

# Резонансная модель регулярных режимов излучения лазеров на полупроводниковых квантоворазмерных структурах

Е.В. Тимощенко <sup>а</sup>, В.А. Юревич <sup>б</sup>

<sup>а</sup> МГУ имени А.А. Кулешова, Могилёв, Беларусь

<sup>б</sup> МГУП, Могилёв, Беларусь; e-mail: va\_yurevich@mail.ru

Представлены результаты качественного анализа резонансной модели генерации излучения в полупроводниковых лазерах и – на её основе – численного моделирования режима регулярных пульсаций, возникающего в условиях нелинейного смещения резонансной линии усиления из-за влияния ближних полей диполей на диэлектрическую восприимчивость среды активного элемента.

Ключевые слова: самоподдерживающиеся пульсации излучения, нелинейное усиление, плотная резонансная среда, диполь-дипольное взаимодействие

## Введение

Для стабильного получения серий контрастных световых импульсов субпико- и пикосекундной длительности требуется применять высокотехнологичные лазерные системы. Особые перспективы в миниатюризации таких лазеров, применяемых в устройствах передачи информации, связаны с возможностью использования квантоворазмерных полупроводниковых структур в качестве материалов для активных элементов или модуляторов в схеме обратной связи [1]. Считается, что вещество слоя структуры представляет плотную резонансную среду, и в ней должен проявляться особый нелинейный отклик на излучение, сопровождающийся смещением центральной частоты спектральной линии [2, 3], которое вызвано типичным для таких сред диполь-дипольным взаимодействием. Известно также, что в ряде твердотельных лазеров, включая полупроводниковые, при возбуждении релаксационных колебаний генерируется регулярная последовательность достаточно коротких импульсов [1]. В работе, положенной в основу настоящего сообщения, представлена и проанализирована для параметров квантоворазмерных полупроводниковых структур резонансная модель генерации, учитывающая характерные для этих сред нелинейные фазовые эффекты.

## 1. Основные уравнения

Для анализа динамики плосковолнового поля в оптических структурах пониженной размерности приемлемо приближение сверхтонкого слоя резонансных атомов с присущим ему допущением продольно-однородного поля. Связь полей и поляризованности представлена в форме алгебраических соотношений, вытекающих из электродинамических условий для уравнений Максвелла. Динамика действующего и отражённого полей определяется нестационарными резонансными вариациями нелинейного отклика среды слоя, взаимодействующей с излучением. Материальный отклик среды описывается комплексной амплитудой вероятности поляризованности  $\rho$  и переменным усилением  $n$ , пропорциональным инверсии. Изменение во времени резонансных составляющих материального отклика анализируется в рамках формализма оптических квантовых уравнений Блоха для ансамбля двухуровневых дипольных частиц со средней величиной электрического момента  $\mu$ .

В приведенной ниже и используемой далее для расчётов модификации системы кинетических уравнений квазистационарные амплитуды напряжённостей световых полей (выходного и начального)  $E_r$  и  $E_i$  в нормированном времени  $\tau = t/T_2$  масштабируются как безразмерные переменные (например,  $e_r = \mu T_2 E_r / \hbar$ ):

$$\begin{aligned} \frac{dR}{d\tau} &= ne_i + (n-1)(R + \gamma S), \quad \frac{dS}{d\tau} = -(n-1)(\gamma R - S), \\ \frac{dn}{d\tau} &= \frac{\alpha - n}{\tau_{12}} - \kappa^2(e_i R + R^2 + S^2), \quad e_r(\tau) = \kappa\rho, \quad R^2 + S^2 \leq 1, \quad -1 < n \leq \kappa. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $R = \text{Re} p$ ,  $S = \text{Im} p$  и  $n$  – переменные резонансной поляризованности и усиления,  $e_i$  – нормированное инициирующее поле, возникающее из спонтанных флуктуаций поля в среде слоя на частоте генерации,  $\kappa$  – показатель усиления инверсного слоя, максимальный при данном уровне накачки,  $\tau_{12} = T_1/T_2$  – отношение времён продольной ( $T_1$ ) и поперечной ( $T_2$ ) релаксации перехода. Параметром  $\alpha$  определяется уровень накачки по отношению к пороговому.

Система (1) в приближении однородного поля характеризует энергообмен входного поля и квантовой системы образующих усиливающий слой частиц среды с учётом конечности времени фазовой (поперечной) релаксации резонансной поляризованности. Учитывается влияние накачки, стимулирующей инверсию и определяющей её обратимость при неизбежном насыщении в процессе вынужденного излучения. Особо характерно рассмотрение в схеме (1) присущего плотным резонансным средам диполь-дипольного взаимодействия, выражаемое локальной лорентцовой поправкой к полю  $E$ , действующему на дипольные активные центры. Локальная поправка в этом представлении пропорциональна резонансной вариации инверсии с нормирующим коэффициентом  $\gamma$ . Зависящая по этой причине от интенсивности поля излучения нелинейная отстройка резонанса как периодическое нарушение резонансного условия усиления неизбежно становится фактором амплитудно-фазовой связи в схеме генерации в среде инверсного слоя и может обусловить автомодуляционную динамику процесса. Поле выходного излучения  $E_r$  определяется сверхизлучательным компонентом в электродинамических условиях.

## 2. Свойства равновесных состояний модели и результаты моделирования

Модель (1) с продольно-однородным полем, амплитуда которого  $E$  определяется алгебраическим соотношением, имеет безусловно приближённый характер. Она, однако, даёт возможность выяснить роль динамики процессов наведения поляризации в общем балансе энергообмена поля в среде и накачки в ходе генерации на основе схемы с небольшим числом степеней свободы. Сравнительно малое количество переменных позволяет относительно просто применять методы качественного анализа устойчивости стационарных состояний к определению возможности достижения практически интересных режимов излучения. Например, применение приближённой схемы баланса (1) в аспекте нашей работы позволило определить условия расчёта и моделировать режим самоподдерживающихся пульсаций при постоянной накачке.

Нетривиальные стационарные решения  $R_s, S_s$  и  $n_s$ , вытекающие из соотношений для сингулярных пределов (1), характеризуют равновесные состояния модели и определяются следующими выражениями:

$$R_s = -\frac{1}{1 + \gamma^2} \frac{n_s e_i}{(n_s - 1)^2}, \quad S_s = \gamma R_s, \quad \alpha = n_s + \frac{\kappa^2 \tau_{12}}{1 + \gamma^2} \frac{n_s e_i^2}{(n_s - 1)^2}. \quad (2)$$

Формулировка условий их динамической устойчивости или неустойчивости означает оценку возможности осцилляторного поведения излучаемого поля в той физической ситуации, когда уровень накачки, определяемый фактором  $\alpha$ , является постоянным, а частота поля близка к центральной частоте резонанса усиления.

На основе линеаризации системы (1) в окрестности решений (2) формулируется характеристическое уравнение относительно величины  $\beta$  – коэффициента в показателе элементарных экспонент вида  $\exp(\beta t/T_2)$ . Эти экспоненты представляют решения (1) в окрестности (2) с относительно малой амплитудой. Значения  $\beta$  могут быть комплексными, и этот случай с точки зрения проводимого поиска наиболее интересен, поскольку отвечает поведению фазовых кривых, соответствующему осцилляторным решениям (1). Условия неустойчивости равновесных состояний (2), в основном, вытекают из требования положительного значения действительной части корней  $\beta$ . Характеристическое уравнение может быть сведено к такому выражению:

$$\beta^3 + \left[ \tau_{12}^{-1} - 2(n_s - 1) \right] \beta^2 + \left[ (1 + \gamma^2)(n_s - 1)^2 - 2(n_s - 1)\tau_{12}^{-1} - \frac{\kappa^2 e_i^2}{(1 + \gamma^2)(n_s - 1)} \left( \gamma^2 - \frac{n_s - 1}{n_s + 1} \right) \right] \beta + (1 + \gamma^2)(n_s - 1)^2 \tau_{12}^{-1} - \kappa^2 \frac{n_s - 1}{n_s + 1} e_i^2 = 0. \quad (3)$$

Выражения для корней уравнения (3) определяются элементарно, и удобство записи уравнения именно в форме (3) состоит в том, что зависимость корней от коэффициентов системы (1) можно рассчитывать параметрически, полагая  $n_s$  линейно нарастающим в пределах области изменения аргументом. Используя соотношения (2), таким образом можно рассчитать зависимость величин корней от параметра накачки  $\alpha$ .

Представленные далее расчёты и моделирование проведены для набора коэффициентов (1), который основан на значениях параметров, которые, судя, например, по данным работ [1, 2], характерны ряду полупроводниковых структур с квантово-размерными эффектами в спектральной области экситонного резонанса

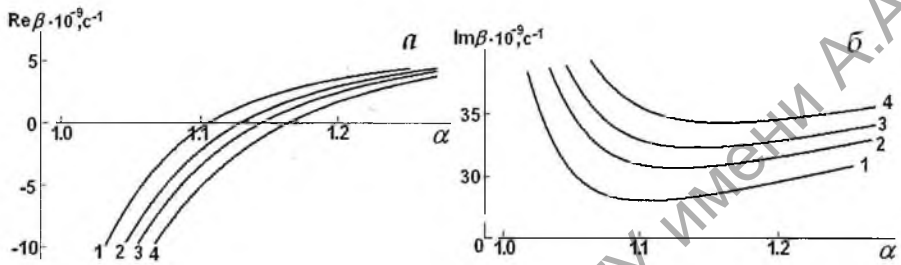


Рис. 1. – Зависимости действительной (а) и мнимой частей (б) корней характеристического уравнения от параметра накачки:  $\kappa = 1.0$  (кривые 1), 1.2 (2), 1.33 (3), 1.5 (4);  $e_i = 2.5 \cdot 10^{-4}$ ,  $T_1 = 1 \cdot 10^{-9} \text{с}$ ,  $T_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ,  $\gamma = 2.34$

На рисунке 1 приведены параметрически рассчитанные кривые, которыми для разных значений ненасыщенного усиления  $\kappa$  характеризуется изменение величины корней (3) в зависимости от уровня возбуждения  $\alpha$ . Следует отметить, что значениях  $\alpha$  выше определённого уровня (известного как второй порог генерации) равновесные значения (1) оказываются неустойчивыми. Тип точки равновесия сменяется с устойчивого на неустойчивый фокус. Фазовые кривые «уходят» из окрестности таких точек и из-за неизбежного насыщения усиления должны стремиться к предельному циклу. Осцилляторные решения (1) тогда описывают самоподдерживающиеся пульсации.

Этот вывод подтверждается иллюстрируемыми на рисунке 2 результатами численного интегрирования системы (1), сделанного с целью моделирования режимов генерации. Расчёт проводился для нормированной по уровню насыщающей мощности интенсивности выходного излучения  $u(t) = \tau_{12} |e_r(t)|^2$  на наносекундной шкале времени.

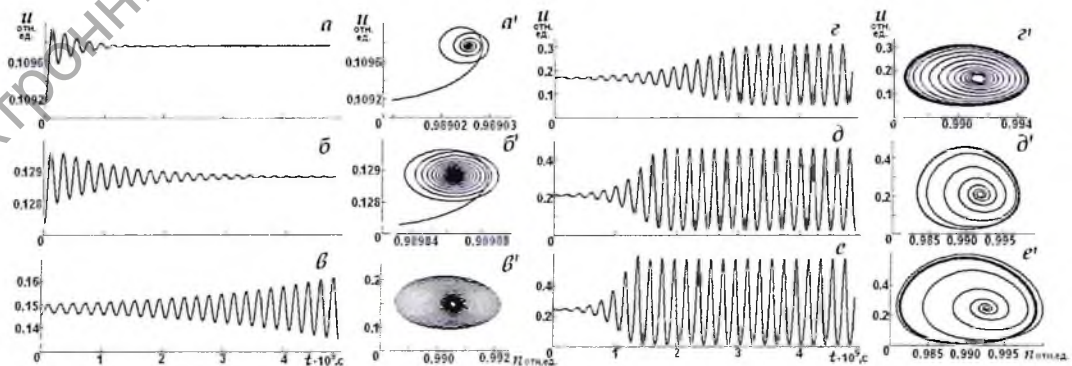


Рис. 2. – Зависимости нормированной интенсивности от времени (а - е) и соответствующая форма фазовых кривых (а' - е'):  $\alpha = 1.08$  (а), 1.12 (б), 1.14 (в), 1.16 (г), 1.2 (д), 1.24 (е);  $\kappa = 1.2$ ,  $e_i = 2.5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\tau_{12} = 1 \cdot 10^3$ ,  $\gamma = 2.34$



По мере увеличения параметра накачки  $\alpha$  решение, отвечающее стационарному режиму с несколькими переходными пульсациями (рис. 2, *a, б*), сменяется решением в виде развивающейся в продолжение действия возбуждения серии периодических пикосекундных импульсов (рис. 2, *в - е*). Характер фазовых кривых (рис. 2, *в' - е'*) свидетельствует именно о нестационарном регулярном сценарии в излучении.

### Заключение

На основе расчётов, таким образом, показано, что формирование серии регулярных контрастных импульсов с возможностью управления их параметрами способно реализоваться как следствие конкуренции процессов наведения резонансной поляризации и вынужденного излучения в условиях постоянного уровня накачки и нелинейных вариаций резонансной частоты, связанных с колебаниями инверсии.

### Литература

1. Yousefi M.[et al.].New role for nonlinear dynamics and chaos in integrated semiconductor laser technology / M. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98, № 4. P. 044101-1 – 044101-4.
2. Slepyan G.Ya. [et al.]. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields. Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70, № 4. P. 045320-1 – 045320-5.
3. Афанасьев А.А., Власов Р.А., Черствый А.Г.. Оптические солитоны в плотных резонансных средах. ЖЭТФ. 2000. Т.117, № 3. С. 489–495.

## Resonant model of regular lasing modes of lasers on semiconductor quantum-size structures

E.V. Timoschenko <sup>a</sup>, V.A. Yurevich <sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Mogilev State A. Kuleshov University, Mogilev, Belarus*

<sup>b</sup> *State University of Foodstuffs, Mogilev, Belarus; e-mail: va\_yurevich@mail.ru*

The results of a qualitative analysis of the resonant lasing model of semiconductor lasers and, based on it, numerical modelling of the regular pulsation mode arising under conditions of quantum-size structure medium parameters and nonlinear drift of the resonant amplification line due to the influence of the near dipole fields on the dielectric susceptibility of the active element are presented.

**Keywords:** self-sustaining pulsations in lasing, nonlinear amplification, dense resonant medium, dipole-dipole interaction