

УДК 621.378.825

*Е.В. ГЛАЗУНОВА, Д.М. ШИЛКО, В.А. ЮРЕВИЧ*

## **САМОПУЛЬСАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА**

**Введение.** Вертикально излучающие лазеры (ВИЛ), или лазеры поверхностного излучения, перспективны для применения в разрабатываемых ныне устройствах скоростной обработки информации [1]. Их усиливающая среда имеет вид равномерно излучающего с поверхности планарного слоя, который ограничен зер-

калами и может стыковаться с электронной интегральной схемой. Управление параметрами светового поля, высвечиваемого такими лазерами, за счет внешней модуляции накачки или добротности представляет собой определенную сложность, поскольку их активные элементы представляют собой структуру из нескольких слоев толщины порядка длины волны. Поэтому технологически сложной задачей является создание условий, при которых эти лазеры излучают в режиме регулярной серии относительно коротких контрастных импульсов. Определенным преимуществом характеризуется решение этой проблемы за счет пассивной внутррезонаторной модуляции излучения. Такой подход носит достаточно традиционный характер [2]; для лазеров поверхностного излучения, образуемых системой малоразмерных планарных слоев, его реализация должна означать, что в структуру активной области наряду с генерирующим слоем следует включать резонансно поглощающие просветляющиеся пленки. Комбинация тонкопленочных элементов с различными временами обратимой релаксации, с разными величинами сечения перехода должна выступать одним из факторов развития автомодуляционного процесса. Режим автоколебаний в излучении тогда может реализоваться без использования управляемых извне модулирующих элементов, в основном за счет подбора параметров накачки, обратной связи и характеристик планарных элементов ВИЛ, обычно изготавливаемых на основе полупроводниковых сред.

**Постановка задачи и расчетная схема.** Целью исследования, результаты которого приведены в настоящем сообщении, был расчетный анализ временной структуры генерации ВИЛ. Предполагается, что рассматриваемое устройство имеет излучающую с поверхности тонкопленочную активную область из полупроводника на основе GaAs, ограниченную отражающими слоями. В реальной схеме зеркала многослойны [1], и в расчетной схеме устройства дополнительно предполагается, что граничные по отношению к усиливающему слою тонкие пленки, составляющие зеркала, способны просветляться. Аналогично [3], однако, допущено, что изменение пропускания оказывается не только следствием резонансного характера поглощения в веществе пленки-модулятора, но и ее высокой критичности к колебаниям частоты генерируемых мод. Такие частотные колебания могут быть следствием сложного контура усиления, обусловленного влиянием на поляризованность оптической среды переходов, близких к резонансному. При генерации в максимуме такого спектрального контура усиления возможна отличная от нуля отстройка частоты генерации от центральной частоты активного перехода. Это свойство характерно для ряда активных сред, в том числе и для используемых в оптике полупроводников [4-6]. Автомодуляционное уширение спектральной линии усиления и наличие амплитудно-фазовой связи в этих условиях способны влиять на динамику светового поля ВИЛ.

При анализе динамики ВИЛ особо тонкими (сравнимыми с длиной волны генерируемого светового поля) предполагались усиливающий слой и слой пленочного пассивного модулятора. Ввиду этого изменение мощности можно считать безынерционным по отношению к колебаниям величин инверсии (концентрации свободных носителей) в активной области и разности заселенности резонансных уровней в среде модулятора. Интенсивность генерации усиливалась от уровня спонтанной люминесценции излучения, и ее величина динамично менялась вследствие конкуренции процессов накачки, релаксации и насыщения.

Для рассматриваемых условий аналогично [7] модифицировалась кинетическая модель для сосредоточенных параметров лазера, сформулированная в [3] на основе полуклассического подхода в рамках приближения особо тонкого слоя. Исследованная в работе система нелинейных уравнений для нормированных переменных резонансных вариаций инверсии  $u$  и заселенности  $n$  выглядит так:

$$\frac{dy}{dt} = \alpha - (1+y)(1+X), \quad \tau \frac{dn}{dt} = -n + \sigma g \frac{1-n}{1-gn} X, \quad (1)$$

$$X = \frac{\varepsilon}{b \kappa g n - y}, \quad g = [1 + X + (\Delta + \beta y)^2]^{-1}.$$

Здесь  $\alpha$  – параметр накачки, ненасыщенное поглощение в модулирующем слое,  $\sigma$  и  $\tau$  – величины, определяемые соответственно отношением сечений перехода и отношением времен обратимой релаксации в активной области и среде модулятора,  $b$  – коэффициент линейных потерь,  $\varepsilon$  – скоростной параметр люминесценции,  $X$  – интенсивность поля, нормированная по уровню мощности насыщения в усиливающем слое. Значения форм-фактора  $g$  определяются не только относительной отстройкой центров линий усиления и поглощения  $\Delta$ , но и величиной частотного дрейфа основной моды резонатора в ходе генерации. Эта величина зависит от резонансной вариации инверсии, насыщаемой полем интенсивности  $X$ , с коэффициентом пропорциональности  $\beta$  (более известном, как  $\alpha$ -фактор Хенри [4, 5]).

Ставилась задача расчетного определения на основе (1) условий развития автоколебаний, физически означающих формирование в выходном излучении ВИЛ режима регулярных импульсов. Для расчетной оценки аналогично [8] использовались элементы качественного анализа поведения фазовых траекторий в окрестности равновесных состояний модели.

**Качественный анализ модели.** На фазовой плоскости переход решений к режиму автоколебаний соответствует выходу траекторий на предельный цикл. Точки  $(n_s, y_s)$ , отвечающие равновесным состояниям с  $X_s (X_s > 0)$ , находятся внутри области, охватываемой кривыми предельного цикла. Выражения для равновесных состояний рассматриваемой модели  $(n_s, y_s)$  следуют из сингулярных пределов системы (1):

$$n_s (b \kappa n_s - y_s / g_s) = \sigma \varepsilon \frac{1 - n_s}{1 - \kappa g_s n_s}, \quad \alpha = (1 + y_s) \left( 1 + \frac{\varepsilon}{b \kappa g_s n_s - y_s} \right), \quad (2)$$

где  $g_s = [1 + X + (\Delta + \beta y_s)^2]^{-1}$ . Качественное изучение устойчивости решений вблизи одного из равновесных состояний дает возможность оценить зону параметров системы (1), в которой это состояние устойчиво [8]. В случае определения условия автоколебаний интерес представляет именно поиск зон параметров (1), где точки  $(n_s, y_s)$  нестабильны по типу неустойчивого фокуса. При осцилляторном уходе траекторий решений из окрестности точки равновесия можно ожидать, что из-за неизбежного насыщения нарастание  $n(t)$ ,  $y(t)$  прекратится и аттрактором решений окажется предельный цикл. Линеаризация системы (1) в окрестности точек равновесия позволяет сформулировать характеристический полином относительно  $\lambda$ -коэффициента в показателе экспоненциального решения линеаризованного аналога системы (1). 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  $\lambda$  и дискриминанта характеристического уравнения  $D$ :

$$\mu = 1 + X_s + (1 + y_s) F \frac{X_s^2}{\varepsilon} + \frac{1}{\tau} \left\{ 1 + \frac{\sigma g_s X_s}{1 - \kappa g_s n_s} \left[ 1 - \kappa g_s (1 - n_s) \left( \frac{b X_s}{\varepsilon} + \frac{1}{1 - \kappa g_s n_s} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

$$D = \frac{1}{4} \mu^2 - \frac{\sigma b}{\tau \varepsilon} (1 + y_s)(1 - n_s) \left( F \frac{X_s}{\varepsilon} - 2\beta \frac{\Delta + \beta y_s}{1 - \kappa g_s n_s} \right) \frac{\kappa g_s^2 X_s^3}{1 - \kappa g_s n_s},$$

где  $X_s = \varepsilon / (b \kappa g_s n_s - y_s)$ ,  $F = 1 + 2 b \beta \kappa g_s^2 n_s (\Delta + \beta y_s)$ , совместно с соотношениями (2) могут быть положены в основу критерия неустойчивости поведения траекторий в окрестности равновесного состояния  $(n_s, y_s)$ . Действительно, точка равновесия оказывается неустойчивым фокусом, если  $\mu > 0$ ,  $D < 0$ . Такая неустойчивость соответствует периодическому решению с частотой  $\Omega = \sqrt{-D}$  у линейризованных уравнений, исходная же система (1) характеризуется осцилляторными решениями для  $n(t)$  и  $y(t)$ , а также для  $X(t)$ , которые могут выходить на предельный цикл.

Область возможных регулярных решений на основе расчета (2), (3) удобно было искать на шкале зависимости  $\mu$ ,  $D$  от параметра  $\alpha$  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  $\alpha(y_s)$  или  $X_s(y_s)$ .

Результаты параметрического расчета зависимости вещественной части  $\lambda$  и дискриминанта характеристического уравнения  $D$  от параметра накачки  $\alpha$  представлены на рис. 1. Неустойчивое поведение траекторий вблизи точки равновесия и сценарий решений (1), отвечающий режиму автоколебаний, следует ожидать в ограниченной области значений  $\alpha$ , реализующихся, в принципе, в лазерах на основе GaAs. Можно считать, что эта область соответствует зоне нелинейного резонанса, в которой уровень модуляции потерь за счет девиаций пропускания тонкопленочного просветляющегося затвора оптимален. Результаты многократных расчетов указывают на то, что существование этих «зон неустойчивости» возможно лишь при значительной разнице во временах релаксации заселенности в обоих слоях. Относительный параметр обратимой релаксации должен характеризоваться величиной, превышающей примерно  $5 \cdot 10^2$ . Также требуется существенное различие сред по параметру нелинейности абсорбции ( $\sigma \gg 1$ ). Отметим, что ход линий зависимости 1 (рис. 1) указывает на пороговый характер неустойчивости. Это свойство неустойчивости заключается в существовании определенного порогового уровня усиления, достигаемого при некотором значении параметра накачки  $\alpha > 1$  (в литературе это значение иногда именуют вторым порогом генерации). Начиная с него, в излучении должна «стартовать» неустойчивость, приводящая к развитию автоколебательного режима и возникновению регулярных серий импульсов. Судя по рис. 1, размер и положение «зон неустойчивости» на шкале  $\alpha$  проявляют критичность по отношению к значениям эффективного ненасыщенного поглощения  $\kappa / (1 + \Delta^2)$ .

**Численный эксперимент.** Устойчивость периодического решения для интенсивности  $X(t)$  и его характер исследованы путем численного интегрирования исходной системы уравнений (1) методом Рунге – Кутты для начальных условий, соответствующих пороговым. Как и для вычислений по (2), (3), расчетное моделирование автоколебаний проведено при значениях коэффициентов в (1), характерных для параметров полупроводниковых пленок. Установлено, что если эти коэффициенты определяют «область неустойчивости» на шкале  $\alpha$ , то возможно образование устойчивого предельного цикла, период которого близок к периоду  $2\pi/\Omega$  соответствующего решения линейризованного аналога исходной нелинейной модели. Вид решений исходной системы для  $X(t)$  и соответствующих фазовых кривых на плоскости  $(y, X)$  представлен на рис. 2. Изменение инверсии по отношению к пороговой, а также вариации пропускания в модулирую-

щем слое при этом сравнительно невелики – до нескольких процентов. Частота и скважность нелинейных пульсаций критичны по отношению к накачке и уровню поглощения в пленке. При использованных в расчете параметрах период следования пульсаций по порядку был нано- и субнаносекундным. Длительность рассчитанных импульсов по уровню 1/2 интенсивности в максимуме составляла, как правило, несколько пикосекунд; период пульсаций, как и следует ожидать, снижался с повышением скорости накачки.

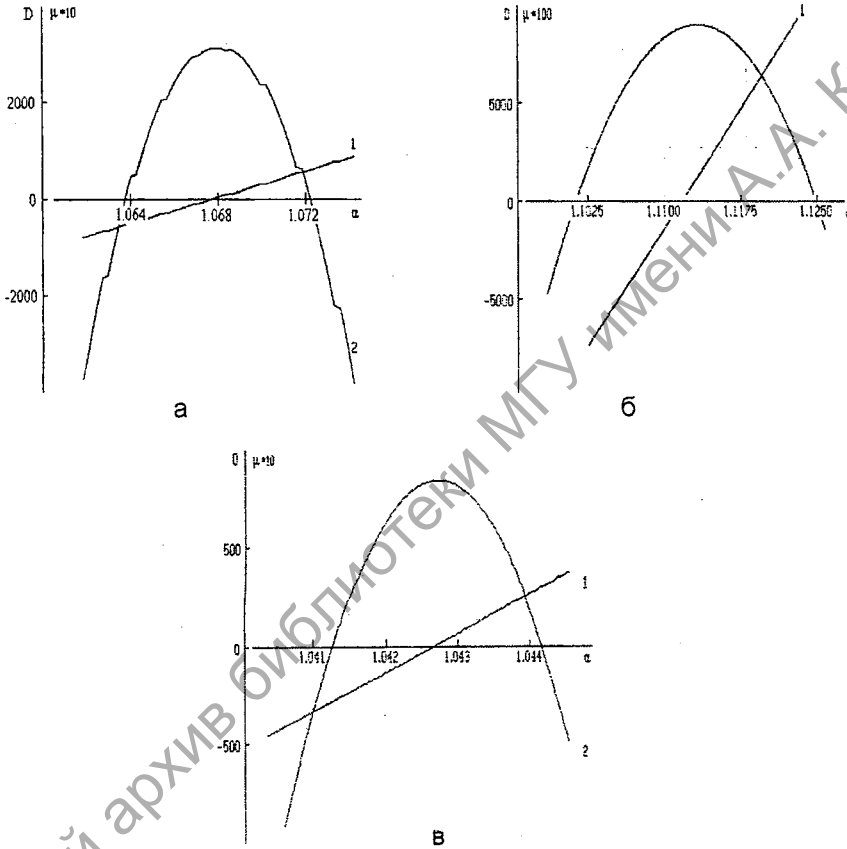


Рис.1. Вещественная часть  $\lambda$  (кривые 1) и детерминант  $D$  (кривые 2) в зависимости от параметра  $\alpha$  при  $K = 0,08$  (а),  $0,2$  (б, в),  $\Delta = 0,5$  (а,б),  $1,0$  (в),  $\sigma = 50$ ,  $\tau = 1,0 \cdot 10^3$ ,  $b = 0,05$ ,  $\beta = 2,5$ ,  $\epsilon = 3,2 \cdot 10^{-5}$

**Заклучение.** Расчетное интегрирование и качественный анализ балансной динамики ВИЛ на основе модели (1), формулируемой в рамках полуклассических представлений, показывают принципиальную возможность автоколебательного режима излучения. Активный элемент лазера при этом должен формироваться в виде планарной микрорезонаторной структуры, включающей пленки из усиливающей и резонансно просветляющихся сред. Результатом автомодуляционного процесса оказывается генерация релаксационной последовательности достаточно коротких импульсов без использования внешнего устройства, модулирующего уровень накачки. Изменение временных параметров пульсаций интенсивности выходного излучения ВИЛ от серии к серии возможно за счет

простого изменения уровня тока накачки, эти параметры также могут быть чувствительны к величине ненасыщенного поглощения в модулирующем резонансном слое.

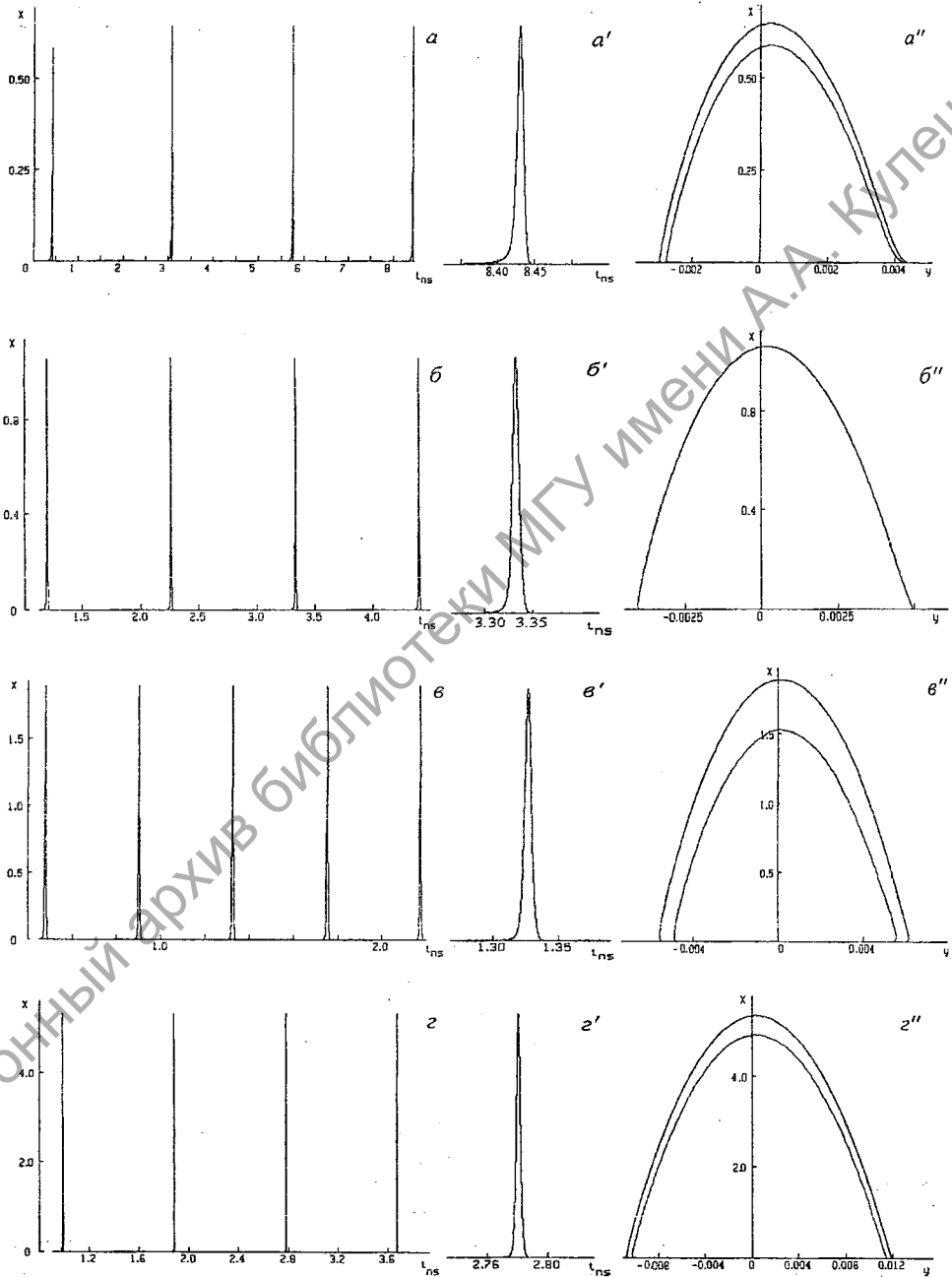


Рис.2. Динамика интенсивности (а - з), форма отдельных импульсов в большем разрешении (а' - з') и фазовые траектории (а'' - з''), рассчитываемые на основе (1), при  $\alpha = 1,03$  (а), 1,07 (б), 1,09 (в),  $\kappa = 0,08$  (а-в), 0,2 (з),  $\Delta = 1,0$ ,  $\tau = 1,0 \cdot 10^3$ ,  $b = 0,05$ ,  $\beta = 2,5$ ,  $\varepsilon = 3,2 \cdot 10^{-5}$

В основе физического механизма возникновения импульсов лежит различие скоростей релаксации в каналах усиления и абсорбции в активных пленках. Существенным фактором, стимулирующим формирование серий регулярных пульсаций при постоянной во времени накачке, выступает также автомодуляционное уширение спектральных линий. Это свойство присуще средам, которые перспективны для применения в активных элементах ВИЛ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Захаров С.М., Федоров В.Б., Цветков В.Б.** Оптоэлектронные интегральные схемы с применением полупроводниковых вертикально излучающих лазеров // Квант. электрон. – 1999. – Т. 25. – № 3. – С. 189-206.
2. **Ханин Я.И.** Основы динамики лазеров. – М.: Наука, 1999. – 484 с.
3. **Glasunova E.V., Yurevich V.A.** Intensity self-pulsations in injection laser with thin-film nonlinear-refractive element // Proceedings of SPIE. 2006. – V. 6054. – P. 84-91.
4. **Henry C.H., Kazarinov R.F.** Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors // IEEE J. 1986. Vol. QE-22, N2. P. 294-301.
5. **Бабушкин И.В., Павлов П.В., Лойко Н.А.** Влияние  $\alpha$ -фактора на динамику двух-слойной полупроводниковой структуры // Квант. электрон. – 2004. – Т. 34. – № 4. – С. 355-360.
6. **Науменко А.В.** Методы управления динамикой лазеров класса В с помощью внешних обратных связей: Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук / Институт физики НАН Беларуси. – 2005. – 23 с.
7. **Глазунова Е.В., Юревич В.А.** Самопульсации излучения в твердотельном лазере с нелинейным тонкопленочным затвором // Журнал прикладной спектроскопии. – 2005. – Т. 72. – № 1. – С.136-139.
8. **Котомцева Л.А., Лойко Н.А., Самсон А.М.** Автоколебания в лазерах. – Мн.: Наука і тэхніка, 1990. – 280 с.

#### SUMMARY

*Basing on the use of qualitative analysis elements of kinetic generation model the estimation of conditions of realization of self-modulation mode of contrast regular pulsations with rather low average intensity in VCSEL is carried out. The active element and the system of a feedback in the laser considered are forming a planar micro-resonator structure of thin layers of medium with essential difference of relaxation parameters describing the substance response to resonant light field.*