporal phenomena in complex systems with time delays // J. Phys. A: Math. Theor. 2017. Vol. 50. P. 103001 (56 p).

Образец для цитирования:

Морозов Ю. А., Балакин М. И., Кочкуров Л. А., Морозов М. Ю. Генератор разностной частоты и оптический параметрический генератор с внутрирезонаторной накачкой полупроводниковым дисковым лазером: сопоставительный анализ в модели с запаздыванием // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 1. С. 34–42. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-1-34-42>

Difference-Frequency Generator and Optical Parametric Oscillator Pumped by a Semiconductor Disk Laser: Comparative Study with a Time Delay Model

Yu. A. Morozov, M. I. Balakin,
L. A. Kochkurov, M. Yu. Morozov

Yuri A. Morozov, <https://orcid.org/0000-0001-7365-4425>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zheleznaya Str., Saratov 410038, Russia, yuri.mor@rambler.ru

Maxim I. Balakin, <https://orcid.org/0000-0001-7476-8694>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya Str., Saratov 410054, Russia, maximbalakin@gmail.com

Leonid A. Kochkurov, <https://orcid.org/0000-0002-3360-8878>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya Str., Saratov 410054, Russia, lkochkurov@gmail.com

Mikhail Yu. Morozov, <https://orcid.org/0000-0002-4635-0044>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zheleznaya Str., Saratov 410038, Russia, mikkym@mail.ru

Background and Objectives: High-resolution spectroscopy is known to need sources of coherent radiation in the mid- and far-infrared spectral bands. Sources based on optical nonlinear interaction (a difference-frequency generator and an optical parametric oscillator) are known to be almost ideally suitable for an application. Intracavity realizations of the devices with a nonlinear crystal located in the cavity, can likely be made simple, compact and easy to use. Both a difference-frequency generator and an optical parametric oscillator may be thought of as a time delay dynamical system. The study of dynamical system stability and its transient dynamics that follows the primary pump turning on, is thus of importance. Such an analysis is among the main objectives of the manuscript. **Materials and Methods:** The mathematical model based on the differential rate equations with time delay has been proposed and numerically simulated. The linear stability

of the steady state operation has been studied using the DDEBIFTOOL package. The transient dynamics of the dynamical system is analyzed with the Fortran codes. **Results:** The steady state operation point of the ICSRO is stable in a limited area the parameters, while that of the ICDFG keeps the stability for all values of the device parameters. The steady state operation takes on the order of 1000 carrier lifetimes to be settled. **Conclusion:** The findings obtained are of importance and have to be taken into account as the ICSRO and ICDFG to be applied in the high-resolution spectroscopy.

Keywords: difference-frequency generator, optical parametric oscillator, semiconductor disk laser, time delay dynamic system.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project no. 18-08-00599A).

References

1. Tittel F. K., Richter D., Fried A. *Mid-infrared laser applications in spectroscopy*. Ed. by I. T. Sorokina, K. L. Vodopyanov. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 2003, pp. 445–516.
2. Stothard D. J. M., Ebrahimzadeh M., Dunn M. H. Low-pump-threshold continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator. *Optics Letters*, 1998, vol. 23, pp. 1895–1897.
3. Stothard D. J. M., Hopkins J.-M., Burns D., Dunn M. H. Stable, continuous-wave, intracavity, optical parametric oscillator pumped by a semiconductor disk laser (VECSEL). *Optics Express*, 2009, vol. 17, pp. 10648–10658.
4. Scheller M., Yarborough J. M., Moloney J. V., Fallahi M., Koch M., Koch S. W. Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source. *Optics Express*, 2010, vol. 18, pp. 27112–27117.
5. Lukowski M., Hessenius C., Bedford R., Fallahi M. Tunable type II intracavity difference frequency gen-



- eration at 5.4 μm in a two chip vertical external cavity surface emitting laser. *Optics Letters*, 2015, vol. 40, pp. 4174–4177.
6. Morozov Yu. A., Morozov M. Yu., Kozlovsky V. I., Okhotnikov O. G. Compact intracavity singly-resonant optical parametric oscillator pumped by GaSb-based vertical external cavity surface-emitting laser: Concept and the main operational characteristics. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron*, 2015, vol. 21, pp. 1603105 (5 p).
 7. Hessenius C., Lukowski M., Fallahi M. High-power tunable two-wavelength generation in a two chip co-linear T-cavity vertical external-cavity surface-emitting laser. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, vol. 101, pp. 121110.
 8. Fan L., Fallahi M., Hader J., Zakharian A. R., Moloney J. V., Stolz W., Koch S. W., Bedford R., Murray J. T. Linearly polarized dual-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, vol. 90, pp. 181124.
 9. Leinonen T., Morozov Yu. A., Härkönen A., Pessa M. Vertical external-cavity surface-emitting laser for dual-wavelength generation. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 2005, vol. 17, pp. 2508–2510.
 10. Morozov Y. A. Multi-mode dynamics of optical oscillators based on intracavity nonlinear frequency down-conversion. *Appl. Phys. B*, 2018, vol. 124, pp. 12 (7 p).
 11. Calvez S., Burns D., Dawson M. D. Optimization of an optically pumped 1.3- μm GaInNAs vertical-cavity surface-emitting laser. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 2002, vol. 14, pp. 131–133.
 12. Levi O., Pinquet T., Skauli T., Eyres L., Parameswaran K., Harris J., Fejer M., Kulp T., Bisson S., Gerard B., Lallier E., Becouarn L. Difference frequency generation of 8- μm radiation in orientation-patterned GaAs. *Opt. Lett.*, 2002, vol. 27, pp. 2091–2093.
 13. Park J.-D., Seo D.-S., McInerney J. Self-pulsations in strongly coupled asymmetric external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron*, 1990, vol. 26, pp. 1353–1362.
 14. Hui R.-Q., Tao S.-P. Improved rate equations for external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron*, 1989, vol. 25, pp. 1580–1584.
 15. Tartwijk G. H. M. van, Lenstra D. Semiconductor laser with optical injection and feedback. *Quantum Semiclass. Opt.*, 1995, vol. 7, pp. 87–143.
 16. Morozov Yu. A., Leinonen T., Härkönen A., Pessa M. Simultaneous dual-wavelength emission from vertical external-cavity surface-emitting laser: A numerical modeling. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2006, vol. 42, pp. 1055–1061.
 17. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1980, vol. 16, pp. 347–355.
 18. *Quantum-well lasers*. Ed. by P. S. Zory. San Diego, Acad. Press, 1983. 504 p.
 19. Rattunde M., Schmitz J., Mermelstein C., Kiefer R., Wagner J. *III-Sb-based type-I QW diode lasers*. Ed. by A. Krier. London, Springer, 2006, pp. 131–158 (Springer Series in Optical Sciences).
 20. Engelborghs K., Luzyanina T., Samaey G. *DDE-BIFTOOL v.2.00 user manual: a Matlab package for bifurcation analysis of delay differential equations*: Rep.: TW 330. Katholieke Universiteit Leuven. Leuven, Belgium, 2001.
 21. Yanchuk S., Giacomelli G. Spatio-temporal phenomena in complex systems with time delays. *J. Phys. A: Math. Theor.*, 2017, vol. 50, pp. 103001 (56 p).

Cite this article as:

Morozov Yu. A., Balakin M. I., Kochkurov L. A., Morozov M. Yu. Difference-Frequency Generator and Optical Parametric Oscillator Pumped by a Semiconductor Disk Laser: Comparative Study with a Time Delay Model. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 1, pp. 34–42 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-1-34-42>