

САМОПУЛЬСАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ЛАЗЕРЕ
С НЕЛИНЕЙНЫМ ТОНКОПЛЕНОЧНЫМ ЗАТВОРОМ

Е. В. Глазунова*, В. А. Юревич

УДК 621.378.825

*Могилевский государственный университет, Беларусь,
212022, Могилев, ул. Космонавтов, 1; e-mail: togu@tut.by**(Поступила 17 мая 2004)*

С использованием элементов качественного анализа системы кинетических уравнений проведена оценка условий реализации режима автоколебаний интенсивности, возникающего как следствие амплитудно-фазовой самомодуляции светового поля в твердотельном лазере с постоянной накачкой при наличии в резонаторе тонкого полупроводникового слоя, поглощающего на частотах, близких к частоте генерации.

Ключевые слова: релаксационная динамика лазеров, внутриврезонаторная самомодуляция излучения, автомодуляционное уширение спектральной линии усиления.

Using a qualitative analysis of a system of kinetic equations, an estimation is made of conditions of realization of an intensity auto-oscillations mode arising due to the amplitude-phase self-modulation of light field in a cw solid-state laser. This takes place in the presence of a thin semiconductor layer placed in the laser cavity and absorbing at frequencies close to the lasing frequency.

Keywords: transient lasing dynamics, intra-cavity self-modulation of radiation, light field spectrum linewidth broadening.

Введение. Лазеры, излучающие непрерывную последовательность коротких импульсов, находят применение в метрологии и современных устройствах передачи информации. Получение стабильных серий контрастных световых импульсов в диапазоне субпико- и пикосекундной длительности требует применения высоких лазерных технологий. Плоскостные полупроводниковые структуры в качестве пассивных модуляторов добротности с недавнего времени используются как элементы твердотельных лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы (СКИ) в режиме синхронизации мод [1—3]. Также известно [4], что ряд твердотельных лазеров при возбуждении релаксационных колебаний способен генерировать регулярную последовательность достаточно коротких импульсов. Для этого необходима сравнительно незначительная внешняя модуляция уровня накачки или добротности резонатора [5]. Действие насыщающихся затворов на основе полупроводниковых структур моделировалось и детально анализировалось для описания физической ситуации в резонаторах непрерывных твердотельных лазеров, излучающих СКИ [6, 7].

Постановка задачи. Цель настоящего исследования — расчет области параметров твердотельного лазера с тонкопленочным пассивным модулятором, в которой возможен режим автоколебаний интенсивности излучаемого светового поля. Внутриврезонаторная автомодуляция добротности происходит на частотах релаксационных колебаний вследствие вариаций эффективного пропускания затвора при изменении интенсивности. Предполагается, однако, что изменение пропускания оказывается следствием не только насыщаемого поглощения в веществе модулятора, но и высокой критичности реакции особо тонкого слоя полупроводника на колебания частоты резонаторных мод. Такие частотные колебания могут быть вызваны сложной структурой усиления, характерной для ряда активных сред. Даже при генерации в максимуме сложного контура спектра усиления при этом возможна отличная от нуля отстройка частоты генерации от центральной частоты активного перехода. Зависящие от величины и знака такой отстройки резонансные девиации показателя преломления среды регистрировались в полупроводниках и активированных кристаллах [8, 9]. Автомодуляционное уширение линии усиления и наличие амплитудно-фазовой связи в этих условиях способны влиять на динамику излучения. Возникновение автомодуляционных изменений во временной развертке излучения инжекционных лазеров при помещении во внешний резонатор тонкопленочного активного элемента на основе полупроводниковой среды отмечалось в [10].

SELF-PULSATIONS OF RADIATION IN A SOLID-STATE LASER WITH A NONLINEAR THIN-FILM ABSORBER
E. V. Glasunova* and V. A. Yurevich (Mogilev State University, 1 Kosmonavtov Str., Mogilev, 212022, Belarus; e-mail: togu@tut.by)

Физическая ситуация в лазере моделировалась для случая, когда тонкий активный слой из используемого в оптике полупроводника нанесен на отражающий торец усиливающего элемента. Пропускание слоя при условии особо малой его толщины (значительно меньшей длины волны моды, выходящей в генерацию) критично по отношению не только к интенсивности, но и к частоте моды. Лазер с пленочным модулятором рассматривался в рамках двухуровневой схемы как сосредоточенная система. В качестве основы его динамической модели взята автономная система кинетических уравнений для нормированных величин интенсивности и уровня инверсной населенности, сформулированная в [11]. Автомодуляционные изменения добротности резонатора учитываются компонентой переменного коэффициента потерь в уравнении для интенсивности. Величина потерь зависит от переменного пропускания пленки, и релаксационный отклик ее среды описывается дополнительным балансным уравнением для разности населенности.

Расчетная схема и численное моделирование. Рассмотрим упрощенную модель генерации, в которой разность населенностей в среде пленки безынерционно следит за изменением интенсивности генерации. Скоростные параметры обратимости и сечение перехода в пленке должны существенно превышать аналогичные параметры усиливающей среды. Предположение об относительно небольшой величине показателя активного поглощения, как правило, достижимого и реализующегося в пленке ($\kappa l \ll 1$, κ — ненасыщенное поглощение, l — толщина слоя), дает возможность простой аппроксимацией свести использованную в [11] модель к системе двух уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= \frac{1}{\tau} \left\{ y + \frac{\gamma}{2} [1 - k(X, y)] \right\} X, \\ \frac{dy}{dt} &= \alpha - (1 + X)(1 + y), \end{aligned} \quad (1)$$

где $k(X, y) = -(\sigma X - 2\kappa l)g + \sqrt{[1 + (\sigma X - 2\kappa l)g]^2 + 8g\kappa l}$; $g(y, \Delta_0) = [1 + (\Delta_0 + \Delta)^2]^{-1}$, $\Delta = \beta(y_n - y)\tau_2/\tau$;

X — нормированная по уровню насыщающей мощности интенсивность в резонаторе; y — нормированная по величине порогового уровня потерь вариация инверсии; τ и τ_2 — релаксационные времена резонатора и поляризационного отклика среды (обе величины, как и время в системе (1), нормированы по величине времени релаксации инверсной заселенности τ_1);

σ — отношение сечений перехода в центрах линий усиления в лазерной среде и поглощения в пленке; α — параметр уровня накачки (по отношению к пороговому). Значение γ обратно величине пороговых потерь, изменением k описываются переменные потери из-за просветления слоя, значения форм-фактора g определяются не только относительной отстройкой центров линий усиления и поглощения Δ_0 , но и величиной частотного дрейфа основной моды резонатора в ходе генерации Δ , которая зависит от резонансной вариации инверсии (y_n — ее начальное значение) и пропорциональна параметру β , определяющему амплитудно-фазовую связь.

Моделирование процесса формирования излучения проводилось для схемы усиления, в которой в начальный момент времени $t_0 = 0$ предполагалось выполнение порогового условия генерации $y(t_0) = y_n = 2\gamma\kappa l / (1 + \Delta_0^2)$ при относительно небольших интенсивностях $X(t_0) \ll X_s$ (X_s — равновесное значение интенсивности). Система (1) интегрировалась методом Рунге—Кутты (Runge—Kutt) для параметров, соответствующих инжекционным лазерам на основе AlGaAs с по-

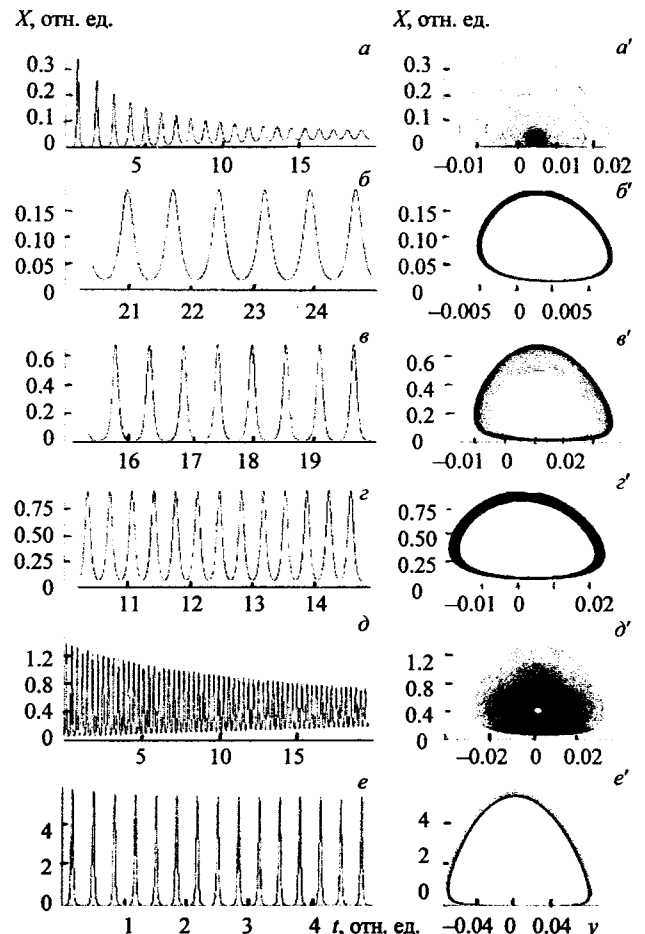


Рис. 1. Динамика интенсивности (а—е) и фазовые траектории (а'—е') при $\alpha = 1.05$ (а), 1.08 (б), 1.17 (в), 1.35 (г), 1.40 (д) и 1.70 (е); $\kappa l = 0.033$ (а—д) и 0.050 (е); $\Delta_0 = -1.0$ (а—д) и 0 (е); $\alpha = 10$; $\beta = 5$

стоянным током накачки (уровень тока накачки, определяемый α , изменялся в вариантах расчета в пределах 1.02—1.80, параметр линейных потерь по величине был фиксирован, $\gamma = 0.17$; время продольной релаксации $\tau_1 = 1.0 \cdot 10^{-9}$ с, тогда с учетом нормировки бралось $\tau \sim 10^3$, $\tau_2 \sim 10^3$). Полученные решения для $X(t)$, примеры которых приведены на рис. 1, указали на возможность двух сценариев генерации — переходного, т. е. затухающего к равновесному уровню (рис. 1, a, d), и автоколебательного. В последнем случае временная развертка решения описывает периодическую последовательность симметричных импульсов (рис. 1, $b—z, e$). Рис. 1 иллюстрирует также ход траекторий на фазовой плоскости системы (1). Аттрактором решений является, соответственно, либо точка равновесного состояния — устойчивый фокус (рис. 1, a', d'), либо предельный цикл (рис. 1, $b'—z', e'$). Режим автоколебаний устанавливается после непродолжительной (в зависимости от значений $X(t_0)$) серии переходных пульсаций и возможен в определенном диапазоне уровня накачки при остальных фиксированных параметрах (1). Изменение инверсии по отношению к пороговой, а также вариации пропускания слоя при этом сравнительно невелики — до нескольких процентов. Частоты импульсов, как и следовало ожидать для релаксационных серий, нарастают с увеличением уровня накачки. При использованных в расчете параметрах инжекционных лазеров период следования пульсаций относился к субнаносекундному диапазону, длительность импульсов по уровню 1/2 имела порядок от нескольких до десятков пикосекунд. Период и скважность нелинейных пульсаций критичны по отношению к накачке и уровню поглощения в пленке.

Качественный анализ модели. На фазовой плоскости переход решений к режиму автоколебаний соответствует выходу траекторий на предельный цикл (рис. 1, $b'—z', e'$). Точки (X_s, y_s) , отвечающие равновесным состояниям с ненулевой интенсивностью, находятся внутри области, охватываемой кривыми предельного цикла. Качественное изучение устойчивости решений вблизи одного из равновесных состояний дает возможность оценить зону параметров системы (1), в которой это состояние устойчиво [4]. В случае определения условия автоколебаний интерес представляет именно поиск зон параметров, где точки (X_s, y_s) нестабильны по типу неустойчивого фокуса. Осцилляторный уход траекторий решений из окрестности точки равновесия может означать, что их аттрактором из-за неизбежного насыщения нарастающей $X(t)$, $y(t)$ окажется предельный цикл.

Выражения для равновесных состояний (X_s, y_s) следуют из сингулярных пределов системы (1):

$$\sigma X_s = (y_s + \gamma) \left\{ 2\kappa / y_s - 1 / [\gamma g(y_s, \Delta_0)] \right\}, \quad \alpha = (1 + X_s)(1 + y_s). \quad (2)$$

Линеаризация системы (1) в окрестности точек равновесия позволяет сформулировать характеристический полином относительно λ — коэффициента в показателе экспоненциального решения линеаризованного аналога системы. В случае, если точка равновесия представляет собой фокус, полученное квадратное уравнение должно обладать комплексно-сопряженными корнями $\lambda_{1,2} = \mu/2 \pm i\sqrt{-D}$.

Выражения для вещественной части корней и дискриминанта характеристического уравнения:

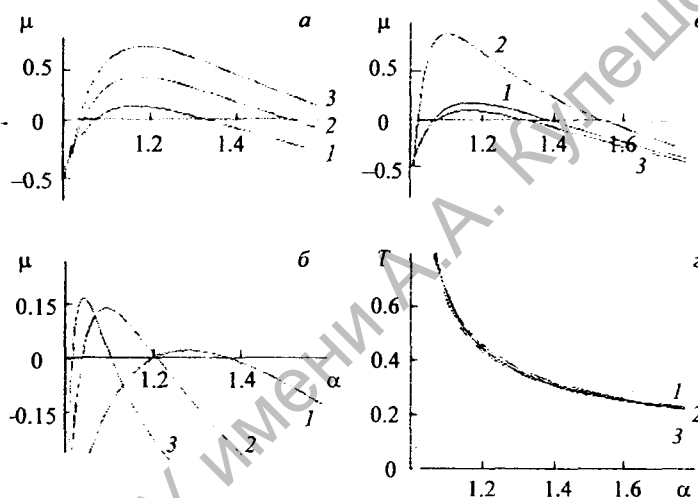
$$\begin{aligned} \mu &= -1 - X_s + \frac{\sigma y_s X_s / \tau}{\gamma(\sigma X_s - 2\kappa l) + (2y_s + \gamma) / g(y_s, \Delta_0)}, \\ D &= \frac{1}{4} \left[1 + X_s + \frac{\sigma y_s X_s / \tau}{\gamma(\sigma X_s - 2\kappa l) + (2y_s + \gamma) / g(y_s, \Delta_0)} \right]^2 - \\ &\quad - X_s \frac{1 + y_s}{\tau} \left\{ 1 + 2\beta \frac{\tau_2}{\tau} \frac{\gamma y_s (\sigma X_s - 2\kappa l) [\Delta_0 + \Delta(y_s)]}{\gamma(\sigma X_s - 2\kappa l) + (2y_s + \gamma) / g(y_s, \Delta_0)} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

совместно с соотношениями (2) могут быть положены в основу критерия неустойчивости поведения траекторий в окрестности равновесного состояния (X_s, y_s) . Действительно, точка равновесия оказывается неустойчивым фокусом, если $\mu > 0$, $D < 0$. Такая неустойчивость соответствует периодическому решению с частотой $\Omega = \sqrt{-D}$ для линеаризованных уравнений, исходная же система характеризуется осцилляторными решениями для $X(t)$ и $y(t)$, которые могут выходить на предельный цикл.

Область возможных регулярных решений на основе расчета (2), (3) удобно искать на шкале зависимости μ, D от параметра α при фиксированных значениях остальных коэффициентов (1). В этом случае можно принять y_s в качестве неотрицательного линейно нарастающего параметра и формально рассматривать его как аргумент функций $\mu(y_s)$, $\Omega(y_s)$, а также $X_s(y_s)$ и $\alpha(y_s)$. Результаты параметрического расчета зависимости вещественной части корней характеристического уравнения и периода $T = 2\pi/\Omega$ от параметра накачки α представлены на рис. 2. Неустойчивого поведения траекторий вблизи точки равновесия и сценария решений (1), отвечающего режиму автоколебаний, следует ожидать в ограниченной области значений α , реализующихся, в принципе, в схемах инжекционных лазеров. Будем считать, что эта область соответствует зоне нелинейного резонанса, в которой уровень модуляции потерь за счет вариаций пропуска-

ния тонкопленочного просветляющегося затвора оптимален. Размеры и положение зоны на шкале α проявляют критичность по отношению к значениям ненасыщенного поглощения κl , различию сечений переходов в активном слое и в среде модулирующего элемента, а также к величине частотной отстройки центров линий (рис. 2, a – $в$). Сопоставление данных численного моделирования (рис. 1, a – d) с результатами качественного анализа (рис. 2, $в$, кривая 2) показывает, что оценка области устойчивости дает возможность определить критические точки α , в которых происходит “возникновение” и “исчезновение” автоколебательного режима во временных развертках решений (1). Период устойчивого предельного цикла, судя по этим разверткам, оказывается близким к значениям T , полученным в расчете Ω на основе (2) и (3) (рис. 2, $з$).

Рис. 2. Зависимость вещественной части λ и периода T от параметра α : a — $\kappa l = 0.03$ (1), 0.04 (2), 0.05 (3), $\Delta_0 = -1.0$, $\sigma = 10$; $б$ — $\kappa l = 0.035$, $\Delta_0 = -1.0$, $\sigma = 5$ (1), 20 (2), 50 (3); $в, з$ — $\kappa l = 0.035$, $\sigma = 10$, $\Delta_0 = -1.0$ (1), 0 (2), 1.0 (3), $\beta = 5$



Заключение. Применение пассивного модулирующего элемента на основе тонких полупроводниковых пленок в резонаторе твердотельного лазера может обусловить развитие режима автоколебаний в выходном излучении. Результатом является генерация релаксационных серий достаточно коротких импульсов без использования внешних модулирующих устройств. Оценка явления проведена для параметров инжекционных лазеров, расчеты имеют очевидную общность и могут применяться в случае других твердотельных лазерных сред. Например, расчетное моделирование аналогичного автомодуляционного процесса в лазерах на основе Nd:YAG, генерационные и нелинейные параметры которых оценивались по данным [9], указало на возможность наблюдения режима релаксационных самопульсаций с длительностью до нескольких наносекунд. Существенным фактором, стимулирующим возникновение регулярных пульсаций при постоянной во времени накачке, выступает автомодуляционное уширение спектральной линии усиления. Изменение уровня накачки и ненасыщенного поглощения в модулирующем элементе в определенном диапазоне можно использовать для управления временными параметрами пульсаций интенсивности.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф03-188).

- [1] F.X.Kartner, I.D.Jung, U.Keller. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2 (1996) 540—545
- [2] B.C.Colling, J.B.Stark, S.Tsuda, W.H.Knox, J.E.Cunningham, W.Y.Jan, R.Pathak. Opt. Lett., 21 (1996) 1171—1174
- [3] P.T.Guerreiro, S.Ten, E.Slobodchikov, Y.M.Kim, J.C.Woo, N.Peyghambarian. Opt. Commun., 136 (1997) 27—30
- [4] Л.А.Котомцева, Н.А.Лойко, А.М.Самсон. Автоколебания в лазерах, Минск (1990)
- [5] А.Н.Ораевский. Квант. электрон., 33 (2003) 847—848
- [6] И.Г.Полойко, В.Л.Калашников, В.П.Михайлов. Квант. электрон., 27 (1999) 134—138
- [7] V.L.Kalashnikov, D.O.Krimer, I.G.Poloiko, V.P.Mikhailov. Opt. Commun., 159 (1999) 237—240
- [8] П.Г.Елисеев, Ю.М.Попов. Квант. электрон., 24 (1997) 1067—1079
- [9] О.А.Антипов, А.С.Кужелев, Ю.А.Лукьянов, А.П.Зиновьев. Квант. электрон., 25 (1998) 891—898
- [10] В.И.Борисов, А.И.Войтенков, В.П.Релько, В.А.Юревич. Материалы IV Междунар. науч.-техн. конф. “Квантовая электроника”, Минск, БГУ (2002) 95—97
- [11] В.А.Юревич. Письма в ЖТФ, 28, вып.7 (2002) 12—18