

## ФИЗИКА

УДК 535.222 + 621.378

*В. И. Борисов, Е. В. Тимошенко, Ю. В. Юревич*

### ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА С ПАССИВНЫМ МОДУЛЯТОРОМ НА ОСНОВЕ ТОНКОЙ ПЛЁНКИ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

УДК 535.222 + 621.378

*V. I. Borisov, E. V. Timoschenko, Y. V. Yurevich*

### PULSE LASING DUE TO RESONANT FILM PASSIVE Q-SWITCH

#### Аннотация

Методами компьютерного моделирования и качественного анализа динамической модели импульсного лазера с тонкоплёночным отражателем на основе плотной резонансной среды показана возможность достижения автомодуляционного режима регулярных пульсаций без применения модулирующих накачку или добротность резонатора внешних устройств.

#### Ключевые слова:

резонансное взаимодействие, квантоворазмерная полупроводниковая структура, автоколебания интенсивности оптического излучения.

#### Abstract

By using computer simulation and qualitative analysis of the dynamic model of the pulsed laser with a compact thin-film reflector based on a dense resonant medium, the paper shows the possibility of achieving self-mode regular pulsations without pumping modulation or the resonator Q-modulation by external devices.

#### Key words:

resonant interaction, quantum-well semiconductor structure, optical radiation intensity self-oscillations.

#### Введение

Лазеры, излучающие регулярную последовательность коротких импульсов, используются в современных устройствах связи и обработки информации, в лазерной метрологии и диагностике. Стабильное получение серий контрастных световых импульсов в диапазоне субпико- и пикосекундной длительностей требует применения высоких лазерных технологий [1]. Полупроводниковые структуры в качестве пассивных модуляторов добротности с

недавнего времени используются как элементы твердотельных лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы (СКИ) в режиме синхронизации мод [2–4]. Особые перспективы в направлении миниатюризации таких лазеров, нашедших применение в устройствах передачи информации, открываются в связи с возможностью использования квантоворазмерных полупроводниковых структур в качестве материалов для модуляторов [5]. Элементыnanoструктур обладают большими дипольными

моментами, связанными с экситонными переходами: их величина в структурах на основе, например, *InGaAs/GaAs* или *GaInNAsSb*, способна достигать почти сотни Дебай [6]. Если их скомпоновать в десяток и более страт, то такие структуры образуют субмикронную планарную пленку с выраженным нелинейным откликом [7]. Характерность подобных объектов состоит в том, что при резонансном воздействии света в отраженных (прошедших) пучках должна присутствовать дополнительная к френелевскому отражению (преломлению) компонента, которая обусловлена поверхностью поляризацией. Влияние этой компоненты на эффективное отражение (пропускание) резко усиливается в условиях больших дипольных моментов экситонных частиц. В таком случае возникает дополнительный нелинейный вклад в частотную отстройку поля и резонансной поляризованности [8]. Теоретические оценки показывают, что отражательная способность тонкого слоя в условиях оптического резонанса должна существенно определяться составляющей, дополнительной к френелевским компонентам отражения. Её динамика обуславливается скоростью поверхности резонансной поляризованности [9]. В случае, если вещество тонкого слоя представляет собой плотную резонансную среду, влияние этой составляющей возрастает вследствие ощущимого диполь–дипольного взаимодействия элементарных осцилляторов [10]. Известно также, что ряд твердотельных лазеров, включая полупроводниковые, при возбуждении релаксационных колебаний способен генерировать регулярную последовательность достаточно коротких импульсов. Для этого необходима сравнительно незначительная внешняя модуляция уровня накачки или добротности резонатора [11]. В качестве основы пассивного модулятора может быть успешно использована планарная

плёнка плотной резонансной среды. В [12] показано, что подобная наноразмерная структура в составе особого полупроводникового насыщающегося отражателя (SESAM-зеркала) активно оптимизирует действие твердотельного лазера в установленном режиме излучения. В настоящей работе изучено модулирующее действие плотной резонансной плёнки как внутрирезонаторного элемента в нестационарном режиме генерации лазера с непрерывной накачкой.

### **Исходная гипотеза и основные уравнения**

Действие модулятора способно обусловить возникновение динамических особенностей в процессе энергобмена накачки, среды усиливающего элемента и светового поля, результатом которого будет переход к регулярным пульсациям излучения. Поэтому целью исследования было расчетное определение области параметров твердотельного лазера с тонкопленочным пассивным модулятором, в которой возможен режим автоколебаний интенсивности излучаемого светового поля. Внутрирезонаторная автомодуляция добротности происходит при изменении интенсивности на частотах релаксационных колебаний вследствие вариаций эффективного отражения нелинейного зеркала, образованного тонким слоем плотной резонансной среды. Предполагается, однако, что изменение пропускания оказывается не только следствием насыщаемого поглощения в веществе модулятора, но и фазового эффекта, обусловленного влиянием близких полей элементарных диполей на контур линии поглощения. При условии оптического резонанса частоты  $\omega$ , образующие модовый спектр лазерного поля, близки к средней величине  $\omega_0$  собственных частот элементарных дипольных излучателей. Резонансная частота  $\omega_0$  приобретает зависимость от разности населённостей [7, 8], разность населённостей на-

сыщается интенсивным действующим полем, которое влияет на фазовое соотношение поля и поляризованности, изменяя условие резонансного поглощения. В результате возникает амплитудно-фазовая связь, которая способна влиять на динамику энергообмена поля и усиливающей среды в резонаторе. Одним из её эффектов является возможность развития автомодуляционных изменений во временной развёртке излучения инжекционных лазеров при помещении во внешний резонатор тонкопленочного активного элемента на основе полупроводниковой среды.

Физическая ситуация в лазере моделировалась для случая, когда тонкий активный слой на основе используемых в оптике полупроводниковых квантово-размерных структур нанесен на отражающий торец усиливающего элемента. Отражение слоя при условии особо малой его толщины  $l$  (значительно меньшей длины волны  $\lambda = 2\pi c/\omega$  моды резонатора, выходящей в генерацию) критично по отношению не только к интенсивности, но и к фазе излучения. Критичность такого рода обусловлена резонансным компонентом поляризованности среды, которым порождена дополнительная по отношению к френелевской составляющая эффективного отражения слоя. По результатам [10] в приближении сверхтонкого оптического слоя амплитудный коэффициент отражения  $r$  активной пленки на частоте резонанса может быть представлен формулой

$$r = r_0 + \frac{2}{1+\eta} \times \frac{\kappa n}{(1+\eta)[1+(\Delta+\gamma n)^2]+\kappa n}, \quad (1)$$

где  $r_0$  – френелевский коэффициент отражения,  $r_0 = (\eta - 1)/(\eta + 1)$ ;  $\eta$  – нерезонансный показатель преломления среды слоя;  $\kappa$  – ненасыщенный резонансный показатель поглощения;  $\Delta$  – нормиро-

ванная по ширине спектральной линии поглощения отстройка резонанса ( $2/T_2$  – ширина линии),  $\Delta = (\omega_0 - \omega)T_2$ ;  $\gamma$  – нормированный коэффициент в лоренцовой поправке к световому полю, действующему на элементарные диполи,  $\gamma = \kappa c/3\omega l$ . Присутствие лоренцовой поправки означает учёт диполь–дипольного взаимодействия, принципиального для плотных резонансных сред.

В качестве основы динамической модели лазера рассмотрена автономная система кинетических уравнений для нормированных величин интенсивности и уровня инверсной населенности, сформулированная ранее в [13]. Лазер и плёночный модулятор рассматривались в рамках 2-уровневой схемы как сосредоточенная система. Автомодуляционные изменения добротности резонатора учитываются компонентой для переменного коэффициента потерь в уравнении для интенсивности. Величина потерь зависит от переменного отражения пленки и релаксационный отклик ее среды описывается дополнительным балансным уравнением для вероятности разности населенности  $n(t)$ .

Далее рассматривается упрощенная модель процесса генерации, в которой разность населенностей уровней основного перехода в среде пленки-модулятора безынерционно следует за изменением интенсивности в резонаторе. Действующая величина вероятности разности населенностей в выражении (1) представляется как

$$n = \frac{n_0}{1 + \Delta^2 + \sigma Y}, \quad (2)$$

где  $n_0$  – начальное значение разности населённостей;  $Y$  – нормированная по мощности насыщающего поля интенсивность светового поля генерации;  $\sigma$  – отношение сечений перехода в центре линии усиления в лазерной среде и центре линии резонансного поглощения в пленке.

Скорости релаксации и обратимо-

сти разности населённостей в пленке должны существенно превышать скорости накачки и релаксации инверсной заселённости в усиливающей среде. Предположение об относительно небольшой величине резонансной добавки к коэффициенту отражения, реализующегося при относительно невысоком ненасыщенным поглощении ( $\kappa < 1$ ), дает возможность простой аппроксимацией свести использованную модель к системе двух уравнений, которые аналогичны предложенным в [14]:

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dt} &= \frac{1}{\tau} \left\{ y - \frac{\mu n}{(1+\eta)[1+(\Delta+\gamma n)^2]+\kappa n} \right\} Y; \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{1}{T_1} [\alpha - (1+y)(1+Y)]; \\ \mu &= \frac{2\kappa}{(1-\eta) [\ln(r_0) - \rho]}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $y$  – нормированная по величине порогового уровня потеря вариация инверсии;  $\tau$  – время жизни фотонов в резонаторе;  $\alpha$  – параметр уровня накачки (по отношению к пороговому);  $\rho$  – показатель линейных потерь в резонаторе;  $T_1$  – время продольной релаксации инверсной заселённости. Отличие системы (2)...(3) по отношению к той, что использована в [14], состоит именно в том, что модулятор рассматривается как тонкий слой плотной резонансной среды. Резонансный вклад ближних полей элементарных диполей в действующее поле, который характерен для таких сред, обуславливает зависимость показателя преломления и, соответственно, эффективного коэффициента отражения слоя от энергетического состояния его среды.

### **Временная структура излучения**

Моделирование процесса генерации проводилось для схемы усиления. В начальный момент времени  $t_0 = 0$  предполагалось выполнение порогового ус-

ловия генерации –  $y(t=0) = y_s = \mu n_0 / \{(1+\eta)[1+\Delta^2 + (\Delta(1+\Delta^2) + \gamma n_0)^2] + \kappa n_0\}$  при относительно небольших величинах интенсивности  $Y(t=0) = Y_0 \ll Y_s$  ( $Y_s$  – равновесное значение интенсивности). Система (2)...(3) интегрировалась методом Рунге–Кутты для параметров, соответствующих инженерным лазерам с постоянным током накачки. Коэффициенты уравнений (3) отвечали данным [15], где приведены результаты экспериментов с лазерами на основе квантоворазмерных структур  $GaIn/GaInAs$ , излучающих на экситонных переходах.

Значения параметров модулирующего тонкого слоя в модели (2)...(3) перекрываются с использованными в оценках [5, 6]. Уровень тока накачки, определяемый  $\alpha$ , изменялся в вариантах расчета в пределах 1,02...1,40, параметр линейных потерь по величине был фиксирован –  $\rho = 0,5$ ; время продольной релаксации  $T_1$  (время жизни экситонов) имело порядок до нескольких наносекунд; время  $\tau$  выбрано равным  $\sim 4 \cdot 10^{-11}$  с; для  $T_2$  принималось значение  $\sim 10^{-12}$  с.

Полученные решения для  $Y(t)$ , примеры которых приведены на рис. 1, указали на возможность двух сценариев генерации – переходного к стационарному, т. е. затухающего к равновесному уровню интенсивности (см. рис. 1, а), и автоколебательного. В последнем случае решение системы (2)...(3) описывает периодическую последовательность контрастных импульсов (см. рис. 1, б...д). Отмечается наличие начального этапа развития автоколебаний, особо выраженного на рис. 1, б, д, где нарастает пикировая мощность и период следования импульсов. Пульсации характеризуются некоторой асимметрией фронтов, что типично для импульсов, формируемых в условиях модуляции добротности резонатора. Рис. 1 иллюстрирует также ход траекторий на фазовой плоскости системы (2)...(3). Аттрактором реше-

ний является соответственно либо точка равновесного состояния – устой-

чивый фокус (см. рис. 1, e), либо предельный цикл (см. рис. 1, ж...к).

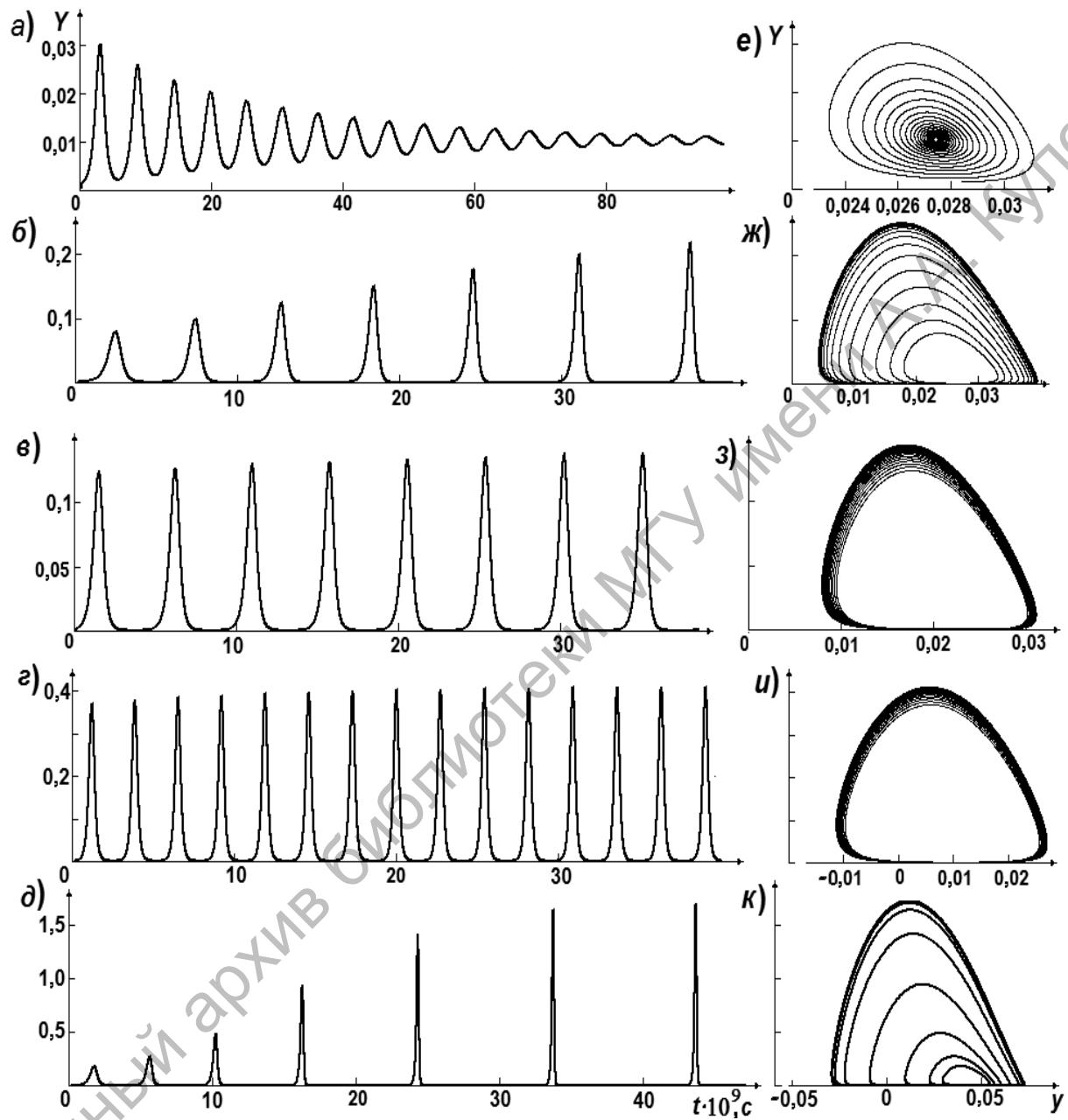


Рис. 1. Динамика интенсивности (a...д) и фазовые траектории (e...к):  $\alpha = 1,03$  (а, е),  $1,05$  (б, д, ж, к),  $1,08$  (в, з),  $1,10$  (г, у);  $T_1 = 2 \cdot 10^{-9}$  с (а...д, е...у),  $5 \cdot 10^{-9}$  с (д, к);  $\kappa = 0,1$ ;  $\Delta = -0,5$ ;  $\sigma = 2,5$ ;  $\gamma = 2,37 \cdot \kappa$ ;  $\eta = 3,6$ ;  $\lambda = 1,25 \cdot 10^{-6}$  м

Изменение инверсии по отношению к пороговой, а также вариации отражения слоя при этом сравнительно невелико – до нескольких процентов. Частоты импульсов, как и следовало ожидать для релаксационных серий, на-

растали с увеличением уровня накачки при неизменных значениях остальных параметров. При использованных в расчете параметрах инжекционных лазеров на квантоворазмерных структурах период следования пульсаций по величине

относился к наносекундному диапазону, длительность импульсов по уровню 1/2 имела порядок от нескольких пикосекунд до десятков пикосекунд. Период и скважность нелинейных пульсаций критичны по отношению к накачке, уровню ненасыщенного поглощения в пленке модулятора, величине отстройки резонанса  $\Delta$  и соотношению сечений переходов в усиливающем элементе и среде модулятора.

### Качественный анализ модели

На фазовой плоскости переход решений к режиму автоколебаний соответствует выходу траекторий на предельный цикл (см. рис. 1, ж...к). Точки  $(Y_s, y_s)$ , отвечающие равновесным состояниям с ненулевой интенсивностью, находятся внутри области, охватывающей кривыми предельного цикла. Качественное изучение устойчивости решений вблизи одного из равновесных состояний дает возможность оценить зону параметров системы (2)...(3), в которой это состояние устойчиво [14]. В случае определения условия автоколебаний интерес представляет именно поиск зон параметров, где точки  $(Y_s, y_s)$  нестабильны по типу неустойчивого фокуса. Уход траекторий решений из окрестности точки равновесия, соответствующий осцилляторному изменению интенсивности, должен означать, что их аттрактором из-за неизбежного насыщения в нарастании переменных  $Y(t)$ ,  $y(t)$  окажется предельный цикл.

Выражения для связи равновесных значений переменных  $(Y_s, y_s)$  следуют из сингулярных пределов системы (3) (предполагалось, что  $n_0 = 1$ ):

$$\begin{aligned} \alpha &= (1 + y_s)(1 + Y_s); \\ y_s &= \frac{\mu n_s}{(1 + \eta)[1 + (\Delta + \gamma n_s)^2] + \kappa n_s}; \\ n_s &= \frac{1}{1 + \Delta^2 + \sigma Y_s}. \end{aligned} \quad (4)$$

Линеаризация системы (3) в окрестности точек равновесия позволяет сформулировать характеристический полином относительно  $\lambda$  – коэффициента в показателе экспоненциального решения  $\exp(\lambda t)$  линеаризованного аналога системы. В случае, если точка равновесия представляет собой фокус, полученное квадратное уравнение должно обладать комплексно-сопряженными корнями  $\lambda_{1,2} = \chi/2 \pm i\sqrt{-D}$ . Выражения для вещественной части корней  $\chi$  и дискриминанта характеристического уравнения имеют следующий вид:

$$\chi = \sigma \frac{\xi}{\tau} Y_s - \frac{1 + Y_s}{T_1},$$

$$D = \frac{Y_s}{T_1 \tau} \left[ 1 + y_s - \sigma \xi (1 + Y_s) \right] - \frac{\chi^2}{4}, \quad (5)$$

$$\text{где } \xi = n_s y_s \{ 1 - y_s [\kappa + 2\gamma(1 + \eta) \times \times (\Delta + \gamma n_s)]/\mu \}.$$

Соотношения (4) вместе с выражениями (5) могут быть использованы для формулировки критерия нестабильности поведения траекторий в окрестности равновесного состояния  $(Y_s, y_s)$ . Действительно, точка равновесия оказывается неустойчивым фокусом, если  $\chi > 0, D < 0$ . Такая нестабильность соответствует гармоническому решению с частотой  $\Omega = \sqrt{-D}$  у линеаризованных уравнений, исходная же система (3) характеризуется осцилляторными решениями для  $Y(t)$  и  $y(t)$ , которые выходят на предельный цикл.

Уровень тока накачки (скорости накачки), характеризуемый в данной модели коэффициентом  $\alpha/T_1$ , в экспериментах чаще всего является изменяемым параметром. Поэтому область возможных регулярных решений на основе расчёта (4) и (5) целесообразно искать на шкале зависимости  $\chi, D$  от параметра  $\alpha$  при фиксированных значениях остальных коэффициентов (2)...(3). Представляется удобным применить параметрический расчёт соотношений (4) и (5).

Тогда переменную  $Y_s$  можно принять неотрицательным линейно нарастающим параметром и формально рассматривать его как аргумент функций  $\chi(Y_s)$  и  $\Omega(Y_s)$ , а также  $\alpha(Y_s)$ ,  $n_s(Y_s)$  и  $y_s(Y_s)$ .

Результаты параметрического расчета зависимости вещественной части корней характеристического уравнения и периода  $T = 2\pi/\Omega$  от параметра накачки  $\alpha$  представлены на рис. 2.

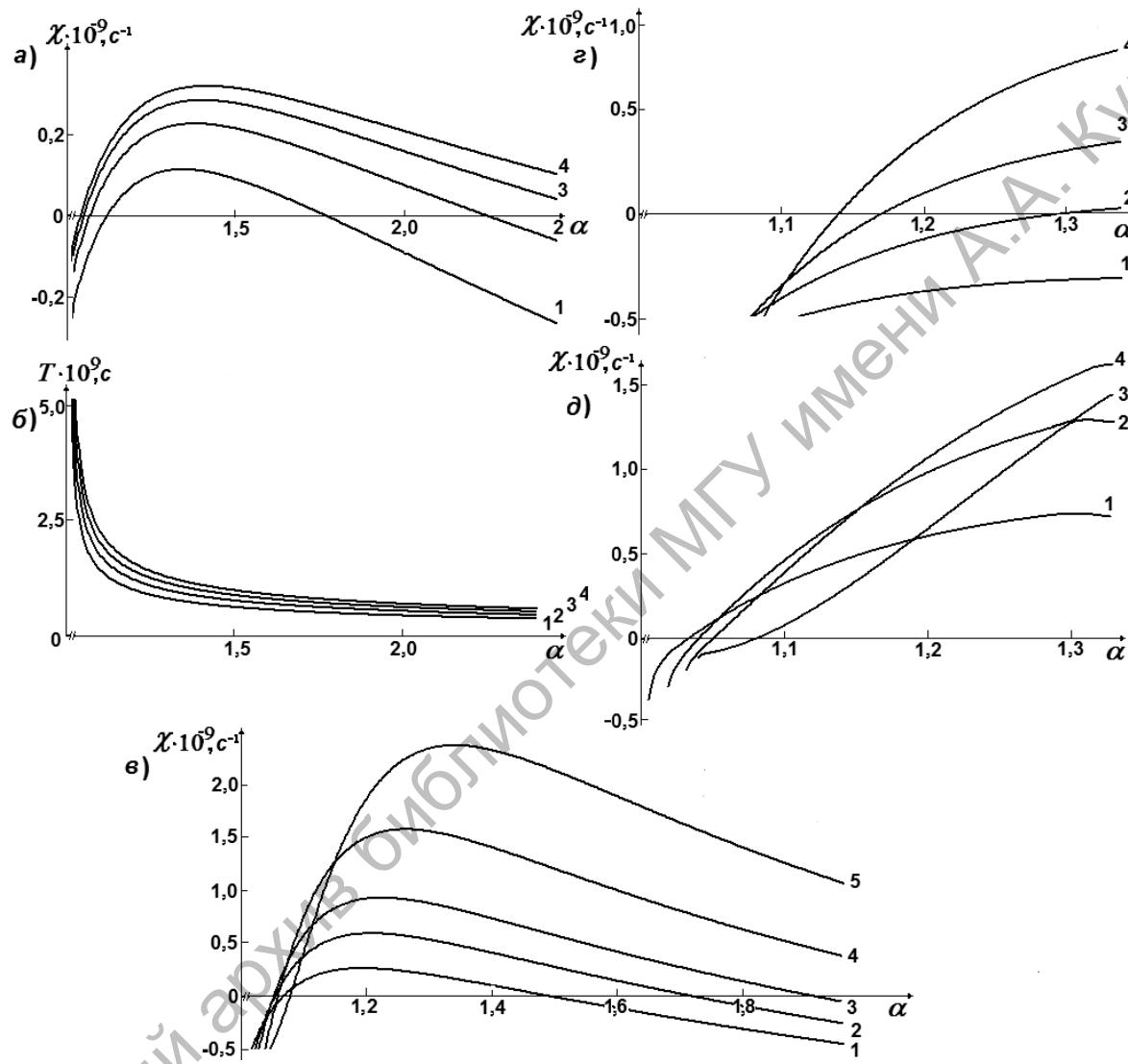


Рис. 2. Вещественная часть корня характеристического уравнения  $\chi$  и период  $T$  гармонических решений линеаризованных уравнений в зависимости от параметра накачки  $\alpha$ :  $T_1 = 2 \cdot 10^{-9}$  с (кривая 1),  $3 \cdot 10^{-9}$  с (2),  $4 \cdot 10^{-9}$  с (3),  $5 \cdot 10^{-9}$  с (4),  $\kappa = 0,1$ ,  $\Delta = -0,6$ ,  $\sigma = 2,5$  (а, б);  $\kappa = 0,15$  (1),  $0,20$  (2),  $0,25$  (3),  $0,35$  (4),  $0,5$  (5),  $\Delta = -0,6$ ,  $T_1 = 1 \cdot 10^{-9}$  с (б),  $\kappa = 0,15$  (1),  $0,25$  (2),  $0,35$  (3),  $0,5$  (4),  $\Delta = 0$  (б),  $\gamma = 0$  (б),  $2,37 \cdot \kappa$  (а...б, д),  $T_1 = 2 \cdot 10^{-9}$  с (в...д),  $\sigma = 5,0$  (в...д);  $\lambda = 1,25 \cdot 10^{-6}$  м

Неустойчивого поведения траекторий вблизи точки равновесия и сценария решений (2)...(3), отвечающего режиму автоколебаний, следует ожидать в ограниченной области значений  $\alpha$ , реализующихся, в принципе, в схемах ин-

жекционных лазеров. Отметим, что отсчёт значений  $\alpha$  по очевидной причине начинается с 1 (этот параметр указывает величину превышения скоростью накачки порогового уровня генерации). Точки пересечения кривых  $\chi(\alpha)$  с гори-

зонтальной осью уже указывают порог неустойчивости генерации по параметру накачки, неустойчивыми  $\alpha$  образована некоторая область значений данного параметра. Следует считать, что эта область соответствует зоне особого нелинейного резонанса, в которой уровень модуляции потерь за счет вариаций отражения тонкопленочного модулятора оптимален. Размеры и положение зоны неустойчивости на шкале  $\alpha$  проявляют критичность по отношению к значениям времени релаксации инверсной заселённости, ненасыщенного поглощения  $\kappa$ , а также частотной отстройки  $\Delta$  (см. рис. 2, *a...в, д*).

Важным выводом, следующим из качественных оценок устойчивости решений (2)...(3), является заключение о том, что порог возникновения неустойчивости должен значительно легче достигаться при использовании в качестве модулятора плёнки плотной резонансной среды. На это указали результаты многократных расчётов, подобные представленным на рис. 2, *г, д*. При относительно слабом резонансном поглощении в обычных просветляющихся плёнках неустойчивость, приводящая к формированию в резонаторе автомодуляционного режима регулярных пульсаций, вообще недостижима.

Сопоставление данных численного моделирования (см. рис. 1, *а...д*) с результатами качественного анализа (кривая 2 на рис. 2, *а*) указывает, что оценка области устойчивости дает возможность определить критические точки  $\alpha$ , в которых происходит «возникновение» и «исчезновение» автоколебательного режима во временной картине, полученной численным интегрированием системы (2)...(3). Период устойчивого предельного цикла, судя по этим разверткам, оказывается близким к значениям  $T$ , полученным расчетом  $\Omega$  на основе (4) и (5) (см. рис. 2, *б*).

## Заключение

Применение пассивного модулирующего элемента на основе тонких плёнок плотных резонансных сред в резонаторе твердотельного лазера может обусловить развитие режима автоколебаний в выходном излучении. Результат – генерация релаксационных серий достаточно коротких импульсов без использования внешних модулирующих устройств. Оценка явления проведена для параметров инжекционных лазеров, расчеты имеют очевидную общность и могут быть применены в случае других твердотельных лазерных сред. Расчетное моделирование аналогичного автомодуляционного процесса в лазерах на основе люминесцентных кристаллов, генерационные и нелинейные параметры которых оценивались по известным из литературы данным, также указало на возможность наблюдения режима релаксационных самопульсаций с длительностью до нескольких пикосекунд. Существенным фактором, стимулирующим возникновение регулярных пульсаций при постоянной во времени накачке, выступает присущее плотным резонансным средам диполь–дипольное взаимодействие. Именно этим фактором обусловлено существование амплитудно-фазовой связи, приводящей к автомодуляционному процессу в лазерном резонаторе с тонкопленочным модулятором. Свойствами плотных резонансных сред обладают квантоворазмерные полупроводниковые структуры. Изменение уровня накачки и ненасыщенного поглощения в модулирующем элементе на основе подобных структур можно использовать для управления временными параметрами пульсаций излучения в пико- и субнаносекундном диапазоне длительности с относительно невысокой (не превышающей два–три порядка мощности насыщения усиления) пиковой интенсивностью.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Белорусского рес-

публиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф14М-146).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keller, U. Recent developments in compact ultrafast lasers / U. Keller // Nature. – 2003. – Vol. 424.
2. Antimonide semiconductor saturable absorber for passive mode locking of a 1.5- $\mu\text{m}$  Er:Yb:glass laser at 10 GHz / R. Grange [et al.] // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2006. – Vol. 18.
3. Parameter tunable GaInNAs saturable absorbers for mode locking of solid-state lasers / A. Rutz [et al.] // J. Cryst. Growth. – 2007. – Vol. 301.
4. High precision optical characterization of semiconductor saturable absorber mirrors / D. J. H. C. Maas [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16.
5. Growth parameter optimization for fast quantum dot SESAMs / D. J. H. C. Maas [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16.
6. Self-induced transparency in InGaAs quantum-dot waveguides / S. Schneider [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83, № 18.
7. 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.
8. Malyshev, V. Spatial effects in nonlinear resonant reflection from the boundary of a dense semi-infinite two-level medium: normal incidence / V. Malyshev, E.C. Jarque // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1997. – Vol. 14, № 5.
9. Юревич, В. А. Об особенностях отражения света от тонкого слоя нелинейной среды / В. А. Юревич // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21, № 10.
10. Timoschenko, E. V. Resonance Reflection of Light by a Thin Layer of a Dense Nonlinear Medium / E. V. Timoschenko, V. A. Yurevich, Yu. V. Yurevich // Technical Physics. – 2013. – Vol. 58, № 2.
11. Ораевский, А. Н. Динамика ПЛ и «метки времени» / А. Н. Ораевский // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 6.
12. Борисов, В. И. Бистабильный режим излучения лазера с тонкослойным резонансным отражателем / В.И. Борисов, Ю.В. Юревич // Доклады НАН Беларуси. – 2013. – Т. 57, № 6.
13. Юревич, В. А. О возможности регулярных самопульсаций излучения инжекционных лазеров / В. А. Юревич // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, вып. 7.
14. Glasunova, E. V. Intensity self-pulsations in injection laser with thin-film nonlinear-refractive element / E. V. Glasunova, V. A. Yurevich // Advanced Lasers and Systems : Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6054.
15. Жуков, А. Е. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / А. Е. Жуков, А. Р. Kovsh // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 5.

Статья сдана в редакцию 30 мая 2014 года

**Василий Иванович Борисов**, д-р физ.-мат. наук, проф., Белорусско-Российский университет. E-mail: borisov\_vasil@mail.ru

**Елена Валерьевна Тимошенко**, канд. физ.-мат. наук, доц., Могилёвский государственный университет им. А. А. Кулешова. E-mail: glasunova81@mail.ru

**Юрий Владимирович Юревич**, аспирант, Могилёвский государственный университет им. А. А. Кулешова. E-mail: va\_yurevich@mail.ru

**Vasily Ivanovich Borisov**, DSc (Physics & Mathematics), Prof., Belarusian-Russian University. E-mail: borisov\_vasil@mail.ru

**Elena Valeryevna Timoschenko**, PhD (Physics & Mathematics), Associate Prof., Mogilev State A. Kuleshov University. E-mail: glasunova81@mail.ru

**Yuri Vladimirovich Yurevich**, PhD student, Mogilev State A. Kuleshov University. E-mail: va\_yurevich@mail.ru.