

УДК 621.373.825

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В НИЗКОРАЗМЕРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Е. В. Тимощенко

кандидат физико-математических наук, доцент, проректор по научной работе
Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

Ю. В. ЮРЕВИЧ

кандидат физико-математических наук

Могилевский государственный университет продовольствия

В приближении однородного поля в активном слое теоретически проанализирована система уравнений, описывающих кинетику излучения в лазере со средой, образованной двумя компонентами – усиливающим и просветляющимся на частоте генерации. Учитывается, что низкоразмерный усиливающий элемент характеризуется свойствами плотной резонансной среды с возможностью обусловленного диполь-дипольным взаимодействием нелинейного дрейфа спектральной линии усиления. Для физических параметров полупроводниковых квантоворазмерных структур формулируются условия реализации режима самоподдерживающихся пульсаций излучения при постоянном уровне тока накачки.

Ключевые слова: самопульсации излучения, резонансная оптическая нелинейность, диполь-дипольное взаимодействие, нелинейный дрейф спектральной линии, полупроводниковая квантоворазмерная структура.

Введение

В связи с проблемой совершенствования используемых в системах обработки информации лазерных устройств пониженной размерности остаются актуальными задачи получения режимов их излучения, представляющих серии регулярных импульсов с относительно низкой средней мощностью, достаточным контрастом и возможно меньшей длительностью образующих пульсаций при оптимальной скважности. Причем эти режимы должны характеризоваться надежностью получения и гарантированной возможностью управления их характеристиками – частотой следования импульсов, скважностью, пиковой мощностью с высоким уровнем воспроизводимости.

Сочетание характеристик высвечиваемого когерентного светового поля и материальных параметров сред в полупроводниковых лазерах таково, что пикосекундные колебания интенсивности формируются уже за счет релаксационных процессов [1] при обмене энергии поля и среды усиливающего элемента (при установлении баланса – из-за различия вероятностей переходов в каналах накачки и генерации). Однако эти колебания при постоянном уровне тока накачки оказываются лишь переходными и в дальнейшем ходе энергообмена быстро затухают к установившемуся значению интенсивности – лазерная система излучает в стационарном режиме. Для поддержания неустойчивости излучения в виде регулярной временной структуры необходимо модуляция тока накачки либо модуляция в системе обратной связи с использованием

© Тимощенко Е. В., 2019

© Юревич Ю. В., 2019

внешних элементов, усложняющих схему лазера, и, нередко, снижающих надежность его функционирования.

Не нарушающая компактности схема модуляции в системе обратной связи лазера может быть реализована в варианте двухкомпонентного активного элемента, содержащего одну часть в виде инвертируемой среды, вторую, ненакачиваемую часть – в виде материала с резонансным поглощением на частоте генерации. В представленной работе проведен анализ возможности возникновения автомодуляционного осцилляторного режима в рамках решения задачи о характере устойчивости равновесных состояний кинетической модели энергообмена светового поля и накачки. Соотношения модели формулируются на основе полуклассического подхода к изучению резонансного взаимодействия излучения с веществом. Основу модели образуют нелинейные дифференциальные уравнения, которыми определяется баланс разностей населенностей в обеих частях среды.

Оригинальность модели состоит в том, что в качестве активных элементов рассматриваются тонкие слои вещества с относительно высокой концентрацией активных центров – так называемые плотные резонансные среды. При этом условия оказываются значимыми следствия диполь-дипольного взаимодействия, усиливающие степень нелинейности отклика среды на излучение [2]. Кроме того, в силу сравнительно малой толщины активного слоя в предлагаемой модели применяется допущение продольной однородности поля, что дает возможность уменьшить число степеней свободы в используемой динамической схеме взаимодействия, и это обстоятельство упрощает задачу ее качественного анализа. Известно, что нелинейно реагирующие на излучение в экситонной области спектра полупроводниковые структуры с квантоворазмерными эффектами относят к плотным резонансным средам [3]. Именно материалы этого рода сейчас активно исследуются и считаются перспективными при разработке низкоразмерных источников когерентного излучения. Поэтому при анализе возможности регулярных режимов свечения в случае двухкомпонентных сред далее использованы параметры полупроводниковых квантоворазмерных структур.

Постановка задачи

Традиционно схема с нелинейно поглощающим элементом (просветляющимся затвором) в лазерном резонаторе использовалась для формирования изолированных мощных световых импульсов. Процесс накопления энергии за счет накачки происходил при высоком уровне поглощения, задерживалось начало генерации, и в усиливающем элементе достигалась высокая инверсия. Неизбежно развивающийся в этих условиях процесс вынужденного излучения приводил к росту мощности высвечиваемого поля и насыщению поглощения. Дальнейший рост резонансного светового поля происходил в условиях сброса инверсии и “выброса” сгустка световой энергии через просветленный затвор.

При использовании полупроводниковых лазерных диодов и получении регулярных режимов излучения просветление среды в ненакачиваемой части активного элемента, очевидно, должно быть небольшим. Релаксационные колебания световой мощности обычно формируются за счет довольно незначительных вариаций инверсии вблизи величины, соответствующей равновесному значению квантовой осцилляторной системы. Соответственно, для “раскачки” равновесного состояния интенсивности, означающей формирование ее регулярной структуры, также требуются незначительные колебания нелинейного поглощения. Возможность реализации и примерный диапазон требуемых для получения регулярного режима параметров возбуждения и материальных параметров обеих частей активного элемента могут быть оценены на основе качественного

анализа устойчивости равновесных состояний математической балансной модели взаимодействия среды и поля. Дальнейший анализ задачи в форме моделирования целесообразно проводить в той зоне сочетаний параметров и характеристик системы, где равновесные состояния могут оказаться неустойчивыми. Неустойчивость в рассматриваемой физической ситуации не приводит к неконтролируемому развитию событий и деструкции системы из-за неизбежного насыщения. Возможность неустойчивости и условия ее существования в расчетном плане доказываются условиями неустойчивости равновесных состояний.

Переменные неустойчивой (в данной мере) динамической системы, которую представляет собой лазер, должны совершать осцилляции в ограниченной области фазового пространства. Результатами численного интегрирования системы уравнений для начальных условий переменных из этой области описывается временная картина излучения.

Физическая схема при постановке задачи основывается на том, что активный элемент включает два примыкающих один к другому тонких слоя резонансных сред – инверсного и нелинейно поглощающего. Задача об усилении света с одновременным преобразованием временной структуры при его поглощении в нелинейной среде может быть решена в представлении о тонкой планарной пленке, образованной элементарными резонансными диполями. В случае особо тонкого слоя в отраженном и действующем внутри слоя излучении значительны составляющие, обусловленные так называемыми сверхизлучательными компонентами резонансной поляризации [4–6]. Ими образованы дополнительные к величинам нерезонансного показателя преломления и френелева коэффициента отражения динамические резонансные добавки, зависящие от переменных отклика и, следовательно, от интенсивности, которые способны модулировать действующее световое поле. За счет сверхизлучательных добавок в двухслойной системе формируется обратная связь – оказываются “сцепленными” и взаимозависимыми световые поля в обеих частях активного элемента. При различии характерных времен релаксации и сечений переходов между активными уровнями колебания населенности в обеих частях лазерной схемы могут оказаться несфазированными и войти в режим автоколебаний, которые должны проявиться и в поле вынужденного излучения. Процесс формирования выходного излучения рассматривается в данной постановке задачи о низкоразмерном элементе с однородным полем именно как динамика сверхизлучательного компонента вблизи поверхности усиливающего слоя. Вклад сверхизлучательных компонентов в нелинейность отклика среды, проявляющуюся на частоте резонанса, особенно значителен в полупроводниковых структурах с квантоворазмерными эффектами [7; 8].

В экситонной области спектра вероятность вынужденных переходов и резонансной реакции на когерентное световое поле там особо велика [9; 10] – настолько, что эти материалы обычно приводят как пример плотных резонансных сред со свойством нелинейного частотного дрейфа резонансной спектральной линии, обусловленного взаимным влиянием ближних полей диполей [11; 12]. Вызванная смещением такого рода фазовая нелинейность резонансного отклика наряду с насыщением усиления и нелинейным поглощением при различии в их динамике может быть фактором самопроизвольной временной модуляции поля, формируемого в двухкомпонентной планарной структуре [13; 14]. Условия существования этой модуляции и ее следствия и представляют предмет анализа предлагаемой в работе кинетической модели низкоразмерного источника когерентного излучения.

Основные уравнения

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие светового поля со структурой тонких слоев, будем исходить из того, что хотя концентрация активных диполей относительно высока, расстояние между ними в средах обоих слоев предполагается достаточным, чтобы избежать перекрытия их электронных орбиталей. В этом допущении можно придерживаться традиционного описания взаимодействия атомарных диполей в квантоворазмерной структуре [3]. Применение квантовой резонансной модели взаимодействия, которая включает уравнения Блоха для электрических моментов двухуровневых атомов, при анализе динамических явлений в используемых в оптике и лазерной физике полупроводниках детально обосновано, например, в [15].

В приближении особо тонкого слоя плосковолновые световые поля, действующие в обеих средах, считаются однородными. В этом же приближении для записи соотношений полей возможно применение граничных электродинамических условий. Тогда связь между напряженностями поля E_1 в инверсной среде и поля E_2 , действующего на активные центры в поглощающей среде, а также плотностями вероятности резонансной поляризованности ρ_1 и ρ_2 , может быть выражена алгебраическими соотношениями [4] (в дальнейшем индексы 1, 2 следует относить к инверсной и поглощающей части рассматриваемой двухслойной схемы).

В этой постановке в данной задаче существует определенная аналогия, например, с работой [16], где в рамках балансно-вероятностной модели анализировалась кинетика лазера на основе активного слоя с двумя квантовыми ямами. К тематике автоколебаний, достигаемых в двухкомпонентной схеме тонких слоев с нелинейностью рефракции и различием релаксационных параметров, авторы обращались, в основном, в связи с решением задач выявления светомодуляционных свойств низкоразмерных оптических систем при действии внешнего когерентного поля [13; 14; 17–19].

В качестве исходной для записи материальных уравнений, описывающих реакцию на световое поле схемы из двух тонких полупроводниковых пленок, далее рассмотрена система оптических уравнений Блоха для плотности комплексной поляризованности ρ и вероятности разности населенностей уровней резонансного перехода n . Для нормированных квазистационарных полей $e_{1,2} = \mu_1 T_{21} E_{1,2} / \hbar$, переменных величин вероятности поляризованности $\rho_{1,2}$, показателей усиления ($N_1 = \kappa_1 n_1$) и поглощения ($N_2 = \kappa_2 n_2$) может быть сформулирована такая система уравнений:

$$\begin{aligned} e_1 &= e_i + \kappa_1 \rho_1 - \sigma \kappa_2 \rho_2, \quad e_2 = (e_i + \kappa_1 \rho_1) / \sigma - \kappa_2 \rho_2, \quad u = |\kappa_1 \rho_1|^2 T_{11} / T_{21}, \\ T_{21} \frac{d\rho_1}{dt} &= N_1 (e_i + \sigma \rho_2) - (1 - N_1)(1 - i\gamma) \rho_1, \quad T_{22} \frac{d\rho_2}{dt} = -N_2 (\sigma e_i + \rho_1) - \sigma (1 + N_2) \rho_1, \\ \frac{dN_1}{dt} &= \frac{\alpha - N_1}{T_{11}} - \frac{\kappa_1}{2} (\rho_1 e_1^* + \rho_1^* e_1), \quad \frac{dN_2}{dt} = \frac{\kappa_2 - N_2}{T_{12}} - \frac{\kappa_2}{2} (\rho_2 e_2^* + \rho_2^* e_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где e_i – нормированная величина инициирующего поля, возникающего на соответствующей резонансной частоте из поля люминесценции в среде инверсного слоя;

κ_1, κ_2 – ненасыщенные значения показателей усиления и поглощения;

$\sigma = \mu T_{22} / \mu T_{21}$ – отношение сечений перехода в обеих средах (μ_1, μ_2 – средние значения электрических моментов активных диполей, определяющие вероятность резонансных переходов),

T_{11}, T_{12} и T_{21}, T_{22} – соответственно времена продольной релаксации (спонтанной рекомбинации) и фазовой (поперечной) релаксации активных центров в средах слоев,

α – нормированный по пороговому уровню параметр накачки.

Влияние диполь-дипольного взаимодействия в системе (1) учитывается при допущении локальной (лорентцовой) поправки к действующему в инверсной среде полю. Ее учет означает возможность перестройки резонанса усиления (дрейфа центральной частоты линии усиления), определяемой резонансной вариацией инверсии. Нормированный коэффициент γ в компоненте, возникающем при введении лорентцовой поправки, в уравнении для ρ_1 из системы (1) получается зависимым от отношения длины волны и толщины слоя. При записи граничных условий, приводящих к формулировке соотношений для поля и поверхностной поляризованности, нерезонансное отражение на границе раздела образующих двухслойную систему сред считалось пренебрежимо малым. Мощность выходного излучения u рассчитывается по величине сверхизлучательного компонента светового поля в инверсном слое и масштабирована по уровню характерной мощности, насыщающей усиление.

Уравнениями системы (1) описывается динамика светового поля в двухслойной активной схеме пониженной размерности с учетом времени реакции фаз резонансных диполей на излучение – времени фазовой релаксации. При этом кроме накачки и насыщения разности населенностей переходов (просветления поглощающей части схемы) рассматриваются следствия нелинейного дрейфа частоты резонанса, безынерционного по отношению к вариациям населенности при развитии насыщения, то есть способного проявляться за время осцилляций интенсивности вынужденного излучения.

Конечность времени фазовой релаксации предполагает учет динамики факторов однородного уширения спектральной линии. Дополнительно к этому влияние ближних полей диполей в схеме с повышенной их концентрацией или значительными величинами электрического момента приводит к автомодуляционному уширению линии [5]. Далее в наших оценках будет учитываться только это уширение. Учет динамики поляризации активных сред, выраженной в ее инерционности, можно исключить из рассмотрения, считая ее безынерционной по отношению к действующим на активные центры в обеих пленках полям E_1 и E_2 . Это считается допустимым при анализе развивающихся в полупроводниковых материалах осцилляций интенсивности с наносекундным периодом [20], соответствующим времени спонтанной рекомбинации – времена же фазовой релаксации там имеют пикосекундную длительность.

Подобное предположение об адиабатическом характере изменения резонансной поляризации позволяет из уравнений для поляризационного отклика в системе (1) получить следующие приближенные квазиравновесные значения поляризованностей ρ_{1s} и ρ_{2s} :

$$\rho_{1s} = \frac{(1+i\gamma)(1+N_2)}{(1+\gamma^2)(1-N_1)} N_1 e_i, \quad \rho_{2s} = \frac{\sigma N_1}{1+N_2} N_2 e_i. \quad (2)$$

Замена переменных ρ_1 и ρ_2 в системе (1) на квазиравновесные значения (2) приводит к адиабатическому исключению поляризации из схемы анализа осцилляторного режима. С учетом масштабирования переменной времени $\tau = t/T_{11}$ можно записать систему кинетических уравнений для эволюции резонансных показателей усиления и поглощения:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{d\tau} &= \alpha - N_1 - \frac{\kappa_1}{1+\gamma^2} \left[\frac{(\sigma-1)N_2-1}{(1-N_1)(1+N_2)} \right]^2 N_1 e_i^2, \\ \frac{dN_2}{d\tau} &= \frac{\kappa_2 - N_2}{\tau_{12}} - \kappa_2 \frac{(\sigma-1)N_2-1}{(1+N_2)^2} \left(\sigma + \frac{1}{1+\gamma^2} \frac{N_1}{1-N_1} \right) N_2 e_i^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\tau_{12} = T_{12}/T_{11}$. На основе схемы расчета (2) можно анализировать энергообмен полей и резонансных сред в обеих частях двухкомпонентного активного элемента при допущении продольно-однородного поля. Расчет нормированной мощности подобной лазерной схемы возможен, исходя из соответствующих выражений в соотношениях (1) и (2). Ввиду снижения степеней свободы нелинейной системы (3) по сравнению со схемами, учитывающими инерционность поляризационного отклика среды по отношению к полю излучения, моделирование кинетики излучательных процессов на основе данной схемы, поиск возможности и условий развития автоколебательных режимов значительно упрощен.

Качественный анализ устойчивости

Система (3) допускает возможность качественного изучения устойчивости ее равновесных состояний (особых точек N_{1s} , N_{2s}) при условии уровня тока накачки и инициирующего поля спонтанной люминесценции, неизменных в ходе процесса вынужденного излучения (параметры α и e_i постоянны). Формально выражения для расчета зависимости равновесных состояний N_{1s} , N_{2s} от уровня тока накачки и характеристик среды определяются из нелинейной алгебраической системы, образованной сингулярными пределами уравнений (3):

$$\alpha = \frac{F}{1+F} + \kappa_1 \frac{1+F}{1+\gamma^2} F^2 \left(\frac{\sigma N_{2s}}{1+N_{2s}} \right)^2 e_i^2, \quad N_{1s} = \frac{F}{1+F},$$

$$F = (1+\gamma^2) \left\{ \frac{(\kappa_2 - N_{2s})(1+N_{2s})^2}{\kappa_2 \tau_{12} [(\sigma - 1)N_{2s} - 1] N_{2s} e_i^2} - \sigma \right\}. \quad (4)$$

Точное аналитическое решение системы уравнений (4) для определения зависимостей равновесных состояний от коэффициентов (1) или (3) (физических параметров модели) ввиду высоких степеней неизвестных N_{1s} , N_{2s} невозможно. Запись первого, а также второго, из выражений (4), однако, представляется удобной для того, чтобы, зная физические пределы изменения величины N_{2s} ($0 < N_{2s} < \kappa_2$), параметрическим расчетом выстроить зависимости N_{1s} , N_{2s} от главного, изменяемого в реальных условиях, физического параметра тока накачки α . Поведение этих зависимостей позволит далее оценить область устойчивости (или неустойчивости) равновесных состояний системы (3) на шкале α .

Изучение устойчивости стационарных состояний основывается на линеаризации системы (3) в окрестности особых точек (N_{1s} , N_{2s}). Решения линеаризованного аналога в относительно малой окрестности (N_{1s} , N_{2s}) представляются экспонентами вида $\exp(\beta\tau)$ с комплексными (в общем случае) коэффициентами в показателе. Отрицательные значения коэффициента β или его вещественной части при данных сочетаниях коэффициентов (1) или (3) соответствуют устойчивости состояния, определяемого N_{1s} и N_{2s} . Величина β определяется корнями характеристического уравнения линеаризованной системы

$$\Phi(\beta) = \beta^2 - 2\chi\beta + \eta = 0.$$

Коэффициенты уравнения выражаются непосредственно через значения N_{1s} и N_{2s} , рассчитываемые из соотношений (4), а также через коэффициенты системы (3)

$$\chi = \frac{1}{2}(P - R), \quad \eta = \frac{2\kappa_1\kappa_2 e_i^4}{(1+\gamma^2)^2} \frac{[(\sigma - 1)N_{2s} - 1]^3}{(1 - N_{1s})^4 (1 + N_{2s})^4} N_{1s} N_{2s} - PR, \quad (5)$$

$$\text{где } P = \frac{2\kappa_1 e_i^2 [(\sigma-1)N_{2s}-1]^2 N_{1s}}{1+\gamma^2 (1-N_{1s})^3 (1+N_{2s})^2} \left[1 + \frac{(\sigma-1)(1-N_{1s})}{(\sigma-1)N_{2s}-1} \right] + \frac{\alpha}{N_{1s}},$$

$$R = 2\kappa_2 \frac{[(\sigma-1)N_{2s}-1] e_i^2}{(1+N_{2s})^3} \left(\sigma + \frac{1}{1+\gamma^2} \frac{N_{1s}}{1-N_{1s}} \right) N_{2s} - \frac{\kappa_2}{N_{2s}\tau_{12}}.$$

Существование пары комплексно-сопряженных корней $\beta_{1,2} = -\chi \pm i\sqrt{-D}$ (D – дискриминант полинома $\Phi(\beta)$) с положительной действительной частью указывает на возможность неустойчивости, соответствующей гармоническим решениям линеаризованной системы с частотой $\omega = \sqrt{\eta - \chi^2}$:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\kappa_1 \kappa_2 e_i^4 [(\sigma-1)N_{2s}-1]^3}{(1+\gamma^2)^2 (1-N_{1s})^4 (1+N_{2s})^4} N_{1s} N_{2s} - \frac{1}{4}(P+R)^2}. \quad (6)$$

Особая точка, характеризующая равновесное состояние, тогда представляет собой неустойчивый фокус. Уже, однако, отмечено – балансные уравнения для населенностей типа системы (3) таковы, что учитываемая в них нелинейность, описывает насыщение амплитуды переменных, поэтому неустойчивое нарастание функций $N_1(\tau)$ и $N_2(\tau)$ после выхода из окрестности (N_{1s}, N_{2s}) неизбежно ограничено. Фазовые траектории решений в пространстве переменных, которые соответствуют осциллирующим во времени зависимостям $N_1(\tau)$ и $N_2(\tau)$, тогда могут выходить на предельный цикл; сами же решения будут описывать периодическую зависимость выходной мощности u .

Область возможных осцилляторных решений (2) может быть также установлена параметрическим расчетом (4)–(6). Процедура параметрического расчета дает возможность построения нелинейной зависимости $\chi = \text{Re}\beta$ и частоты Ω на шкале α . Неустойчивым осцилляторным решениям, которые могут проявляться при условиях $D < 0$ и $\chi \geq 0$, должно соответствовать формирование регулярной автомодуляционной составляющей в интенсивности отраженного излучения. Примеры кривых $\text{Re}\beta(\alpha)$, $D(\alpha)$, для подобных случаев при различных величинах параметра поглощения κ_2 приведены на рисунке 1.

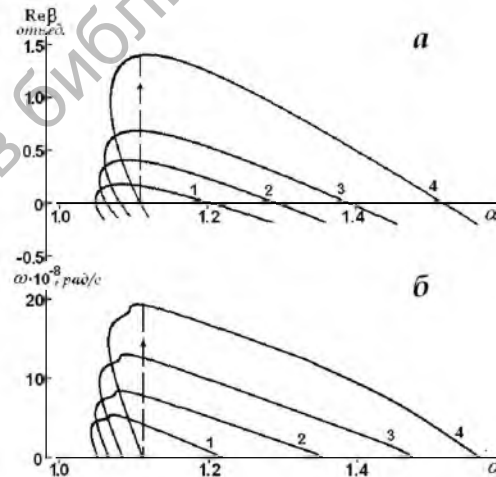


Рисунок 1 – Зависимости действительной части характеристического уравнения (а) и частоты колебаний в окрестности равновесного состояния (б) от уровня тока накачки α (пунктиром для кривой 4 указано направление бистабильного скачка):
 $\kappa_2 = 1.0$ (кривые 1), 1.3 (2), 1.5 (3), 2.0 (4), $\kappa_1 = 1.0$, $\tau_{12} = 20$, $\sigma = 10$, $\gamma = 1.58$,
 $T_{11} = 5.0 \cdot 10^{-9}$ с, $T_{21} = T_{22} = 1.0 \cdot 10^{-12}$ с.

Анализ данных от многократных расчетов, подобных тем, результаты которых продемонстрированы на рисунке 1, позволил сделать следующие выводы. Решения, описывающие осцилляторный режим, существуют в ограниченном диапазоне значений накачки, который определяется расчетом (4) – (6) и частично включает область бистабильности (неоднозначности) зависимостей $N_{1s}(\alpha)$, $N_{2s}(\alpha)$, соответственно, и зависимостей $\chi(\alpha)$, $\omega(\alpha)$ (рис. 1, а). Бистабильность отклика тонкого слоя используемых в оптике полупроводников на резонансное излучение довольно известное и исследованное явление [21; 22]. В рассматриваемом случае бистабильность означает, что переход к решениям с осцилляторной характеристикой при увеличении α и достижении порогового по неустойчивости уровня α должен происходить скачком (направление бистабильных скачков на рисунке 1 указано только для кривых 4). Начиная с этого значения α (его именуют *вторым порогом генерации*), состояние N_{1s}, N_{2s} системы (3) характеризуется как неустойчивый фокус. Частота модуляции, которая характеризует осцилляторные решения линеаризованного аналога системы (3), при этом близка к максимальной и по мере увеличения α снижается (рис. 1, б). При достижении второго критического состояния (когда кривые $\chi(\alpha)$ вновь пересекают горизонтальную ось) и при дальнейшем нарастании α особая точка N_{1s}, N_{2s} в некоторой области значений представляет собой устойчивый фокус, все еще определяя осцилляторный, но переходный, характер решений в своей окрестности, затем принимает свойства устойчивого узла.

Поиск и определение условий неустойчивости на основе расчета соотношений, вообще, представляют самостоятельную, разрешимую в рамках теории бифуркаций задачу, но довольно сложны из-за множества параметров, определяющих релаксационные и нелинейные характеристики реакции сред, а также фазовые соотношения световых полей, действующих в слоях квантоворазмерных структур. Поэтому просто отметим, что возможность неустойчивого поведения светового потока, излучаемого в системе двух резонансных слоев, и соответствующая регулярная структура в лазерном световом поле проявляются для $\gamma \neq 0$ в условиях различия некоторых релаксационных параметров. Значимыми с этой точки зрения выступают времена продольной релаксации T_{11} и T_{21} , а также сечения переходов (их соотношение характеризуется параметром σ). Параметры T_{11} и T_{21} характеризуют обратимость населенностей при снижении мощности генерации, сечения переходов – вероятность вынужденных процессов излучения или поглощения.

Расчетные оценки показали, что поглощающая среда, во-первых, должна быть менее инерционной по отношению к изменению мощности поля, во-вторых, с большей скоростью релаксировать к состоянию при низком возбуждении (в условиях снижения интенсивности вынужденного излучения в усиливающем слое). Соответствующие параметры слоев должны различаться на порядок и более, поэтому значения τ_{12} и σ в приведенных расчетах превышали при прочих параметрах величину 10. Порог неустойчивости по уровню накачки (проявление второго порога генерации), судя по примерам расчета, иллюстрированным на рисунке 1, зависит от уровня ненасыщенного поглощения κ_2 в модулирующем добротность элементе схемы. Для достаточного и оптимального просветления более плотного слоя (со значительной величиной κ_2) требуется большая мощность вынужденного излучения и, соответственно, более высокая скорость накачки. Важным в отношении возможности возникновения неустойчивости и осцилляций фактором является также влияние диполь-дипольного взаимодействия. При отсутствии его учета в уравнениях (3) – (5), т. е. при $\gamma = 0$, область неустойчивости в пределах значений параметров (1), (3), перекрывающихся с реальными, не обнаруживается.

Численное моделирование

В оценке значений коэффициентов при параметрическом расчете (4) - (6), а также при моделировании кинетики излучения на основе интегрирования (3), представлялось целесообразным исходить из тех оценок, которые известны, например, из работ [18; 19; 23], где исследованы квантоворазмерные структуры на основе *InGaAs/GaAs* или *GaInNAsSb*. Масштаб моделируемого явления по уровню мощности соответствовал вынужденному излучению с интенсивностью порядка мощности насыщения в подобных средах ($\sim 10^5$ Вт/см²) в экситонной области спектра (длина волны в пределах $1.25 \dots 1.30 \cdot 10^{-6}$ м); величина μ взята в диапазоне $(8 \dots 10) \cdot 10^{-29}$ Кл·м, время спонтанной рекомбинации порядка $0.5 \dots 10 \cdot 10^{-9}$ с. Разность релаксационных и нелинейных параметров пленок лежит в тех пределах, которые определяются обычным разбросом соответствующих величин в их экспериментальных измерениях [24].

Использование результатов качественной оценки устойчивости равновесных состояний в ходе численного моделирования процесса формирования генерации дало возможность выявить довольно различающиеся сценарии динамического поведения интенсивности вынужденного излучения. Численное интегрирование исходной системы уравнений (3) проводилось методом Рунге – Кутты для начальных условий, соответствующих достижению порогового условия генерации в усиливающем слое при ненасыщенном поглощении в ненакачиваемом слое схемы. Излучение развивалось из спонтанного поля люминесценции – вклад инициирующего поля e_i в действующее поле в усиливающем слое принципиален. Именно из него “стартует” излучение генерации, но по соответствующей мощности это поле пренебрежимо мало в сравнении со средней мощностью вынужденного излучения. Значения e_i взяты в соответствии с оценками [25] и избраны такими, что их величина не влияет на устойчивость системы (3).

Вид решений для нормированной интенсивности $u(t)$ в наносекундном масштабе для материальных параметров, совпадающих с теми, что использованы в вариантах рисунка 1 для расчета кривых, пронумерованных цифрой 3, представлен на рисунке 2. Варианты рисунка 2 различаются значениями α , которые соответствуют равновесным состояниям N_{1s} и N_{2s} с качественно разной устойчивостью. Для наглядности графическое изображение решений, описывающих автомодуляционный режим (рис. 2, $v - d$), дополнено разверткой $u(t)$ с большим разрешением (рис. 2, $v' - d'$) и иллюстрацией фазового портрета решений (рис. 2, $v'' - d''$).

На фрагментах a и b рисунка 2 зависимость $u(t)$ проявляет экспоненциальный спад интенсивности до ее устойчивого значения. Величина параметра α лежит вне пределов области устойчивости, для варианта b осцилляторный характер при затухании колебаний более выражен, параметр обуславливает в этом случае устойчивость особой точки по типу фокуса. Рисунки 2, $v - d$ демонстрируют автоколебательный режим модели взаимодействия (3), определяемый неустойчивостью процесса энергообмена световых полей со средами структуры и представляющий автомодуляцию излучения. Модуляционной составляющей $u(t)$ присущ в целом относительно высокий контраст, определенным образом связанный с частотой модуляции. Переходу к установившейся регулярной структуре в интенсивности предшествует этап “разгорания” – последовательность всплесков с нарастающей амплитудой колебаний. Выход на режим автоколебаний соответствует неустойчивости N_{1s} и N_{2s} по типу неустойчивого фокуса, фазовые кривые на рисунках 2, $v'' - d''$ устремляются к предельному циклу. Можно отметить, что частота автомодуляционной структуры интенсивности в зависимости от параметра α в пределах зоны неустойчивости неодинакова (рис. 2, $v' - d'$), что качественно соответствует ходу кривых $\omega(\alpha)$ на рисунке 2.

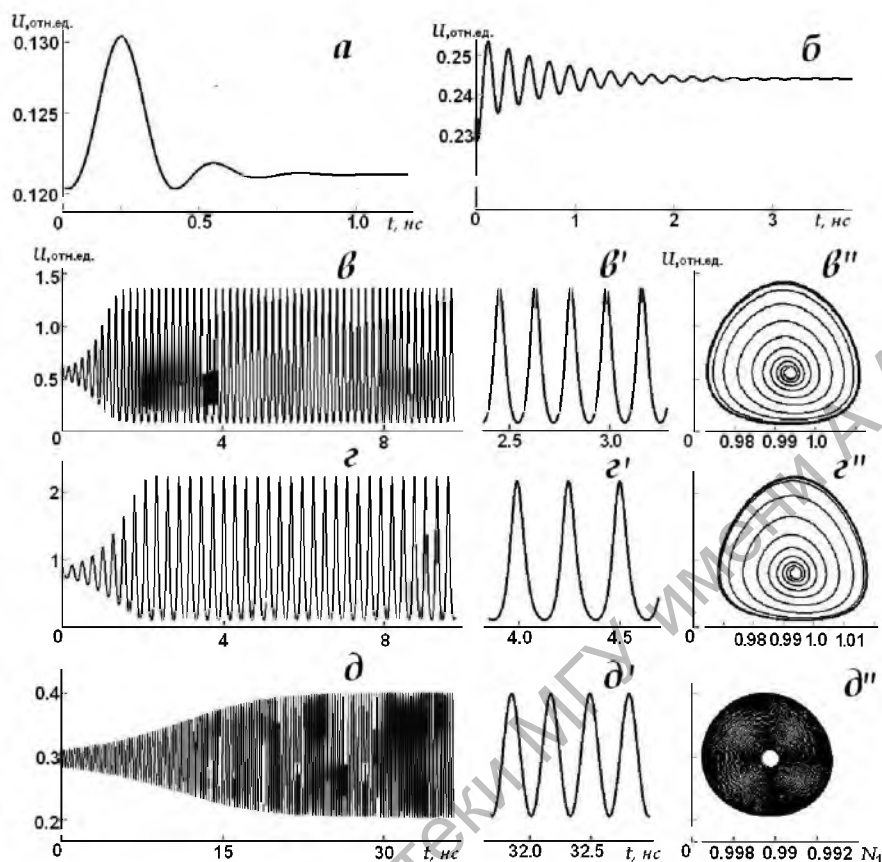


Рисунок 2 – Временная зависимость нормированной интенсивности u для устойчивых (a, b) и неустойчивых ($v - d$) режимов излучения, фрагменты ($v' - d'$) – зависимость $u(t)$ с большим разрешением, ($v'' - d''$) – фазовые кривые в плоскости (N_1, u) : $\alpha = 1.06$ (a), 1.4 (b), 1.15 (v), 1.25 (z), 1.35 (d); $\kappa_1 = 1.0$, $\kappa_2 = 1.5$, $\tau_{j2} = 20$, $\sigma = 10$, $\gamma = 1.58$, $T_{11} = 5.0 \cdot 10^{-9}$ с, $T_{21} = T_{22} = 1.0 \cdot 10^{-12}$ с.

Заключение

С применением качественного анализа устойчивости динамических систем и численного моделирования предложенной кинетической модели взаимодействия плосковолнового когерентного поля и двухуровневой активной среды исследована возможность достижения автоколебательного режима в компактном лазерном устройстве, состоящем из двух тонких полупроводниковых слоев, рассматриваемых как плотные резонансные среды. Уравнения для такой системы, записанные для сверхтонкого слоя, и с адиабатически исключенной поляризуемостью нелинейной среды учитывают влияние ближних полей диполей на диэлектрическую проницаемость. С этим влиянием связано смещение частоты резонанса, происходящее за время формирования импульса, и возможность проявления бистабильности в пропускании и отражении слоев.

В дополнение к резонансной нелинейности, которая выражена в возможности насыщения поглощения и усиления, с разной скоростью и вероятностью происходящего в обеих средах, бистабильность, проявляющаяся в резком переключении в схеме лазерной обратной связи, также оказывается причиной раскачки стационарных состояний устройства, излучающего когерентное световое поле.

Эффект развития неустойчивости в виде регулярной модуляции светового поля в двухкомпонентной схеме лазера можно использовать для формирования временной структуры излучения без применения синхронизированных с накачкой внешних устройств или для разработки приемов диагностики физических свойств тонких пленок.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. **Ораевский, А. Н.** Динамика ПЛ и “метки времени” / А. Н. Ораевский // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 6. – С. 847–855.
2. **Boyd, R. W.** Local field effects in enhancing the nonlinear susceptibility of optical materials / R. W. Boyd, J. J. Maki, J. E. Sipeb // Nonlinear Optics: Fundamentals, Materials and Devices. – 1992. – P. 63–76.
3. **Каплиан, А. Е.** Поведение локальных полей в нанорешетках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, “магические” числа и оптическая бистабильность / А. Е. Каплиан, С. Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179, вып. 5. – С. 539–547.
4. **Юдсон, В. И.** Нелинейная резонансная оптика тонких пленок: метод обратной задачи / В. И. Юдсон, В. И. Рупасов // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 494–501.
5. **Гадомский, О. Н.** Эффект ближнего поля в сверхтонкой пленке резонансных атомов / О. Н. Гадомский, С. В. Сухов // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 6. – С. 529–534.
6. 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, No 7. – P. 3845–3853.
7. **Леонов, М. Ю.** Нестационарное межзонное поглощение света квантовыми точками: невырожденный случай спектроскопии, накачка, зондирование / М. Ю. Леонов, А. В. Баранов, А. В. Федоров // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 110, № 3. – С. 28–35.
8. Effect of Excited-State Transitions on the Threshold Characteristics of a Quantum Dot Laser / L. V. Asryan [et al.] // IEEE J. of Quant. Electron. – 2001. – Vol. 37, № 3. – P. 418–425.
9. **Schneider, S.** Self-induced transparency in InGaAs quantum-dot waveguides / S. Schneider [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83, № 18. – P. 3668–3670.
10. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / G. Ya. Slepian [et al.] // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 70, № 4. – P. 045320-1-045320-5.
11. **Paspalakis, E.** Local field effects in excitonic population transfer in a driven quantum dot system / E. Paspalakis, A. Kalini, A. F. Terzis // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73, № 7. – P. 073305-1-073305-4.
12. Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками / А. В. Савельев [и др.] // ФТП. – 2008. – Т. 42, вып. 6. – С. 730–735.
13. **Редько, В. П.** Автомодуляция лазерного излучения, отраженного от двухслойной резонансной среды / В. П. Редько, А. В. Хомченко, В. А. Юревич // Доклады НАН Беларуси. – 2003. – Т. 47, № 1. – С. 57–61.
14. **Glasunova, E. V.** Self-induced instability of radiation in thin-film planar structure / E. V. Glasunova (Timoschenko), A. V. Khomchenko, V. A. Yurevich // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6259. – P. 62590Y-1–62590Y-10.
15. **Haug, H.** Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors / H. Haug, S. W. Koch. – Singapore: World Scientific, 1994. – 492 p.
16. **Афоненко, А. А.** Режим регулярных пульсаций в лазерах с двумя квантовыми ямами / А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манах // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20, № 2. – С. 57–61.
17. **Бабушкин, И. В.** Влияние α -фактора на динамику двухслойной полупроводниковой структуры / И. В. Бабушкин, П. В. Павлов, Н. А. Лойко // Квант. электрон. – 2004. – Т. 34, № 4. – С. 355–360.
18. **Paulau, P. V.** Self-sustained pulsations of light in nonlinear thin-film system / P. V. Paulau, N. A. Loiko // Phys. Rev. A. – 2005. – Vol. 72, № 1. – P. 013819-1–013819-8.
19. **Юревич, Ю. В.** Неустойчивость излучения, отраженного двуслойной пленочной структурой / Ю. В. Юревич, В. Л. Титов // Веснік МДУ імя А. А. Куляшова. Серія В, Природознавчі науки: математика, фізика, біологія. – 2015. – № 2(46). – С. 53–62.
20. **Ханин, Я. И.** Основы динамики лазеров / Я. И. Ханін. – М.: Наука, 1999. – 368 с.

21. **Хаджи, П. И.** Особенности стационарного пропускания (отражения) тонкой пленки полупроводника с экситонной областью спектра / П. И. Хаджи, С. Л. Гайван // Квант. электрон. – 1997. – Т. 24, № 4. – С. 546–550.
22. **Глазунова, Е. В.** Бистабильность мощности излучения лазера с нелинейным тонкопленочным элементом / Е. В. Глазунова (Тимошенко), Д. М. Шилко // Весці НАН Беларусі, серыя фіз.-мат. нав. – 2005. – № 5. – С. 45–48.
23. **Жуков, А. Е.** Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / А. Е. Жуков, А. Р. Ковш // Квант. электрон. – 2008. – Т. 38, № 5. – С. 409–422.
24. **Khomchenko, A. V.** Waveguide spectroscopy of thin films / A. V. Khomchenko // NY: Academic Press, 2005. – 220 p.
25. **Морозов, Ю. А.** Влияние спонтанных флуктуаций носителей тока и фотонов на динамику инжекционного лазера в режиме генерации пикосекундных импульсов / Ю. А. Морозов, А. В. Красовский // Квант. электрон. – 1994. – Т. 21, № 8. – С. 748–752.

Поступила в редакцию 03.06.2019 г.

Контакты: e-mail: timoshchenko@msu.by (Тимошенко Елена Валерьевна)

Timoshchenko E., Yurevich Yu. LASING DYNAMICS MODELLING FOR LOW-DIMENSIONAL SEMICONDUCTOR LASER WITH TWO-COMPONENT ACTIVE ELEMENT.

In the uniform light field approximation for the active layer, an equation system describing the lasing kinetics in a laser with a medium formed by two low-dimensional components – gain and bleaching at the generation frequency – is theoretically analyzed. It is taken into account that a gain element is characterized by the properties of a dense resonant medium with the possibility of the gain spectral line nonlinear drift caused by the dipole-dipole interaction. For the physical parameters of semiconductor quantum-dimensional structures, the conditions for the realization of self-sustaining pulsation output mode with a constant pump current level are formulated.

Keywords: lasing self-pulsations, resonant optical nonlinearity, dipole-dipole interaction, nonlinear drift of the spectral line, semiconductor quantum-dimensional structure.