

БИСТАБИЛЬНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА С ТОНКОПЛЁНОЧНЫМ РЕЗОНАНСНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

В. И. Борисов¹, Ю. В. Юревич²

¹Белорусско-Российский университет, Могилёв

²Могилёвский государственный университет продовольствия, Могилёв

E-mail: va_yurevich@mail.ru

Изучение возможности создания активных отражателей и оптических фильтров в тонкопленочном исполнении необходимо для нужд разработки и совершенствования компактных устройств управления потоками когерентного излучения. Расчётные оценки, проведенные в [1], показали, что нелинейное отражение света от тонкого слоя плотной резонансной среды обладает свойством гистерезиса. В данном сообщении условия проявления свойства бистабильности и связанного с ней оптического гистерезиса проанализированы для стационарной модели твердотельного лазера, в систему обратной связи которого включена плёнка плотной резонансной среды.

Использована распределенная модель взаимодействия усиливающей среды и поля генерации в плоско-параллельном резонаторе, действие излучаемого поля на резонансный отражатель учтено в граничных условиях. Продольное изменение напряженности встречных полей, образующих излучаемую моду (стоячую волну в резонаторе), может быть описано системой нелинейных дифференциальных уравнений. Для нормированных по уровню мощности насыщения интенсивностей Y_{\pm} встречных в направлении Ox плоских волн систему (в пренебрежении линейными потерями в усиливающем элементе), следуя соображениям, сходным, например, с использованными в [2], можно записать так:

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm K_0 Y_{\pm} \left(1 - \frac{Y_{\mp}}{1 + Y_{\mp}} \right) / \left(1 + Y_{\mp} + \frac{Y_{\pm} Y_{\mp}}{1 + Y_{\mp}} \right), \quad (0 \leq x \leq L). \quad (1)$$

Здесь K_0 – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне тока накачки, L – длина резонатора. Граничные условия, соответствующие отражению встречных волн в рассматриваемой схеме, записываются в виде:

$$Y_{+}(0) = Y_{-}(0), \quad Y_{-}(L) = R(Y') Y_{+}(L), \quad (2)$$

где представление резонансного отражения R , определяемого интенсивностью Y' внутри среды плёнки-модулятора, сформулировано в [4]. Решение уравнений (1) с условиями (2) дает возможность расчёта зависимости мощности излучения лазера на частоте основной моды (её частота, однако, может быть отстроена от частоты резонанса поглоте-

ния в плёнке) от накачки, характеристик резонатора и релаксационных параметров среды резонансного отражателя при учете спектрального уширения и диполь-дипольного взаимодействия. Формулируются аналитические выражения, связывающие значения интенсивности выходного излучения Y с уровнем мощности накачки:

$$\begin{aligned}
 K_0 L &= \frac{\ln(R) - 2\rho}{\ln(R)} \left\{ Y_+(L) - \frac{F}{2} - \frac{F^2 + 2F}{2[2Y_+(L) - F]} + \ln \left[\frac{2Y_+(L) - F}{\sqrt{F^2 + 2F}} \right] \right\}, \\
 Y_+(L) &= \frac{(1 + \eta)^2}{4\eta} \left\{ Y' \left[1 - \gamma G(\Delta - \beta Y') + \frac{G}{1 + \eta} \right]^2 + G^2 Y' \left(\frac{\Delta - \beta Y'}{1 + \eta} + \gamma \right)^2 \right\}, \\
 R(Y') &= \frac{\{r + G[1/(\eta + 1) - r\gamma(\Delta - \beta Y')]\}^2 + G^2[(\Delta - \beta Y')/(\eta + 1) + r\gamma]^2}{\{1 + G[1/(\eta + 1) - \gamma(\Delta - \beta Y')]\}^2 + G^2[(\Delta - \beta Y')/(\eta + 1) + \gamma]^2}, \\
 F &= \frac{2R(Y')Y_+^2(L)}{1 + (1 + R')Y_+(L)}, \quad G = \frac{\kappa_0 l}{1 + \Delta^2 + \sigma Y'}, \quad Y = Y' [1 - \gamma G(\Delta - \beta Y')]^2 + (\gamma G)^2 Y'.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Величина резонансного отражения слоя в (3) определяется величинами: $r = (\eta - 1)/(1 + \eta)$ – френелевским значением отражательной способности тонкого слоя с показателем η , σ – соотношением сечений перехода плёнки и активного слоя, G – показателем нелинейного поглощения в плёнке толщины l с учётом форм-фактора линии поглощения, κ_0 – коэффициентом ненасыщенного поглощения, Δ – нормированной по ширине линии отстройкой частоты действующего поля ω от частоты резонанса, β – показателем резонансной нелинейности рефракции, $\gamma = c/3\omega(1 + \eta)l$ – лоренцовским коэффициентом при учете ближних полей атомных диполей. Отметим, что в дисперсионных соотношениях (3) введением эффективной длины усиливающего элемента учтены полные потери излучения в резонаторе ρ . Расчет выходной мощности Y на основе зависимости $Y_+(L)$ от параметра накачки удобно проводить, изменяя Y' как линейно нарастающий неотрицательный параметр и вычисляя $K_0 L$ и Y как его функции. Зависимости рассчитывались для значений коэффициентов (3), перекрывающихся с реальными параметрами устройства лазеров (например, характерными для инжекционных лазеров). Достаточно типичными оказались кривые, которые при значениях K_0 и G , соответствующих небольшому превышению порога, описывали гистерезисную связь интенсивности выходного излучения и мощности накачки.

1. Тимощенко Е. В., Юревич В. А., Юревич Ю. В. // ЖТФ. 2013. Т. 83, вып. 2. С. 103–108.
2. Самсон А. М., Котомцева Л. А., Лойко Н. А. Автоколебания в лазерах. Минск: Наука і тэхніка, 1990. 316 с.