

УДК 535.34; 621.376

РЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ САМОПУЛЬСАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

В.А. Юревич

Могилёвский государственный университет продовольствия

RESONANCE MODEL OF LASING SELF-PULSATION

V.A. Yurevich

Mogilev State University of Food Technologies

Представлены результаты качественного анализа полуклассической модели генерации излучения в твердотельных лазерах и – на её основе – численного моделирования режима регулярных пульсаций, возникающего в условиях нелинейного смещения и уширения резонансной линии усиления из-за влияния ближних полей диполей и поглощения в квазирезонансных переходах на диэлектрическую восприимчивость среды активного элемента. Моделирование проведено для параметров полупроводниковых квантоворазмерных структур.

Ключевые слова: *самоподдерживающиеся пульсации излучения, нелинейное усиление, квазикристалл квантовых точек, диполь-дипольное взаимодействие.*

The results of a qualitative analysis of a semiclassical model of radiation generation in solid-state lasers and, based on it, a numerical simulation of the regime of regular pulsations arising under conditions of nonlinear drift and broadening of the resonance gain line due to the influence of near fields of dipoles and absorption in quasi-resonant transitions on the dielectric susceptibility of an active medium are presented. Modeling was carried out for the parameters of semiconductor quantum-dimensional structures.

Keywords: *lasing self-sustaining pulsations, nonlinear amplification, quasicrystal of quantum dots, dipole-dipole interaction.*

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. Известно, что в ряде твердотельных лазеров, включая полупроводниковые, при возбуждении релаксационных колебаний материального отклика усиливающего элемента генерируется регулярная последовательность достаточно коротких импульсов [1]. Эти колебания возникают из-за различия времён релаксации в каналах накачки, спонтанного и вынужденного излучения [2]. Конечность «срабатывания» поперечной релаксации в расчётной оценке нелинейной релаксационной динамики излучения учитывается реже. Такого рода релаксацию именуют ещё фазовой. Её характерным параметром T_2 определяется время фазового рассогласования дипольного ансамбля, представляющего активную среду из-за взаимодействия с ионами матрицы. Полуширина резонансной спектральной линии усиления обратна значению T_2 .

Известно, что в последнее время в качестве искусственных активных сред интенсивно разрабатываются и используются так называемые

суперкристаллы с внутренней структурой, формируемой упорядоченным ансамблем квантовых точек (мета-атомов, то есть образований, превышающих обычный размер атома, например, экситонов) с дискретными свойствами энергетического спектра [3], [4]. Характерность суперкристаллов выражена тем, что в подавляющем большинстве их материалы – полупроводники [5], и в их структуре может быть достигнута относительно высокая плотность активных центров в виде квантовых точек, что делает их в высшей степени перспективными к применению в качестве элементов низкоразмерных устройств фотоники.

В условиях высокой концентрации дипольных центров проявляется влияние ближних полей диполей и поглощения в квазирезонансных переходах на диэлектрическую восприимчивость и, соответственно, на динамику резонансного отклика среды. Положение центра спектральной линии ω_0 и отстройка частоты поля оказываются связанными с уровнем возбуждения ансамбля активных диполей (с разностью населённостей резонансного перехода или инверсией) и, тем самым, нелинейно зависят от интенсивности вынужденного излучения. Нелинейные фазовые эффекты обуславливают нарушение фазовой корреляции в дипольном ансамбле и наряду с релаксационными процессами, ослабляющими фазовую корреляцию активных диполей, приводят к уширению линии. Нелинейное уширение, естественно, обладает особой динамикой, которой присуща обратимость процесса в ходе резонансных

колебаний инверсии. При определённых условиях её существование способно привести к автомодуляционному эффекту, который заключается в возникновении самоподдерживающихся регулярных осцилляций интенсивности, развивающихся без применения внешних модулирующих накачки или уровень обратной связи устройств.

В связи с этим возникает необходимость расчётного изучения роли автоколебательных процессов, стимулированных резонансной нелинейностью активного слоя лазера. В работе, положенной в основу настоящей статьи, представлена и проанализирована для параметров квантоворазмерных полупроводниковых структур оригинальная резонансная модель генерации, учитывающая присущие этим материалам нелинейные фазовые эффекты. Их действие выступает в качестве дестабилизирующего фактора, способного вызвать осцилляции материального отклика и возникновение регулярных режимов излучения в субнано- и пикосекундном диапазоне.

1 Основные уравнения

Для анализа динамики плосковолнового поля в оптических структурах пониженной размерности приемлемо предложенное, например, в [6], приближение особо тонкого 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. Выражения для условий дополнительно к нерезонансным френелевым составляющим содержат компоненты, учитывающие резонансную поляризацию в среде слоя. Их именуют сверхизлучательными [7] и этими составляющими выражена связь действующего поля и резонансного отклика среды. Динамикой именно этих компонентов принято характеризовать эволюцию поля в таких объектах как квазикристаллы из квантовых точек [8], [9]. Использование подобного приближения даёт возможность анализировать развитие процесса энергообмена поля и квазикристалла в рамках модели с меньшим числом степеней свободы за счёт применимости более простых выражений для связи поля и поляризованности. С другой стороны, ансамбли квантовых точек, организованные периодически, т.е. в квазикристаллы, характеризуются ещё двумя степенями свободы – геометрией решётки и взаимодействием квантовых точек. Влияние обоих факторов неустойчивости на нелинейную динамику излучения в данной модели относительно просто анализировать, используя обобщённую двухуровневую схему взаимодействия поля и среды и представление эффективного поля (действующего на активные центры) с учётом локальной поправки Лоренца. Динамика действующего поля и поля выходного излучения определяется

нестационарными резонансными вариациями нелинейного отклика среды активного слоя. Резонансный материальный отклик описывается комплексной амплитудой вероятности поляризованности ρ 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 μ . Рассчитываемая далее модификация системы уравнений формулируется аналогично схеме, предложенной в [10]. То есть в соответствии с обобщением двухуровневой схемы [11] в представлении резонансной поляризации и локальной поправки с её включением используется выражение для макроскопической поляризованности P с учётом влияния квазирезонансных переходов на поляризуемость:

$$P(t) = N[\mu\rho - 2\pi \Delta\alpha\varepsilon_0(1-n)E(t)], \quad (1.1)$$

где E – амплитуда напряжённости эффективного светового поля, n – разность населённостей уровней резонансного перехода, N – плотность активных центров (в единице объёма), $\Delta\alpha$ – разность поляризуемостей активных центров в основном и возбуждённом состояниях (дефект поляризуемости).

В записываемой ниже кинетической системе с учётом представления (1.1) квазистационарные амплитуды напряжённости световых полей E_R и E_i (выходного и начального) масштабируются как безразмерные переменные (например, $e_R = \mu T_2 E_R / \hbar$, соответственно также нормировано время – $\tau = t / T_2$):

$$\begin{aligned} \frac{dR}{d\tau} &= ne_i + (n-1)R - (n-\kappa)(\gamma - \beta n)S, \\ \frac{dS}{d\tau} &= (n-\kappa)[\beta ne_i + (\gamma - \beta n)R] + (n-1)S, \\ \frac{dn}{d\tau} &= \frac{\alpha - n}{\tau_{12}} - \kappa^2 \{ [R + \beta(n-\kappa)S] e_i + R^2 + S^2 \}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$e_R(\tau) = \kappa \{ R + i[S + \beta(n-\kappa)e_i] \},$$

$$R^2 + S^2 \leq 1, \quad -\kappa \leq n \leq \kappa.$$

Здесь $R = \text{Re} \rho$, $S = \text{Im} \rho$ и $n = \kappa n$ – переменные вероятностей резонансной поляризованности и усиления, e_i – нормированное инициирующее поле, возникающее из спонтанных флуктуаций поля в среде активного слоя на частоте генерации, $\kappa = \mu^2 N \omega_0 T_2 / \varepsilon_0 \hbar c$ – показатель усиления инверсного слоя, максимальный при данном уровне накачки, $\tau_{12} = T_1 / T_2$ – отношение времён продольной (T_1) и фазовой релаксации перехода. Нормирующий коэффициент γ в обусловленных учётом локальной поправки составляющих в уравнениях для поляризованности из системы (1.2) пропорционален отношению длины волны λ поля излучения и толщины активного слоя l .

Фактор квазирезонансной поляризации, вызывающей автомодуляционное уширение поля, в представлении (1.1) зависит от резонансной вариации усиления $(\kappa - n)$ и учитывается в уравнениях (1.2) компонентами с коэффициентом $\beta = 2\pi\Delta\alpha\epsilon_0\hbar / \mu^2 T_2$, иногда называемым параметром резонансной нелинейной рефракции (в усиливающих средах на основе полупроводников – фактором Хенри [12]). Поле выходного излучения e_R определяется сверхизлучательным компонентом в электродинамических условиях.

Система (1.2) в приближении однородного поля характеризует энергообмен входного поля и квантовой системы образующих усиливающий слой дипольных частиц с учётом конечности времени фазовой релаксации резонансной поляризованности. Учитывается влияние накачки, стимулирующей инверсию и определяющей её обратимость при неизбежном насыщении в процессе вынужденного излучения. Особо характерно рассмотрение в схеме (1.2) присущего квазикристаллам из квантовых точек диполь-дипольного взаимодействия. Фазовый компонент в уравнении для поляризованности в этом представлении пропорционален резонансной вариации инверсии с нормирующим коэффициентом γ . 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 способна обусловить автомодуляционный сценарий в динамике вынужденного излучения.

2 Свойства равновесных состояний модели

Модель (1.2) с продольно-однородным резонансным полем, амплитуда которого E определяется алгебраическим соотношением связи с поляризованностью, 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 тремя степенями свободы. Благодаря этому относительно просто можно применять методы качественного анализа устойчивости стационарных состояний к определению возможности достижения практически интересных режимов излучения. Например, применение приближённой схемы баланса (1.2) в аспекте нашей работы позволило определить расчётные условия автоколебаний и моделировать режим самоподдерживающихся пульсаций при постоянной накачке.

Нетривиальные стационарные решения для R_s , S_s и n_s , вытекающие из соотношений для сингулярных пределов (1.2) при постоянном уровне иницирующего поля $e_i(\tau) = e_0$, характеризуют равновесные состояния модели и определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} R_s &= -[n_s - 1 + \beta(\gamma - \beta n_s)(n_s - \kappa)^2]n_s e_0 / F, \\ S_s &= (n_s - \kappa)[\gamma - \beta n_s - \beta(n_s - 1)]n_s e_0 / F, \\ \alpha &= n_s + \kappa^2 \tau_{12} [1 + \beta^2 (n_s - \kappa)^2] n_s e_0^2 / F, \\ F(n_s) &= (n_s - 1)^2 + (n_s - \kappa)^2 (\gamma - \beta n_s)^2. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Формулировка условий их динамической устойчивости или неустойчивости означает оценку возможности осцилляторного поведения излучаемого поля в той физической ситуации, когда уровень накачки, определяемый фактором α , является постоянным, а частота поля первоначально совпадает с центральной частотой резонанса усиления.

На основе линеаризации системы (1.2) в окрестности решений (2.1) формулируется характеристическое уравнение относительно величины χ – коэффициента в показателе элементарных экспонент вида $\exp(\chi t / T_2)$. Этими экспонентами можно представить решения (1.2) в окрестности (2.1) с относительно малой амплитудой. Значения χ могут быть комплексными, и этот случай с точки зрения проводимого поиска наиболее интересен, поскольку отвечает тому поведению кривых в фазовом пространстве системы (1.2), которое соответствует её осцилляторным решениям. Характеристическое уравнение может быть сведено к такому выражению:

$$\begin{aligned} \chi^3 + [X - 2(n_s - 1)]\chi^2 + \{F - 2(n_s - 1)X - \\ - \kappa^2 n_s (n_s - \kappa) [M - (\gamma - \beta n_s)B] e_0^2 / F\} \chi + XY^2 + \\ + \kappa^2 n_s (n_s - 1)(n_s - \kappa) [M - (\gamma - \beta n_s)B] e_0^2 / F - \\ - \kappa^2 n_s [(\gamma - \beta n_s)M + (n_s - \kappa)^2 B] e_0^2 / F = 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где

$$X = \frac{1}{\tau_{12}} - \beta \kappa^2 (n_s - \kappa) n_s \frac{\beta(n_s - 1) - \gamma + \beta n_s}{F} e_0^2,$$

$$Y = (n_s - \kappa)(\gamma - \beta n_s),$$

$$M = 1 - 2n_s (n_s - 1 + \beta Y) / F,$$

$$B = \beta + 2n_s [\gamma - \beta n_s - \beta(n_s - 1)] / F.$$

Особыми с точки зрения корреляции динамического поведения модели (1.2) и возможной реальной временной развёртки выходного излучения представляются её неустойчивые решения, которые отвечают определённому диапазону значений её коэффициентов. В этой области характеристическое уравнение (2.2), формулируемое на основе линеаризованного аналога (1.2), может иметь один действительный и два комплексных корня (χ_1 и $\chi_{2,3}$):

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \frac{X - 2(n_s - 1) + V_+ + V_-}{3}, \\ V_{\pm} &= \sqrt[3]{-G \pm \sqrt{D}}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\chi_{2,3} = \frac{1}{3} \left[X - 2(n_s - 1) - \frac{V_+ + V_-}{2} \pm i\sqrt{3} \frac{V_+ - V_-}{2} \right],$$

где

$$D = G^2 + \{3C - [X - 2(n_s - 1)]^2\}^3,$$

$$G = [X - 2(n_s - 1)]^3 - 9[X - 2(n_s - 1)]C/2 +$$

$$+ 27\{Y^2[X - 2(n_s - 1)] -$$

$$- \kappa^2 n_s Y[(\gamma - \beta n_s)M + (n_s - \kappa)^2 B]e_0^2/F\}/2,$$

$$C = Y^2 - \kappa^2 n_s (n_s - \kappa)[M - (\gamma - \beta n_s)B]e_0^2/F.$$

Незатухающие со временем на протяжении действия постоянной накачки периодические изменения переменных отклика $R(\tau)$, $S(\tau)$ и, соответственно, нормированной мощности выходного излучения $u(t) = \tau_{12}|e_R(t)|^2$, возможны при таких сочетаниях значений коэффициентов (1.2), при которых действительная часть корней $\chi_{2,3}$ (2.2) положительна. Точки, соответствующие равновесным состояниям (2.1), в фазовом пространстве системы (1.2) тогда принимают тип неустойчивого фокуса. Решения (1.2), «стартовые» из окрестности таких точек и изображаемые фазовыми кривыми системы (1.2), представлены «развёртывающимися» циклическими траекториями, которые покидают окрестность особых точек (2.1). В то же время из-за неизбежного насыщения инверсной заселённости (усиления n) вынужденным излучением амплитуда мощности генерации должна стабилизироваться. Кривые локализуются в замкнутом пространстве, их проекции на координатные плоскости в трёхмерном фазовом пространстве с течением времени образуют предельные циклы. На временной шкале эта динамика переменных (1.2) будет соответствовать их автоколебаниям, возникающим самопроизвольно (при постоянном уровне стимулирующих факторов – накачки и амплитуды напряжённости начального поля e_i) – только для определённых сочетаний значений материальных параметров активного слоя и параметра накачки α . Условия существования комплексных корней уравнения (2.2) при положительных значениях их действительной части, следуя выражениям (2.3), формулируются такими соотношениями:

$$D > 0, \quad X - 2(n_s - 1) > (V_+ + V_-)/2. \quad (2.4)$$

Выражения (2.3) для корней уравнения (2.2) определяются элементарно, и запись уравнения

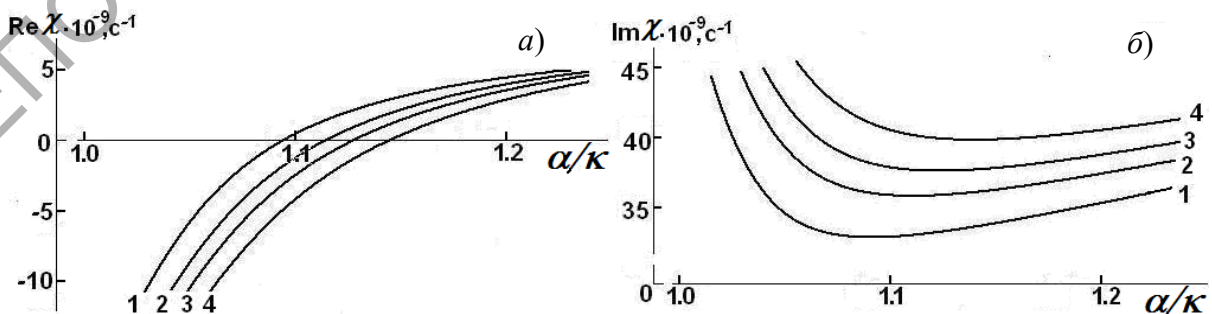


Рисунок 2.1. – Зависимости действительной (а) и мнимой частей (б) корней характеристического уравнения от параметра накачки: $\kappa = 1.0$ (кривые 1), 1.1 (2), 1.2 (3), 1.25 (4); $e_i = 2.5 \cdot 10^{-4}$, $\gamma = 1.58$, $\beta = 0.1$, $T_1 = 1 \cdot 10^{-9}$ с, $T_2 = 1 \cdot 10^{-12}$ с

именно в форме (2.2) с коэффициентами, зависящими от значения n_s , представляется особо удобной. Зависимость корней (2.3) от коэффициентов системы (1.2) тогда можно рассчитать параметрически, полагая n_s линейно нарастающим в пределах области изменения аргументом. Используя соотношения (2.1), таким образом можно рассчитать величины корней (2.3) как функцию параметра скорости накачки α , а также по соотношениям (2.4) определить область параметров модели, при которых система (1.2) имеет автоколебательные решения. Величина α , определяющая уровень возбуждения в лазерной схеме, является параметром, который в реальных условиях может меняться при очередном включении устройства.

Представленные далее расчёты и моделирование проведены для набора коэффициентов (2.1), который основан на значениях параметров, характерных, если судить, например, по данным работ [13], [14], для ряда полупроводниковых структур с квантоворазмерными эффектами в спектральной области экситонного резонанса. Мощность излучения примерно соответствует уровню интенсивности поля, насыщающего инверсию в этих материалах, то есть $1 \dots 5 \cdot 10^5$ Вт/см² на длинах волн $1.25 \dots 1.30 \cdot 10^{-6}$ м.

На рисунке 2.1 приведены параметрически рассчитанные кривые, которыми для разных значений ненасыщенного усиления к характеризуются изменение величины корней (2.3) по мере нарастания относительного уровня возбуждения α/κ . Следует отметить, что значения α выше определённого уровня (известного как второй порог генерации) равновесные значения (2.1) оказываются неустойчивыми – кривые зависимости $\text{Re} \chi(\alpha)$ пересекают горизонтальную ось (рисунок 2.1, а). Тип точек равновесия (2.1) сменяется с устойчивого на неустойчивый фокус. Фазовые траектории «уходят» из окрестности таких точек и приближаются к предельному циклу. Осцилляторные решения (1.2) тогда описывают нелинейные самоподдерживающиеся пульсации. Судя по зависимостям рисунка 2.1, б, частота релаксационной структуры должна нарастать с увеличением фактора α .

3 Расчёт временной развёртки излучения

Данные качественного анализа указывают область параметров и начальных условий для переменных, в которой можно искать решения (1.2), описывающие самоподдерживающиеся пульсации интенсивности светового поля. Поэтому далее в рамках численного расчёта (1.2) было целесообразно проанализировать динамику безразмерной интенсивности $u(t)$.

Численное интегрирование системы (1.2) проводилось методом Рунге – Кутты для начальных условий, очевидно соответствующих инвертированному состоянию среды слоя: для усиления – $n(\tau=0) = n_0 < \kappa$. Для вероятности поляризованности – $\rho(\tau=0) = 0$ (предполагалось, что поляризующее влияние вынужденного излучения первоначально отсутствует).

Вывод о возможности автомодуляционной структуры решений подтверждается иллюстрируемыми на рисунке 3.1 результатами расчётного моделирования. Расчёт проводился на наносекундной шкале времени; длительность импульсов, образующих регулярную релаксационную структуру, в основном, находится в пикосекундном диапазоне.

Типичное решение для автомодуляционного процесса представлено развёрткой $u(t)$, продемонстрированной на рисунке 3.1, *a*. После нескольких переходных выбросов «несущие» высокочастотные осцилляции интенсивности регуляризируются. В последующее время развития процесса вынужденного излучения до прекращения действия и накачки амплитуда осцилляций стремится к постоянному уровню примерно так, как это далее ещё иллюстрировано на рисунках 3.1, *e* – *з*. Отметим далее, что в отсутствие фазовых процессов «раскачки» стационарного

состояния не происходит. Соответствующие этому решения (2.1) регулярную структуру в излучении не описывают – развёртка на рисунке 3.1, *б*, рассчитана на основе (1.2) для тех же начальных условий, что и 3.1, *a*, но в пренебрежении нелинейным смещением резонанса. То есть развитие автомодуляционного процесса следует ожидать именно в условиях действительности резонансной фазовой нелинейности отклика квазикристалла в качестве усиливающего элемента.

Было интересным в расчётах проследить появление и изменение субнано- и пикосекундной структуры по мере нарастания фактора возбуждения именно в окрестности его уровня, отвечающего второму порогу генерации. На рисунках 3.1, *в* – *з* изображены развёртки для серии значений α , величины которых примерно соответствуют зависимости $\text{Re}\chi(\alpha)$, описываемой кривой 3 на рисунке 2.1, *a*.

По мере увеличения фактора накачки α решения, которыми на рисунках 3.1, *в*, *г* выражен процесс перехода к стационарному режиму, сменяются решениями в виде развивающейся серии периодических импульсов на рисунках 3.1, *д* – *з*. Импульсы представляют собой «несущие» нелинейные осцилляции, модулирующие постоянную во времени огибающую. Различия в характере фазовых кривых (рисунки 3.1, *в'*, *г'*) по отношению к вариантам фазового портрета решений на рисунках 3.1, *д'* – *з'* свидетельствуют именно о возможности нестационарного регулярного сценария в излучении. В первом случае особая точка – устойчивый фокус в трёхмерном фазовом пространстве, во втором фокус неустойчив, и фазовые кривые, развёртываясь с обязательным переходным этапом, устремляются к предельному циклу,

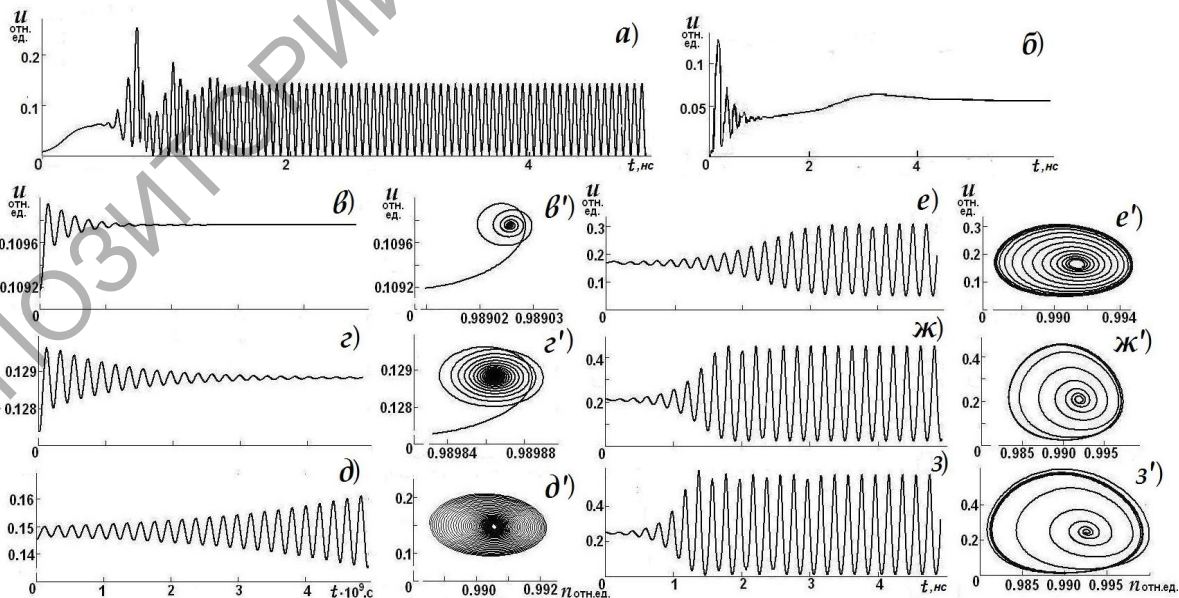


Рисунок 3.1 – Зависимости нормированной интенсивности от времени (*a* – *з*) и соответствующая форма фазовых кривых (*в'*–*з'*): $\alpha / \kappa = 1,33$ (*a*, *б*), 1,05 (*в*), 1,08 (*г*), 1,15 (*д*), 1,18 (*e*), 1,20 (*ж*), 1,25 (*з*); $\beta = 0,1$, $\gamma = 1,58$ (*a*, *в*–*з*), $\beta = 0$, $\gamma = 0$ (*б*), $\kappa = 1,25$ (*a*, *б*), 1,2 (*в*–*з*), $\epsilon_i = 2,5 \cdot 10^{-4}$, $\tau_{12} = 1 \cdot 10^3$

также формируемому в трёхмерном пространстве. Продолжительность переходного режима, в основном, зависит от величины отношения времён релаксации τ_{12} и параметра ненасыщенного усиления k . Частота и контраст «несущих» нелинейных колебаний, в основном, зависят от уровня накачки и от параметра усиления k .

Заключение

На основе расчётов, таким образом, показано, что формирование серии регулярных контрастных импульсов с возможностью управления их параметрами может реализоваться в результате конкуренции процессов вынужденного излучения и наведения резонансной поляризации в условиях постоянной накачки. Условием подобной самомодуляции могут быть нелинейные вариации резонансной частоты, связанные с релаксационными колебаниями характеристик энергетического состояния среды.

Лазерное устройство с квазикристаллом, образованным квантовыми точками, из-за потери когерентности осцилляций поля и резонансного отклика среды, может переходить к неустойчивому равновесному состоянию – к некоторому особому квазистационарному (нелинейно модулированному) состоянию. Физически это соответствует достижению режима автоколебаний (регулярных пульсаций) и означает возможность излучения светового сигнала с постоянной огибающей интенсивности, причём характеристики несущей релаксационной структуры (контраст, скважность или частота следования пульсаций) управляются изменением накачки с постоянным уровнем за время действия излучающего устройства.

Следует также отметить, что на основе параметрического расчёта выражений (2.1) для связи равновесных состояний модели несложно анализировать зависимости $n_s(e_0^2)$ или $n_s(\alpha)$, которые при определённых сочетаниях коэффициентов (1.2) могут быть бистабильными. Существование бистабильной связи характеристик стационарных состояний модели также является признаком её внутренней неустойчивости. Результаты моделирования развёртки высвечиваемого светового поля для области бистабильности и гистерезиса, как ожидается, аналогично [8], [9] должны раскрыть более разнообразную динамику картины излучения. Изучение динамических следствий этого рода неустойчивости представляется, однако, предметом отдельной задачи.

В диапазоне ИК частот до сих пор отмечается определённый недостаток электрооптических материалов, позволяющих применять традиционные методы модуляции уровня обратной связи и сокращения длительности лазерных импульсов. Поэтому в настоящее время исследование лазерной генерации интенсивно развивается применительно к технологиям формирования регулярной релаксационной последовательности

коротких и сверхкоротких импульсов с управляемыми временными параметрами именно в этой спектральной области. Результаты приведенных в статье расчётов динамики излучения с учётом фазовой автомодуляции светового поля будут полезными для разработки методов получения серий коротких световых импульсов с относительно невысокой средней интенсивностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. *New role for nonlinear dynamics and chaos in integrated semiconductor laser technology* / M. Yousefi [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98, № 4. – P. 044101-1–044101-4.
2. Ханнин, Я.И. Основы динамики лазеров / Я.И. Ханнин. – М.: Наука, 1999. – 368 с.
3. *Quantum-dot supercrystals for future nanophotonics* / A.S. Baimuratov [et al.] // Scientific Reports 3. – 2013. – № 1727. – P. 1–9.
4. *Long-range orientation and atomic attachment of nanocrystals in 2D honeycomb superlattices* / M.P. Boneschanscher [et al.] // Science. – 2014. – Vol. 344, № 6190. – P. 1377–1380.
5. *Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment* / W.H. Evers [et al.] // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13, № 6. – P. 2317–2323.
6. Юдсон, В.И. Нелинейная резонансная оптика тонких плёнок: метод обратной задачи / В.И. Юдсон, В.И. Рупасов // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 494–501.
7. *Reflection and transmission of ultrashort light pulses through a thin resonant medium: Local-field effects* / M. Benedict [et al.] // Phys. Rev. A. – 1991. – Vol. 43, № 7. – P. 3845–3853.
8. Malikov, R.F. Nonlinear optical response of a 2D quantum dot supercrystal / R.F. Malikov, V.A. Malyshev, I.V. Ryzhov // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 161. – P. 02014–02016.
9. *Nonlinear optical dynamics of a 2D semiconductor quantum dot super-crystal: Emerging multistability, self-oscillations and chaos* / V.A. Malyshev [et al.] // Journal of Physics: Conf. Series. – 2019. – Vol. 1220. – P. 012006–012019.
10. Юревич, В.А. Импульсы сверхизлучения в тонком слое плотной резонансной среды / В.А. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2019. – № 4 (41). – С. 31–35.
11. Апанасевич, П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом / П.А. Апанасевич. – Мн.: Наука і тэхніка, 1977. – 496 с.
12. Garmire, E. Resonant optical nonlinearities in semiconductors / E. Garmire // IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. – 2000. – Vol. 6, № 6. – P. 1094–1110.
13. *Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields* / G.Ya. Slepyan [et al.] // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 70, № 4. – P. 045320-1–045320-5.
14. *Quantum dots (QDs) for photonic applications* / P. Prabhakaran [et al.] // Optical Materials Express. – 2012. – Vol. 2. – P. 578–586.

Поступила в редакцию 25.06.2020.