

## АВТОКОЛЕБАНИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНЫМ ПЛАНАРНЫМ МОДУЛЯТОРОМ

**Введение.** Динамика одномодового лазера может быть описана системой кинетических уравнений для плотности мощности излучения и инверсии населенностей уровней основного перехода [1,2]. Поиск области регулярных решений нелинейных систем уравнений, описывающих энергообмен инверсных сред с оптическим полем генерации в резонаторах твердотельных лазеров, важен для определения диапазона изменения их основных входных параметров (уровня накачки и параметра ОС) с целью оптимизации выходных характеристик излучения.

В сообщении анализируется динамическая модель твердотельного лазера, где в систему обратной связи (ОС) дополнительно включены тонкие слои вещества с активной абсорбцией и нелинейной рефракцией на частотах, близких к частоте генерации. Наличие тонкой резонансно поляризуемой пленки с толщиной, меньшей длины волны, способно сильно изменить оптические свойства границы раздела двух сред. Пропускание тонкого резонансного слоя на одной из поверхностей внутри резонатора оказывается чувствительным не только к интенсивности, но и к фазе формируемого в устройстве поля излучения. Эффективность ОС в этих условиях связана с собственной нелинейностью рефракции активного слоя лазерного диода и определяемыми ею частотными девиациями поля генерируемых мод.

**Расчетная модель.** Рассматривается автономная система уравнений, описывающих интенсивность поля  $|x(t)|$  и уровень инверсии  $|y(t)|$  :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -\frac{\gamma}{\tau} \left\{ y + \frac{a}{2} [1 + f(x, y)] \right\} x, \quad f(x, y) = (\alpha - 2\chi)g - \sqrt{[1 + (\alpha - 2\chi)g]^2 + 8g\chi}, \\ \frac{dy}{dt} &= \alpha - (1+x)(1+y), \quad g(y) = \left\{ 1 + [\Delta + \beta(y_n - y)]^2 \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь вид  $f(x, y)$  определен функцией пропускания модулятора,  $a, \alpha, \beta, \Delta, \chi, \sigma, \tau$  – коэффициенты, значения которых связаны с параметрами физической модели лазера. Среди них принципиально важны: величина  $\alpha$ , определяемая в реальной модели, варьируемой скоростью накачки,  $\gamma$  – величина отношения релаксационных времен

излучения в резонаторе и инверсной населенности (по времени релаксации инверсии нормировано время в системе (1)), а также  $\beta$  – коэффициент амплитудно-фазовой связи и  $\kappa$  – уровень ненасыщенного поглощения в планарном затворе. Система (1) является удобным для цели качественного анализа приближением приведенной в [3] модели импульсного лазера с тонкопленочным модулятором добротности резонатора. При формулировке упрощенной схемы предполагалось, что пропускание затвора безынерционно по отношению к вариациям  $x$  и  $y$ . При этом величина пропускания изменяется довольно незначительно, что соответствует значениям  $\kappa \ll 1$ , характерным для параметров реальных планарных структур.

**Численный эксперимент.** Расчетное моделирование процесса вынужденного излучения на основе (1) проводилось для начальных условий, соответствующих пороговому условию генерации:  $y(t=0) = y_n = 2\alpha\kappa / (1 + \Delta^2 + \alpha x_n - 2\kappa)$ , при этом  $x(t=0) = x_n \ll x_s$  ( $x_s$  – стационарная величина  $x$ , рассчитываемая в сингулярном пределе (1)). При моделировании использованы значения параметров (1), перекрывающиеся с областью характеристик инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) на основе *GaAs*. Рассчитанные зависимости для решений  $x(t)$ , описывающие временную развертку интенсивности излучения, представлены двумя сценариями (рис. 1.а,б).

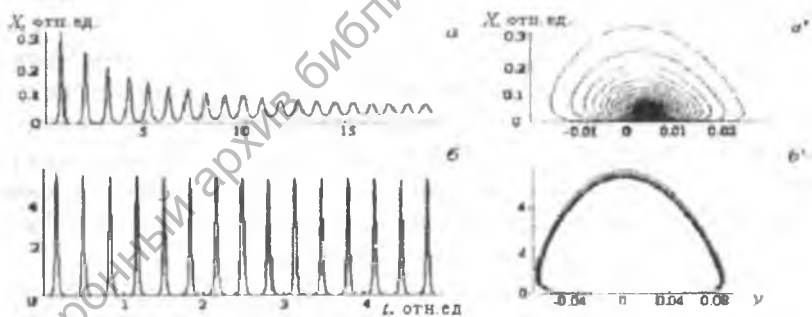


Рис. 1. Динамика интенсивности и фазовые траектории при  $\alpha = 1.05$  (а),  $1.70$  (б),  $\kappa = 0.033$  (а),  $0.05$  (б),  $\Delta_0 = -1.0$  (а),  $0$  (б),  $\sigma = 10$ ,  $\beta = 5.0$ .

Типичен, во-первых, режим пульсаций с снижающейся амплитудой (рис.1,а), в сущности, затухающих к равновесному значению  $x_s$ . Во-вторых, оказывается возможными решения в виде регулярной последо-

вательности импульсов – за изменением амплитуды и скважности всплесков мощности поля на переходном этапе развития генерации следует стабилизация амплитуды и формы пульсаций (рис. 1,б). Фазовый портрет на плоскости переменных  $(x(t), y(t))$  представляет собой выход траекторий в фазовом пространстве на предельный цикл (рис. 1,б'). Решения, описывающие развертку интенсивности  $x(t)$  в режиме затухающих пульсаций, в качестве аттрактора имеют точку  $(x_s, y_s)$  (рис. 1,а). Варианты решений, при которых так называемые релаксационные серии импульсов имеют регулярный характер, особо интересны, поскольку их реализация в виде автоколебательных режимов излучения лазеров является предметом направленного поиска при технологической разработке лазерных систем.

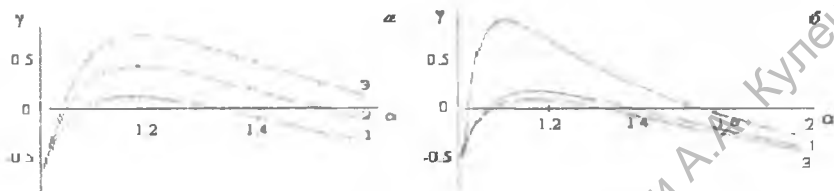
**Качественное изучение процесса генерации.** Далее ставится задача определения условий существования автоколебательных решений системы (1). Требуется определить область параметров системы, при которых решения имеют вид серии регулярных импульсов. Для этого использованы элементы качественного анализа динамической модели лазера. Система (1) обладает особыми точками  $x_s, y_s$ , характеризующими равновесные состояния модели и определяемыми решением:

$$\alpha = (1+x_s)(1+y_s), \quad \alpha_s = (y_s+a) \left[ 2\kappa/y_s - [1 + [\Delta + \beta(y_s - y_s)]^2] / a \right] \quad (2)$$

При решении задачи об устойчивости по Ляпунову траекторий, определяющих зависимости  $x(t), y(t)$  в окрестности  $x_s, y_s$ , в качестве основной цели выделен поиск условий, при которых особая точка может оказаться неустойчивым фокусом. Осциллягорный уход траекторий решений из окрестности точки равновесия может означать, что их аттрактором из-за неизбежного насыщения нарастания  $x(t), y(t)$  окажется предельный цикл. После линеаризации системы (1) была проанализирована зависимость действительной и мнимой части корней характеристического уравнения  $\gamma$  и  $\Omega$  от параметров модели:

$$\begin{aligned} \gamma &= -\frac{1}{2} \left[ 1 + x_s - \frac{\sigma \cdot \alpha_s y_s / \tau}{a(\sigma x_s - 2\kappa) + (2y_s + a) \cdot g(y_s)} \right] \\ \Omega^2 &= (1 + y_s) \frac{x_s}{\tau} \left\{ 1 + 2a\beta y_s \cdot \frac{[\Delta + \beta(y_s - y_s)] (\sigma x_s - 2\kappa)}{a(\sigma x_s - 2\kappa) + (2y_s + a) \cdot g(y_s)} \right\} - \\ &= \frac{1}{4} \left[ 1 + x_s + \frac{\sigma \cdot \alpha_s y_s / \tau}{a(\sigma x_s - 2\kappa) + (2y_s + a) \cdot g(y_s)} \right]^2 \quad (3) \end{aligned}$$

В случае, если точка равновесия представляет собой фокус, полученное характеристическое квадратное уравнение должно обладать комплексно-сопряженными корнями. Расчет соответствующих кривых, используя (2), (3), удобно было проводить на шкале зависимости  $\gamma$  и  $\Omega$  от параметра накачки  $\alpha$  полагая  $\gamma$ , в качестве неотрицательного линейно нарастающего параметра. Примеры расчета зависимостей параметра "разгорания"  $\gamma(\alpha)$  амплитуды гармонических решений линеаризованного аналога системы приведены на рис. 2



**Рис. 2.** Вещественная части корней характеристического уравнения  $g$  в зависимости от параметра  $\alpha$  при  $\chi l = 0.03$  (кривая 1), 0.04 (2), 0.05 (3),  $\Delta_0 = -1.0$ .  $\sigma = 10$  (а),  $\sigma = 5.0$  (1), 20 (2), 50 (3),  $\chi l = 0.035$ ,  $\Delta_0 = -1.0$  (1), 0.0 (2), 1.0 (3),  $\sigma = 10$  (б),  $\beta = 5.0$ .

Возникновение неустойчивости, т.е. переход к положительным значениям  $\gamma$ , происходит для определенных "пороговых" значений  $\alpha$  (рис.2,а,б). Повышение накачки в дальнейшем снова должно приводить, однако, к режиму с выходом на равновесное состояние. С ростом параметра накачки в пределах зоны неустойчивости должно происходить снижение периода релаксационных пульсаций.

**Закключение.** Результаты численного интегрирования (1) при определенных таким образом сочетаниях параметров действительно указывают на возможность решений, характеризующих автоколебательный режим излучения. Выделена зона этих параметров [4], перекрывающаяся с областью реальных параметров лазеров. Автомодуляционные колебания интенсивности в инжекционном лазере, содержащем в качестве модулятора нелинейный планарный элемент, наблюдались экспериментально [5].

### Литература

1. Котомцева Л.А., Лойко Н.А., Самсон А.М. Автоколебания в лазерах. – Мн., "Навука і тэхніка", 1990.
2. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. – М., "Наука", 1999.
3. Юревич В.А. Письма в Журнал технической физики. – 28, 7. – 2002.
4. Глазунова Е.В., Юревич В.А. Журнал прикладной спектроскопии. – 71. – 2004.

5. Борисов В.И., Юревич В.А. и др., В кн.: Материалы IV Международной научно-технич. конференции "Квантовая электроника". – Мн.. БГУ, 2002. – С.95-97.