

В.А. Юревич¹, Е.В. Тимошенко², Ю.В. Юревич¹

**¹УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Могилев, Беларусь**

**²УО «Могилевский государственный университет продовольствия»,
Могилев, Беларусь**

**ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРУКТУРАХ
ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПРИ УЧЕТЕ
ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

Квантоворазмерные полупроводниковые образования, которые укладываются в несколько страт нанометрового масштаба, благодаря

формированию экситонных энергетических зон можно рассматривать в качестве плотных резонансных сред [1]. Структурные элементы таких тонких слоев, используемых в лазерной оптике в качестве генерирующих когерентное излучение объектов, характеризуются большими значениями дипольных моментов, обусловленных экситонными переходами [2]. Субмикронные и нанометровые слои на основе подобных сред с выраженной резонансной реакцией на поле когерентного излучения в определенных условиях обладают сильной резонансной нелинейностью, при этом возможно наблюдение когерентных оптических эффектов. В высокой степени значимым представляется вклад в действующее внутри квантоворазмерной структуры световое поле локального поля атомарных диполей и его воздействие на динамику излучения в системе.

При условии относительно большой величины дипольных моментов фактором, способным сыграть значимую роль, выступает различие поляризуемостей частиц в основном и возбужденном состояниях [3]. Фазовый эффект, обусловленный резонансной составляющей локального поля, при этом возрастает. Поэтому в качестве одной из задач представленного в сообщении исследования ставился анализ его влияния на устойчивость энергообмена внутри полупроводниковых структур в ходе генерации излучения. Учёт неоднородного уширения спектральных линий усиления, характерного для полупроводниковых структур из квантовых точек [4], представляет вторую сторону оригинальности подхода к изучению резонансной динамики излучения.

Динамическая модель полупроводникового лазера, в рамках которой изучался энергообмен между излучаемым световым полем $E(t)$ несущей частоты ω и средой, основывалась на традиционно используемой сосредоточенной балансной схеме. Среда, однако, представляет структуру из нескольких страт, образованных квантовыми точками. В этой схеме действующая на активные центры и определяющая нелинейный отклик амплитуда плосковолнового поля $E'(t)$ включает характерную при учёте влияния диполь-дипольного взаимодействия локальную поправку:

$$E'(t) = E(t) + \frac{i}{3\varepsilon_0} P(t). \quad (1)$$

Величины амплитуд полей и резонансной поверхностной поляризованности $P(t)$ усреднены по длине усиливающего элемента и квазистационарны (то есть относительно изменяются медленно за время, сравнимое с периодом светового колебания). Представление резонансной поляризованности в выражении (1) помимо прямой резо-

нансной компоненты содержит также квазирезонансную составляющую:

$$P(t) = |\mu_{12}| N \langle \rho(t, \omega) \rangle + i 2\pi \varepsilon_0 \Delta \alpha N (\langle n(t, \omega) \rangle - n_0) E'(t). \quad (2)$$

Её присутствием учтено характеризующее величиной $\Delta \alpha$ различие поляризуемости на уровнях перехода, что даёт возможность рассматривать резонансную нелинейную рефракцию. В выражение (2) входят вероятностные переменные спектральных составляющих поляризованности $\rho(t, \omega)$ и разности населённостей уровней резонансного перехода $n(t, \omega)$ (инверсной заселённости). Их динамика определяется квантовомеханическими уравнениями матрицы плотности, $|\mu_{12}|$ – модуль матричного элемента дипольного момента, N – объёмная плотность резонансных частиц, n_0 – начальное значение инверсной заселённости. Угловые скобки в обозначении материальных переменных означают усреднение по разбросу частот, вызванное неоднородным уширением. В результате адиабатического исключения частотных компонент поляризованности ρ формулируются скоростные уравнения, записанные для переменных нормированной комплексной амплитуды действующего поля $A(\tau)$ и спектральных компонент инверсной заселённости $n(\tau, \delta)$ (последняя в нашей постановке задачи рассматривается как концентрация экситонов):

$$\begin{aligned} \frac{dA}{d\tau} &= \frac{1}{\tau_\phi} \left\{ \langle n \rangle + \frac{R}{3\sigma} \langle \delta n \rangle - 1 + i [\langle \delta n \rangle + \beta (\langle n \rangle - n_0)] \right\} A - \frac{\beta R}{3\sigma} \frac{d\langle n \rangle}{d\tau} A, \\ \frac{dn}{d\tau} &= \alpha - n - \frac{n|A|^2}{1 + (\delta + \Delta)^2}, \quad \langle n \rangle = \int \frac{g(\Delta)n}{1 + (\delta + \Delta)^2} d\Delta, \\ \langle \delta n \rangle &= \int \frac{(\delta + \Delta)g(\Delta)n}{1 + (\delta + \Delta)^2} d\Delta, \quad \delta = (\omega - \omega_0)/\gamma, \quad \Delta = (\omega_0 - \omega_{12})/\gamma. \end{aligned} \quad (3)$$

В системе (3) амплитуда $A(\tau)$ нормирована по амплитуде действующего поля, соответствующей насыщению: $A = |\mu_{12}| E' \sqrt{\tau_\gamma / \gamma} / \hbar$, время τ – по времени жизни экситонов: $\tau = t/\tau_\gamma$; соответственно нормированы остальные временные параметры, величина одного из основных таких параметров – время жизни фотона в резонаторе, содержащем генерирующую структуру, τ_ϕ – помимо потерь на излучение и поглощения предусматривает учёт значений коэффициента заполнения резонатора и параметра оптического ограничения σ , $g(\Delta)$ – функция гауссова распределения по разбросу частот ω_{12} с дисперсией $1/\tau'$,

характеризующей неоднородное уширение вблизи центра резонанса ω_0 . Система (3) содержит также параметры: однородная ширина резонансной линии поглощения γ , параметр амплитудно-фазовой связи $\beta = 2\pi\Delta\omega\hbar\gamma\epsilon_0/|\mu_{12}|^2$, нормирующий коэффициент $R = \lambda 2\pi l$ (l – длина усиливающего элемента, λ – длина волны излучения), определяемый током накачки скоростной параметр α , его величина характеризует превышение тока накачки над пороговым уровнем (пороговый уровень усиления определяется равенством показателя усиления в центре линии $\kappa = |\mu_{12}|^2 \omega_0 N l / \hbar \epsilon_0 c$ суммарным потерям излучения в лазерной схеме).

Мнимая часть уравнения для амплитуды содержит две компоненты, также описывающие нелинейные фазовые эффекты. Присутствует, во-первых, дисперсионная компонента, которая пропорциональна $\langle \delta n \rangle$ и означает возможность затягивания частоты генерации к центру линии по мере нарастания интенсивности, во-вторых, нелинейно-рефрактивная компонента, пропорциональная резонансной вариации инверсии и означающая, в сущности, учёт известного явления спектрального уширения линии, эффективность которого в системах квантовых точек оценивается, например, в [5]. Параметр амплитудно-фазовой связи тогда пропорционален известному фактору Хенри. В условиях значимости спектрального уширения линии усиление в квантоворазмерной структуре приобретает динамичную модуляционную составляющую, которая линейно зависит от скорости изменения концентрации экситонов с коэффициентом, пропорциональным параметру β .

Расчетный анализ процессов излучения основывался на численном интегрировании кинетической системы (3) методом Рунге-Кутты, были определены зависимости интенсивности действующего поля $S = |A(\tau)|^2$. Начальные условия соответствовали выполнению амплитудного условия генерации – предполагалось, что $\langle n(\tau = 0) \rangle = 1$; при этом начальная величина $S(\tau = 0)$ на несколько порядков меньше равновесного значения – то есть для начального этапа, в сущности, решалась задача усиления слабого сигнала. Ход кривых, иллюстрирующих решения (3) для интенсивности в этом диапазоне начальных значений S , не зависел от их выбора. Непосредственно рассчитывалась величина интенсивности излучаемого поля $S_0(\tau) = S[(1 - \kappa R \langle \delta n \rangle)^2 + (\kappa R \langle n \rangle)^2]$. На рисунке проиллюстрированы два основных варианта возможных решений нелинейной системы (3): переходный к установившемуся режиму с непрерывной мощностью (рисунок 1,а) и автоколебательный (регулярный) в виде периодической последовательности незатухающих импульсов (рисунок 1,б,в).

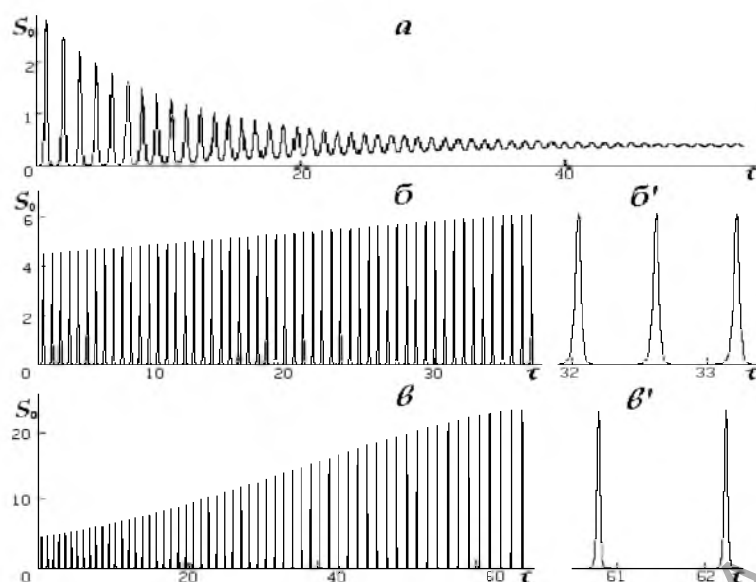


Рисунок 1 – Временная развёртка интенсивности излучаемого поля (на фрагментах б' и в' зависимости приведены с бóльшим разрешением, временная шкала соответствует наносекундам)

$\alpha = 1,6$, $\delta = 0,5$ (а), $\alpha = 1,72$, $\delta = 0,4$ (б), $\alpha = 1,7$, $\delta = 0,33$ (в); $\beta = 2$, $\tau_{\Phi} = 5$ пс, $\tau_{\Omega} = 1$ нс, $\gamma = 1 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$, $\kappa = 0,13$, $\sigma = 0,04$, $\gamma\tau' = 0,3$, $\lambda = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{м}$

Основным фактором развития автоколебательного режима следует считать различие времён релаксации в каналах накачки и генерации в условиях действия дополнительных нелинейных эффектов, характерных для резонансного взаимодействия и изменяющих условия устойчивости энергообмена в лазерных системах. Частота следования, длительность и скважность импульсов в релаксационных автоколебательных сериях, в целом, зависела от соотношения параметров, определяющих коэффициенты в уравнениях (3). Масштаб явлений соответствовал характеристикам реальных лазеров, известных, например, по данным [4, 5], на основе которых и рассчитаны коэффициенты (3). Отметим, что длительность образующих серию импульсов может достигать долей пикосекунды, период следования импульсов соответствует субнаносекундному диапазону. Фактор неоднородного уширения линии генерации существенно сказывается в увеличении скважности и уменьшении длительности импульсов по отношению к случаю однородного уширения.

Качественно устойчивость регулярного режима можно оценить на основе линейного анализа системы (3). В пренебрежении неоднородным уширением этот анализ относительно несложен и представляет самостоятельную задачу. Представляется важным, что режим излучения, который обычно достигается за счёт синхронизированных с системой накачки модулирующих устройств, усложняющих схему

прибора, можно в определённых условиях реализовать при постоянном токе накачки.

Литература

1. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 5. – С. 539–547.

2. Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots / P. Borri [et al.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – № 8. – P. 081306-1–081306-4.

3. Local-field effects in a dense ensemble of resonant atoms: Model of a generalized two-level system / A.A. Afanas'ev [et al.] // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60. – № 2. – P. 1523–1529.

4. Жуков, А.Е. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / А.Е. Жуков, А.Р. Ковш // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 5. – С. 409–422.

5. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Ж.И. Алфёров и др. // ФТП. – 1998. – Т. 32. – № 4. – С. 385–410.